

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

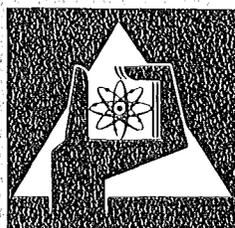
September 1975

KFK 2158

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

**Detektion oszillatorischer Komponenten in verrauschten Signalen
und Anwendung zum schnellen Nachweis von
Kühlmittelsieden in natriumgekühlten Reaktoren**

J. Ehrhardt



**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 2158

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Detektion oszillatorischer Komponenten in
verrauschten Signalen und Anwendung zum
schnellen Nachweis von Kühlmittelsieden
in natriumgekühlten Reaktoren

von

J. Ehrhardt

Dissertation genehmigt von der Fakultät
für Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



Kurzfassung

Die Überwachung technischer Anlagen erfolgt i.a. durch Beobachtung des Mittelwerts von Meßsignalen. Dabei wird aber nur ein Teil der in diesen Meßsignalen enthaltenen Information genutzt. So können - z.B. in einem Reaktor - Störungen in Form von Schwingungen auftreten, die kleine oszillatorische Komponenten in den Meßsignalen erzeugen. Derartige oszillatorische Komponenten verändern i.a. nicht den Mittelwert der Meßsignale und aktivieren folglich auch nicht das konventionelle Überwachungssystem; sie können jedoch durch Analyse des Rauschanteils der Meßsignale erkannt werden.

Oszillatorische Komponenten können besonders gut durch Beobachtung der Frequenzspektren von Rauschsignalen detektiert werden, da sie dort einen resonanzförmigen Anstieg der Spektralwerte bei der Oszillationsfrequenz hervorrufen. In der vorliegenden Arbeit wird eine Überwachungsanordnung vorgestellt, die es ermöglicht, plötzlich auftretende resonanzförmige Änderungen in den Frequenzspektren von Rauschsignalen schnell nachzuweisen. Es wurde der Prototyp einer kompakten Überwachungseinheit entwickelt, die kontinuierlich die spektrale Leistungsdichte von Rauschsignalen berechnet und innerhalb des relevanten Frequenzbereichs auf Veränderungen hin überwacht. Die Nachweismethode ist unabhängig vom frequenzabhängigen Verlauf der spektralen Leistungsdichte und anwendbar auf beliebige Rauschsignale.

Es wurden theoretisch allgemeine Kriterien entwickelt, die es erlauben, die optimale Überwachungsanordnung und deren Nachweisempfindlichkeit zu berechnen. Dabei wurde sowohl die zulässige Fehlalarmrate als auch die obere Grenze der Nachweisdauer berücksichtigt. Die Nachweisbedingungen sind anwendbar auf alle Rauschsignale, die näherungsweise normalverteilte Amplituden besitzen.

Die theoretischen Ergebnisse wurden in einer Anzahl von Experimenten mit der Überwachungsanordnung überprüft und bestätigt. Dabei wurden speziell experimentelle und theoretische Parameterstudien zum optimalen Nachweis von Natriumsieden in natriumgekühlten Reaktoren durchgeführt. Auf Grund der Ergebnisse konnte gezeigt werden, daß die Nachweismethode geeignet ist, durch Überwachung des Neutronenflußrauschens einen großen Corebereich des SNR 300 auf lokales wie auch auf integrales Natriumsieden hin zu überwachen. Dabei ist besonders wichtig, daß keine zusätzliche Coreinstrumentierung notwendig ist, da voraussichtlich die vorgesehene konventionelle Neutronenflußinstrumentierung Meßsignale liefert, die zur Siededetektion geeignet sind.

Detection of Oscillatory Components in Noise Signals and Its Application to Fast Detection of Sodium Boiling in LMFBR's

Abstract

In general, the surveillance of technical plants is performed by observing the mean value of measured signals. In this method not all information included in these signals is used. On the other hand - for example in a reactor - disturbances are possible which generate small oscillatory components in the measured signals. In general, these oscillatory components do not influence the mean value of the signals and consequently do not activate the conventional control system; however they can be found by analysis of the signal's noise component.

For the detection of these oscillatory signals the observation of the frequency spectra of the noise signals is particularly advantageous because they produce peaks at the oscillation frequencies.

In this paper a new detection system for the fast detection of suddenly appearing peaks in the frequency spectra of noise signals is presented. The prototype of a compact detection unit was developed which continuously computes the power spectral density (PSD) of noise signals and simultaneously supervises the PSD for peaks in the relevant frequency range. The detection method is not affected by the frequency dependence of the PSD and is applicable to any noise signal.

General criteria were developed to enable the determination of the optimal detection system and its sensitivity. The upper limits of false alarm rate and detection time were taken into account. The detection criteria are applicable to all noise signals with approximately normally distributed amplitudes.

Theoretical results were confirmed in a number of experiments; special experimental and theoretical parameter studies were done for the optimal detection of sodium boiling in LMFBR's. Computations based on these results showed that local and integral sodium boiling can be detected in a wide core range of SNR 300 by observing fluctuations of the neutron flux. In this connection it is important to point out that no additional core instrumentation is necessary because the planned conventional neutron flux instrumentation can produce signals suitable for boiling detection.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Verzeichnis der Abbildungen	
Verzeichnis der wichtigsten Symbole	
I. Einleitung	1
II. Grundlagen des Siedenachweises durch Analyse des Reaktorrauschens	6
A. Reaktivitätseffekt von Na-Sieden im SNR 300	6
1. Integrales Sieden	8
2. Lokales Sieden	16
B. Die spektrale Leistungsdichte des Neutronenflußrauschens im Reaktor und ihre Beeinflussung durch Na-Sieden	20
1. Integrales Sieden	22
2. Lokales Sieden	23
III. A. Überlegungen zur Realisierung einer Anordnung zur Überwachung der spektralen Autoleistungsdichte	26
1. Prinzipieller Aufbau einer geeigneten Meßanordnung	26
2. Kontinuierliche Messung der spektralen Autoleistungsdichte	27
3. Die Bedeutung der zulässigen Fehlalarmrate	35
B. Schematischer Aufbau der Überwachungsanordnung	37
IV. Theoretische Grundlagen der Spektrumsüberwachung zum Nachweis plötzlich auftretender oszillatorischer Signalanteile im Rauschen	43
A. Optimale Signalerkennung	43
B. Fehlalarmwahrscheinlichkeit und Schwellwerte	50

	Seite
C. Kriterien zur Optimierung der Überwachungsanordnung und zur Bestimmung der Nachweisempfindlichkeit	59
D. Parameterstudien zur Bestimmung der optimalen Analysatoranordnung zum Nachweis von Na-Sieden	68
1. Integrales Na-Sieden mit konstanter Oszillationsfrequenz	69
2. Integrales Na-Sieden mit Frequenzunschärfe	72
3. Lokales Na-Sieden bei verschiedenen Resonanzbreiten und verschiedenen Nachweiszeiten	76
V. Simulation der Überwachungsanordnung auf einem Kleinrechner	84
VI. Apparative Realisierung der Überwachungseinheit	89
VII. Siedesimulation am FR2	95
A. Experimentelle Anordnung zur Simulation und zum Nachweis integralen Na-Siedens am FR2	95
B. Meßergebnisse mit dem Siedesimulator	99
VIII. Meßergebnisse mit der Überwachungsanordnung und Vergleich mit theoretischen Resultaten	104
A. Schwellwerte, Fehlalarmraten und Fehlalarmwahrscheinlichkeiten	104
1. Simulierte Rauschsignale	107
2. Meßergebnisse FR2	111
3. Meßergebnisse KNK I	118
B. Nachweiswahrscheinlichkeit (Simulation von integralem und lokalem Na-Sieden)	121

	Seite
IX. Zusammenfassende Aussagen über den möglichen Nachweis plötzlich auftretender oszillatorischer Signalanteile im Rauschen	138
X. Abschätzungen und Kriterien zum Nachweis von Na-Sieden im SNR 300 bei Verwendung der betrieblichen Neutronenflußinstrumentierung	142
XI. Anhang	152
Referenzen	156
Tabellen	160

Verzeichnis der Abbildungen

	Seite
1 Schematischer Corequerschnitt des SNR 300	7
2 Voidkoeffizient und Na-Dampfblasenreaktivität im SNR 300	9
3 Charakteristik integralen Natriumsiedens	11
4 Idealisieretes Zeitverhalten der Na-Dampfblase	11
5 Zeitliche Reaktivitätsmodulation durch idealisierte Blasenoszillation	13
6 Reaktivitätsamplituden durch idealisierte Blasenoszillation	15
7a Spektrale Zusammensetzung des Drucksignals bei lokalem Na-Sieden	18
7b Charakteristik lokalen Natriumsiedens	18
8 Resonanzformen bei lokalem Na-Sieden	25
9 Blockdiagramm zur Berechnung der spektralen Autoleistungsdichte	28
10 Zeitverhalten der Resonanzen	34
11 Meß- und Überwachungsanordnung zum Nachweis von Na-Sieden	39
12 Vergleich von Ideal- und Realfilter	49
13 Fehlalarmwahrscheinlichkeit als Funktion des Schwellwerts	57
14 Parameterstudien zum optimalen Nachweis integralen Na-Siedens	70
15 Bestimmung des Optimalfilters	77

	Seite	
16	Bestimmung der optimalen Zeitkonstanten	79
17	Nachweisempfindlichkeit und Frequenzunschärfe	82
18	Schematischer Aufbau zur Simulation und zum Test der Überwachungsanordnung	86
19	Blockschaltbild Überwachungseinheit: Korrelator und Fourieranalysator	90
20	Siedesimulation am FR2	96
21	Schematischer Querschnitt des FR2-Cores	98
22	Spektrale Leistungsdichte der Neutronenfluß- und Reaktivitätsschwankungen am FR2	100
23	Übertragungsfunktion des FR2	102
24	} Fehllalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Simulation bei verschiedenen Parameterwerten	} 108
25		
26		} 110
27		
28	Frequenzabhängigkeit der Schwankungen in der spektralen Autoleistungsdichte am FR2	113
29	} Fehllalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Experiment FR2/KNK I	115
30		117
31	Frequenzabhängigkeit der Schwankungen in der spektralen Autoleistungsdichte am KNK I	119
32	Typisches Zeitverhalten einer Resonanz in der spektralen Autoleistungsdichte	125
33	Nachweiswahrscheinlichkeit bei verschiedenen Signalamplituden (integrales Sieden)	126
34	} Experimentelle Parameterstudien zur Nachweiswahrscheinlichkeit (integrales Sieden)	128
35		130

	Seite	
36	Nachweiswahrscheinlichkeit bei verschiedenen Signalamplituden (lokales Sieden) 133	
37	} Experimentelle Parameterstudien zur Nachweiswahrscheinlichkeit (lokales Sieden)	134
38		136
39	Position einer der vier Neutronenflußmeßgruppen in einem 90°-Querschnittssektor des SNR 300 147	

Verzeichnis der wichtigsten Symbole

$A(t)$	Funktion zur Optimierung der Überwachungsanordnung
a_b	Mittlere Oszillationsamplitude der Dampfblasenoberkante
B_1, B_2	untere bzw. obere Grenze des überwachten Frequenzbereichs in der APSD
$b_u; b_o$	Position der Blasenunterkante; \sim Oberkante
D	Diven-Faktor
$D_H(t)$	Hanning-Gewichtsfunktion
d_1, d_3	axialer Voidkoeffizient in $\left[\frac{\Delta k}{k} \text{ cm}^{-1} \right]$ bzw. $\left[\frac{\Delta k}{k} \text{ cm}^{-3} \right]$
F	mittlere Gesamtspaltrate im Reaktor
F_A	Fehlalarmrate
F_Q	Proportionalitätsfaktor zwischen p_k und p_k^{exp}
ΔF	zu überwachender Frequenzbereich in der APSD
f	Frequenz
$\delta_{f_0}(t)$	Frequenzunschärfe, zeitabhängig
Δf	Frequenzauflösung in der APSD
\mathcal{F}	Fouriertransformation
$g(t)$	Zeitfunktion, die das Wachstum der Resonanzen in der APSD beschreibt
$H(f)$	Übertragungsfunktion des Reaktors
j	$= \sqrt{-1}$
k, k_Σ	Zahl der Freiheitsgrade bei der χ^2 -Verteilung
M	Punktzahl in der APSD

M'	Zahl der zu überwachenden Punkte in der APSD
MW	Mittelwert
m	Summationsgrenzen bei den digitalen Optimalfiltern
N	Mittelungskonstante bei der arithmetischen Mittelung
N_Q	Zahl der Schwellwertüberschreitungen
N_Q^R	Zahl der Resonanzen, die den Schwellwert überschreiten
N_{zykl}	Zahl der Überwachungszyklen
N_{EIN}	Zahl der Zuschaltungen des Oszillationssignals
N_D	Zahl der Nachweise
$P(f)$	APSD der Summe der Reaktivitätsstörungen
P_k	Fehlalarmwahrscheinlichkeit
Q	Schwellwert
$q_s; q_v$	Resonanzbreite ($\sigma_s = q_s \Delta f$); \sim bei lokalem Na-Sieden
q	im Detektor pro nachgewiesenem Neutron freigesetzte Ladung
$R_s; R_v$	effektive Amplitude des oszillatorischen Störsignals; \sim durch lokales Na-Sieden erzeugten Anteils im Neutronendetektorsignal
$R(i\Delta t; \lambda \Delta \tau)$	AKF
Re, re	Realteil der APSD
$r(i\Delta t; \lambda \Delta \tau)$	Zwischenprodukt bei der Berechnung der AKF
$S(f); S_N(f); S_G(f); S_d(f); S_u(f)$	APSD des Meßsignals bei der Frequenz f; normierte \sim ; mit der Zeitkonstanten T_G gemittelte \sim ; auf $S_G(f)$ normierte \sim ; im normalen Betriebszustand des überwachten Systems vorliegende \sim .

SUV	Signal-zu-Untergrund Verhältnis
$s(i\Delta T; \lambda \Delta f)$	Fourierkoeffizienten
T	Meßzeit
$T_G; T_{RC}$	Zeitkonstanten mit $T_G \gg T_{RC}$
t	Zeit
$t_{max}; t_o; t_v$	maximal zur Verfügung stehende Zeit zum Nachweis des Störsignals; \sim von integralem Sieden; \sim von lokalem Sieden
Δt	Zeitintervall zwischen zwei Digitalisierungsschritten des ADC
V(t)	Überwachungsfunktion
V_q	modifizierte Überwachungsfunktion
VAR	Varianz
W	Detektorempfindlichkeit in Nachweise pro Spaltung
W_D	Nachweiswahrscheinlichkeit
$x(t); x_i = x(i\Delta t)$	Rauschsignal; digitalisiertes \sim
$Z; Z_G$	Mittelungskonstanten bei RC-Mittelung mit $Z_G \gg Z$
$1-\alpha$	statistische Sicherheit
$\delta(f)$	Dirac-Funktion
ϵ	Detektorempfindlichkeit in $\langle \bar{A} / \Phi \rangle$
\ominus	Wahrscheinlichkeitsintegral
ξ^2	relativer quadratischer Fehler
ρ	Reaktivitätsamplitude
$\rho_i(t)$	zeitabhängige Reaktivitätsstörungen
σ^2	Varianz
$\sigma_s; \sigma_v$	Resonanzbreite; \sim bei lokalem Na-Sieden
σ_D^2	Varianz der Nachweiswahrscheinlichkeitsverteilung

τ	Zeitverzögerung
τ_D	mittlere Nachweisdauer
$\Delta\tau$	zeitlicher Abstand zwischen zwei Punkten in der AKF
Φ	Neutronenfluß
$\Phi_{\chi^2}; \Phi_p$	Summenwahrscheinlichkeit der χ^2 -Verteilung; ~ der Poisson-Verteilung
$\varphi_1; \varphi_2; \varphi_3; \varphi_p;$ $\varphi_B; \varphi_D; \varphi_{\chi^2}$	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Gauß-Verteilung; ~ die \cos^2 -Verteilung; ~ die Exponential-Verteilung; ~ die Poisson- Verteilung; ~ die Binomial-Verteilung; ~ die Nachweiswahrscheinlichkeitsverteilung; ~ der χ^2 -Verteilung
$\chi^2_{1-\alpha; k}$	einseitiger Schwellwert der χ^2 -Verteilung zur statistischen Sicherheit $1-\alpha$ bei k Freiheitsgraden

Indizes

s	oszillatorisches Störsignal
o	integrales Na-Sieden
v	lokales Na-Sieden
opt	Optimalwert der betreffenden Größe
l } i } n }	laufende Indizes
exp	experimentell ermittelte Größe

Abkürzungen

ADC	Analog-zu-Digital-Konverter
AKF	Autokorrelationsfunktion
APSD	Spektrale Autoleistungsdichte
DFT	Diskrete Fouriertransformation
FFT	Schnelle Fouriertransformation
PSD	Spektrale Leistungsdichte

I. Einleitung

Die Überwachung von Kernreaktoren erfolgt bisher durch Messung und Beobachtung des Mittelwerts relevanter Zustandsgrößen, wie z.B. Leistung, Kühlmitteltemperatur und Kühlmittelfluß. Änderungen im Mittelwert dieser Meßsignale weisen auf Abweichungen vom normalen Betriebszustand hin und aktivieren darum bei Überschreitung vorgegebener Grenzwerte sofort das Regel- oder Sicherheitssystem. Die alleinige Überwachung der Mittelwerte nutzt jedoch nur einen Teil der in den Meßsignalen enthaltenen Information.

Störungen und Veränderungen im Reaktor beeinflussen nicht notwendigerweise den Mittelwert der Meßsignale. So können Störungen in Form von Schwingungen, wie sie z.B. an Reaktorkomponenten oder als Folge periodisch ablaufender anormaler Vorgänge auftreten können, Signalkomponenten erzeugen, die nur die Schwankungen - den sogenannten Rauschanteil - der Meßsignale verändern. Derartige oszillatorische Störungen aktivieren folglich nicht das konventionelle Überwachungssystem, da dort bewußt der Rauschanteil der Meßsignale unterdrückt wird. Eine frühzeitige Erkennung derartiger Signalkomponenten, die meist auf zunächst nur geringe Störungen des normalen Reaktorbetriebs hinweisen, ist jedoch wünschenswert, um durch geeignete Gegenmaßnahmen eine Schadensausweitung zu verhindern und damit einen beginnenden Unfallablauf im Anfangsstadium zu unterbrechen. Durch Analyse und Überwachung der Schwankungen von geeigneten Meßgrößen besteht also die prinzipielle Möglichkeit, kleine Störungen im Reaktor zu detektieren, bevor größere Schäden entstehen oder größere Corebereiche betroffen werden. Durch systematische Analyse der Schwankungen von Zustandsparametern, d.h. durch Anwendung der Rauschanalyse zur Überwachung von Kernenergieanlagen, kann also grundsätzlich deren Sicherheit und Verfügbarkeit erhöht und ein ökonomischer Betrieb gewährleistet werden. Eines der

Hauptprobleme der Sicherheitsbetrachtungen von schnellen natriumgekühlten Reaktoren betrifft Störungen des Kühlmitteldurchsatzes in einem Brennelement, da sie eine beträchtliche Gefährdung für das gesamte Reaktorcore darstellen. Lokale Kühlungsstörungen, wie sie z.B. als Folge einer Blockade in einem Brennelement auftreten können, rufen lokale Überhitzungen des Kühlmittels hervor, in deren Folge Na-Sieden auftreten kann. Die entstehenden Na-Dampfblasen unterscheiden sich je nach Art, Vorgeschichte und Dauer der Kühlungsstörung in ihrem örtlichen und zeitlichen Verhalten. Beim lokalen Na-Sieden bilden sich nur kleine Dampfblasen mit Volumina von wenigen Kubikzentimetern und geringer Lebensdauer von einigen Millisekunden. Integrales Na-Sieden, das als Endstadium lokalen Siedens, bei größeren Blockaden oder bei Pumpenausfall auftreten kann, erzeugt im Gegensatz dazu eine große Na-Dampfblase, die in einem großen Teil des Brennelements dessen gesamten Querschnitt ausfüllt. Dadurch wird die Kühlung in weiten Bereichen des Brennelements unterbunden. Als Folge ist innerhalb kürzester Zeit (etwa 3 sec nach Siedebeginn) mit der Zerstörung des Brennelements durch Schmelzen der Brennstabhüllen und des Brennstoffs zu rechnen. Dabei ist zu befürchten, daß durch auftretende Brennstoff-Natrium-Reaktionen weitere Brennelemente betroffen werden (Propagationsunfall). Ziel einer Coreüberwachung muß es also sein, Kühlungsstörungen in einem möglichst frühen Stadium zu detektieren, um die Zerstörung größerer Corebereiche durch Einleitung geeigneter Gegenmaßnahmen zu vermeiden.

Zum Nachweis von Kühlungsstörungen ist die Überwachung all jener Signale denkbar, die eine für diesen Störfall charakteristische Veränderung erfahren. Zunächst bietet sich die Installation von Thermoelementen und Durchflußmessern in jedem einzelnen Brennelement an. Kühlungsstörungen sind jedoch bisher durch direkte Messung der Kühlmitteltemperatur oder des Kühlmitteldurchflusses in einem frühen Stadium nicht nachweisbar. Zudem stößt die

Realisierung einer derartigen individuellen Überwachungsanordnung auf erhebliche Schwierigkeiten technischer Art und widerspricht wirtschaftlichen Argumenten. Darum müssen Nachweisverfahren entwickelt werden, bei denen durch Messung weniger integraler Größen das gesamte Core überwacht werden kann. Als Grundlage derartiger Verfahren bietet sich die Messung des akustischen und des Reaktivitätseffekts von Na-Sieden an, das als deutliches Indiz für Kühlungsstörungen möglichst schnell detektiert werden muß.

Bei der Entstehung und beim Kollabieren von Na-Dampfblasen werden im Kühlmittel Druckimpulse und -schwankungen erzeugt, die prinzipiell durch im Reaktorcore zu installierende Druckaufnehmer detektiert werden können. Na-Dampfblasen verursachen über den ortsabhängigen Voidkoeffizienten aber auch Reaktivitätsstörungen, die eine charakteristische Modulation des Neutronenflusses im gesamten Reaktor hervorrufen.

Der Nachweis der Siedesignale im Neutronenfluß hat im Gegensatz zur akustischen Methode den Vorteil, daß keine zusätzliche Instrumentierung notwendig ist, da - wie im vorliegenden Bericht gezeigt wird - i.a. die konventionelle Neutronenflußinstrumentierung Meßsignale liefert, die für eine weitere Verarbeitung zur Siededetektion geeignet sind.

Die durch das Na-Sieden hervorgerufenen Beiträge im Signal der akustischen bzw. Neutronendetektoren sind klein und stehen in Konkurrenz zu den bei ungestörtem Reaktorbetrieb vorhandenen Signalschwankungen, die erzeugt werden von normalen betrieblich bedingten Störquellen. Die Methoden der Rauschanalyse eröffnen jedoch die Möglichkeit, auch bei Anwesenheit eines hohen Störpegels charakteristische Signalformen zu erkennen. Es muß also untersucht werden, inwieweit es möglich ist, mit Hilfe der Rauschanalyse die für Na-Sieden charakteristischen Signalanteile im Detektorsignal in mög-

lichst kurzer Zeit zu identifizieren. Im vorliegenden Bericht sind derartige Untersuchungen am Beispiel der Siededetektion durch Analyse des Neutronenflußrauschens dargestellt.

Die Natrium-Dampfblasen erzeugen entsprechend ihrem zeitlichen Verhalten charakteristische Neutronenflußoszillationen, deren mittlere Frequenz während des Siedevorgangs nahezu konstant bleibt. Zur Beobachtung derartiger Störungen eignet sich besonders gut das Frequenzspektrum oder die spektrale Leistungsdichte des zu überwachenden Neutronendetektorsignals: die infolge Na-Sieden plötzlich auftretenden zusätzlichen Signalschwankungen rufen in der spektralen Leistungsdichte einen resonanzförmigen Anstieg der Spektralwerte im Bereich der mittleren Blasenfrequenz hervor. Auf der Grundlage des Nachweises derartiger durch plötzlich auftretende Signalanteile hervorgerufenen Resonanzen in der spektralen Leistungsdichte wurde ein Überwachungssystem entwickelt und derart optimiert, daß bei minimaler Fehlalarmrate eine größtmögliche Nachweisempfindlichkeit erreicht wurde.

Der vorliegende Bericht untersucht zunächst quantitativ die durch Na-Sieden erzeugten Neutronenflußmodulationen und deren Einfluß auf die spektrale Leistungsdichte der Neutronenflußschwankungen. Die Ergebnisse motivieren die daran anschließenden Überlegungen zur Realisierung einer Überwachungsanordnung. Es werden die Forderungen an ein derartiges Nachweissystem formuliert und schließlich das Konzept der entwickelten Überwachungsanordnung vorgestellt.

In den daran anschließenden Abschnitten werden theoretisch allgemeine Kriterien zur schnellen Erkennung plötzlich auftretender oszillatorischer Signalanteile in Rauschsignalen entwickelt und zur Optimierung der Überwachungsanordnung bezüglich Fehlalarmwahrscheinlichkeit und Nachweisempfindlichkeit herangezogen. Die theoretischen Resultate werden

dann mit Meßergebnissen verglichen. Die Experimente wurden mit dem entwickelten Nachweisgerät in Laborversuchen und bei on-line-Tests am Reaktor durchgeführt, wobei das plötzliche Auftreten von Siedesignalen elektronisch simuliert wurde.

Schließlich wird unter Berücksichtigung der erreichbaren Nachweisempfindlichkeit und gewisser Voraussetzungen bezüglich des Siedevorgangs versucht, die Frage nach der Möglichkeit der Coreüberwachung bezüglich Na-Sieden am SNR 300 zu beantworten. Dabei werden die derzeitigen Vorstellungen über Siedevorgang, Reaktorcore und dessen Instrumentierung berücksichtigt.

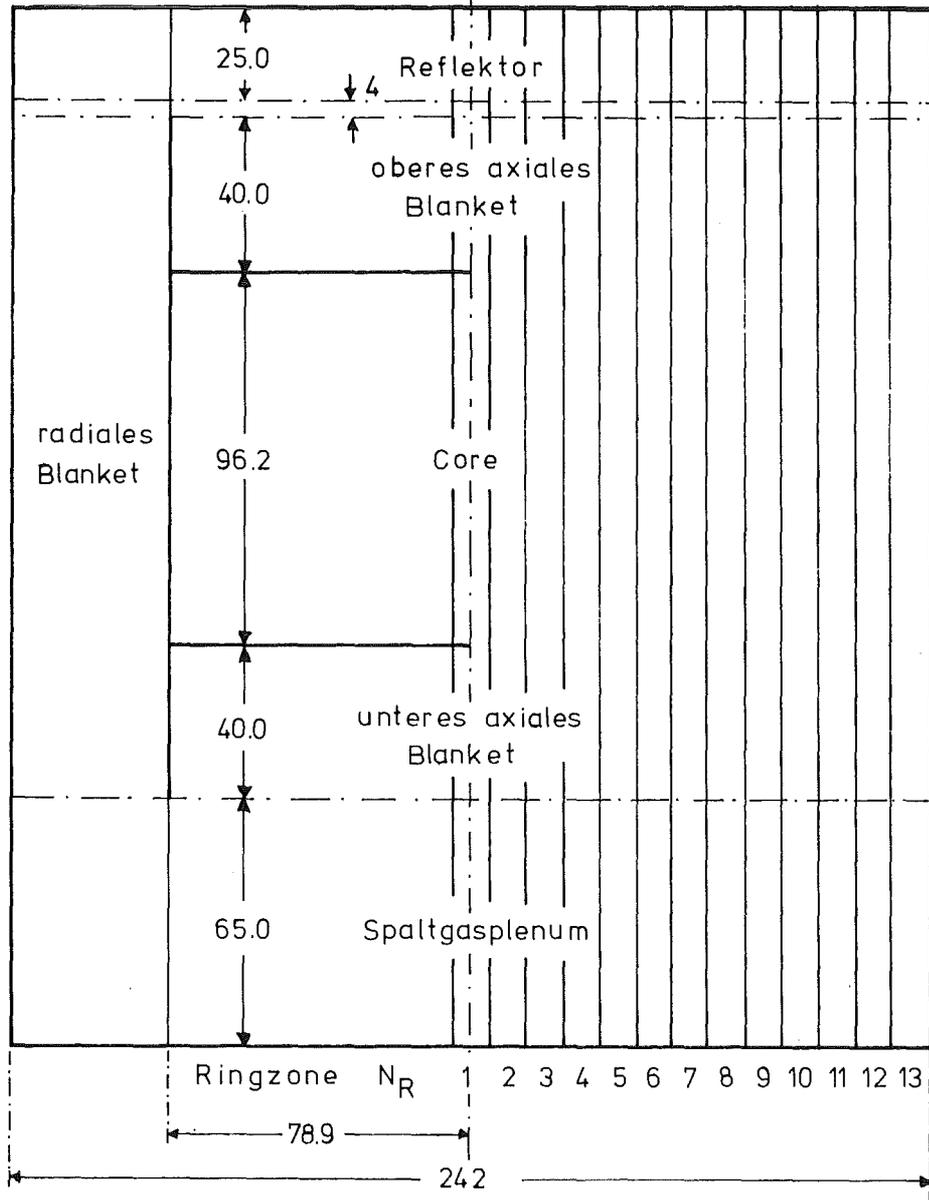
II. Grundlagen des Siedenachweises durch Analyse des Reaktorrauschens

Unter der Analyse des Reaktorrauschens versteht man die Untersuchung der statistischen Schwankungen von Zustandsgrößen des Reaktors (z.B. Leistung, Temperatur) beschreibenden Verteilungen (z.B. Frequenz-, Amplitudenspektren). Praktisch bedeutet dies i.a. die Bestimmung der spektralen Leistungsdichten (engl.: Power Spectral Density; PSD) der Schwankungen verschiedener relevanter Signale. Sowohl die spektralen Leistungsdichten als auch die Kreuzkorrelationsfunktionen zwischen den verschiedenen Zustandsgrößen enthalten Informationen über den Reaktorzustand. Die Rauschanalyse wird darum in immer größerem Umfang zur Entwicklung von diagnostischen Methoden herangezogen, mit deren Hilfe es möglich ist, über Veränderungen in Form und Amplitude der PSD auf ungewöhnliche Veränderungen im Reaktorsystem hinzuweisen und eventuell diese Veränderungen ganz bestimmten Ursachen zuzuordnen.

In den folgenden Abschnitten wird speziell untersucht, welche Reaktivitätsstörungen durch Na-Sieden im SNR 300 erzeugt werden und inwieweit die daraus resultierenden Neutronenflußmodulationen die spektrale Leistungsdichte von Neutronendetektorsignalen in typischer Weise verändern.

A. Reaktivitätseffekt von Na-Sieden im SNR 300

Das Auftreten von Kühlmittelsieden in einem schnellen natriumgekühlten Reaktor stellt eine schwerwiegende Störung im Reaktorcore dar, die zu einem möglichst frühen Zeitpunkt nachgewiesen werden muß, um durch die Einleitung geeigneter Gegenmaßnahmen Folgeschäden zu verhindern. Bei Verwendung von Natrium als Kühlmittel treten hauptsächlich zwei Siedeformen auf: integrales



N_R	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
N_{SUB}	1	6	9	12	3	18	24	12	18	42	48	54	42

Abb.1 Schematischer Corequerschnitt des SNR 300
(Maße in cm)

und lokales Sieden. Sie werden entsprechend Entstehung, Siedeablauf und Ausbreitung der Na-Dampfblasen unterschieden. Das Auftreten von Na-Sieden bedeutet jedoch in jedem Fall lokalen Kühlmittelverlust, der eine dem Verhalten der Dampfblasen entsprechende zeitliche Reaktivitätsmodulation erzeugt. Verlauf und Amplitude dieser Reaktivitätsstörung sind zusätzlich abhängig vom axialen Verlauf des Na-Voidkoeffizienten im betreffenden Brennelement. Der Voidkoeffizient der zur Zeit in der Planung oder im Bau befindlichen schnellen Reaktoren ist in einem zentralen Corebereich positiv und in der Randzone negativ /1,2,3 /. Für quantitative Untersuchungen wird im weiteren der Na-Voidkoeffizient im SNR 300 betrachtet. Abb.1 zeigt schematisch den Coreaufbau des SNR 300, wie er für die Berechnung des Voidkoeffizienten benutzt wurde /3/. Der Brennelementbereich ist aufgeteilt in 13 Ringzonen N_R mit jeweils N_{SUB} Subassemblies. Der äquivalente Radius einer zylindrisierten Subassembly beträgt $r_{SUB} = 6.0754$ cm. Das Natrium ist im SNR 300 (Mark Ia - Core) in den Ringzonen $N_R = 1-11$ mit einem Volumenanteil von 40% und bei $N_R = 12,13$ mit 25.6% vertreten. In Abb.2 ist der berechnete Voidkoeffizient für jeweils ein Subassembly der entsprechenden Ringzone dargestellt. Aus dem axialen Verlauf und dem Betrag des Voidkoeffizienten ist zu erwarten, daß die durch Na-Sieden erzeugten Voidvolumina im Coremittelbereich große Reaktivitätsstörungen hervorrufen, im Gegensatz zu den äußeren radialen und axialen Corezonen, sowie dem Blanket, wo mit nur sehr kleinen Reaktivitätseffekten zu rechnen ist. Für quantitative Untersuchungen wird im folgenden integrales und lokales Sieden getrennt behandelt.

1. Integrales Na-Sieden

Ursachen, Verlauf und mögliche Folgen von integralem Na-Sieden in Brennelementen schneller natriumgekühlter Reaktoren wurden in mehreren Arbeiten /4,5/ untersucht. Danach kann integrales Sieden als Folge von Siedeverzug am Ort anormal hoher Kühlmittelaufheizung auftreten, als

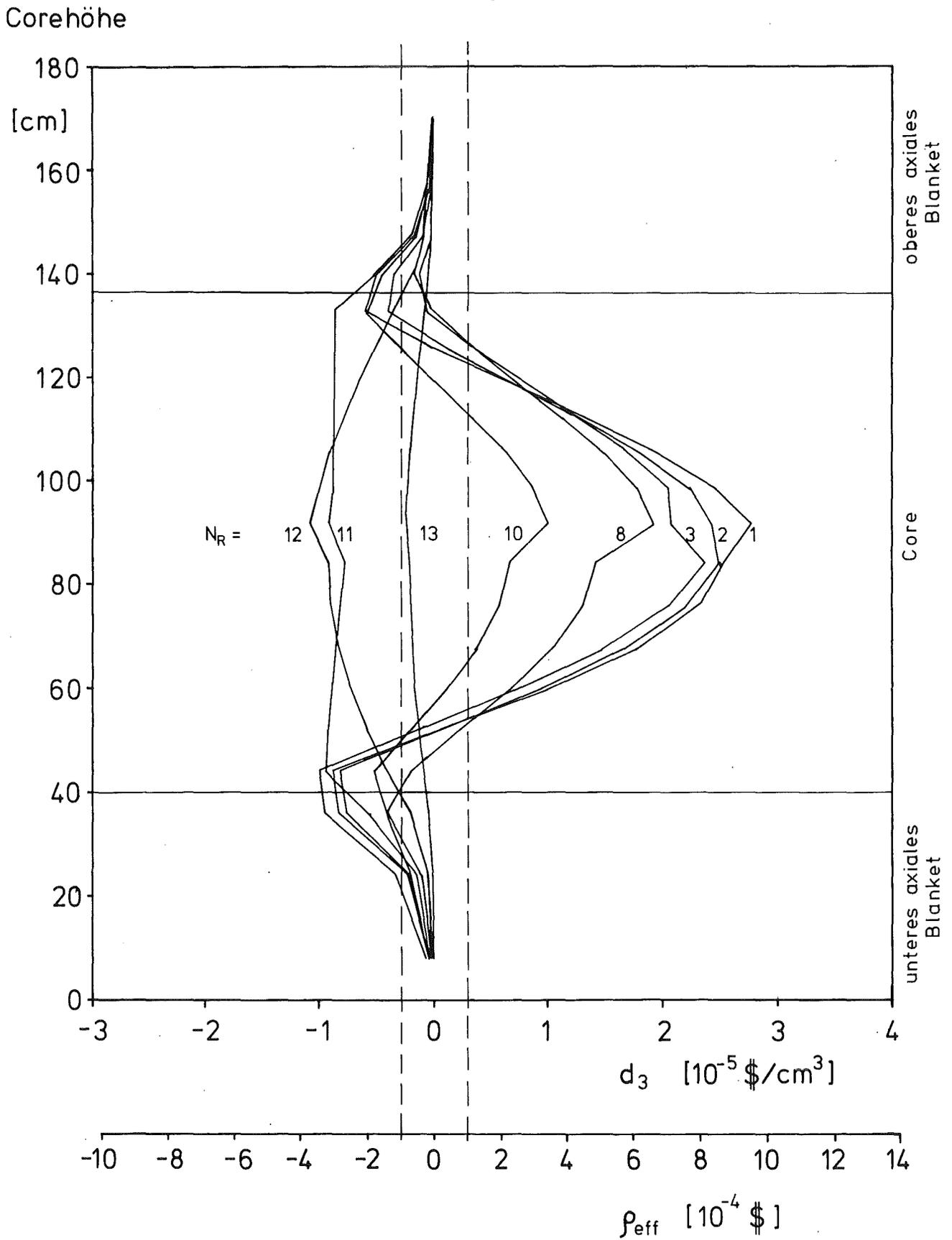


Abb. 2 Voidkoeffizient und Blasenreaktivität im SNR 300

deren Ursache folgende Störungen in Frage kommen /5/:

- a) Unkontrollierter Anstieg der Reaktorleistung;
- b) Unkontrollierter Abfall der Kühlmittelförderung;
- c) Blockieren der Kühlmittelströmung.

Der Siedevorgang selbst ist durch folgenden Ablauf charakterisiert /4,5/:

- d) Nach Siedeverzug erfolgt die Primärejektion einer oder mehrerer zeitlich kurz aufeinanderfolgender großer Blasen.
- e) Die ausgestoßene Na-Säule fällt nicht mehr zurück in die Bereiche der Blasenbildung, so daß ein gewisser Teil des Brennelements ungekühlt ist.
- f) Die axialen Grenzen der entstandenen Na-Dampfblase schwingen im Brennelement mit mittleren Amplituden von einigen 10 cm und einer nahezu konstanten Frequenz, die zwischen 2 Hz und 7 Hz liegen kann.

Abb.3 zeigt einen typischen Na-Siedevorgang für den Fall eines plötzlichen Pumpenausfalls, der durch theoretische und experimentelle Untersuchungen gefunden wurde /5/.

Als Folge von Na-Sieden bilden sich nach Punkt e) im Bereich des ungekühlten Brennelements trockene Abschnitte, an denen zuerst die Schmelztemperaturen von Brennstoff und Hüllmaterial erreicht werden. Dort erfolgt die Zerstörung des Brennelements und der Austritt von flüssigem Brennstoff, der dann beim Eindringen in Na-führende Bereiche eine heftige Reaktion zwischen Brennstoff und Natrium bewirken kann. Die dabei auftretenden Druckwellen können zur Folge haben, daß nicht nur das betroffene, sondern auch benachbarte Brennelemente zerstört werden. Der Zeitraum zwischen dem Einsetzen von Na-Sieden und Brennelementschmelzen liegt bei etwa 3 sec.

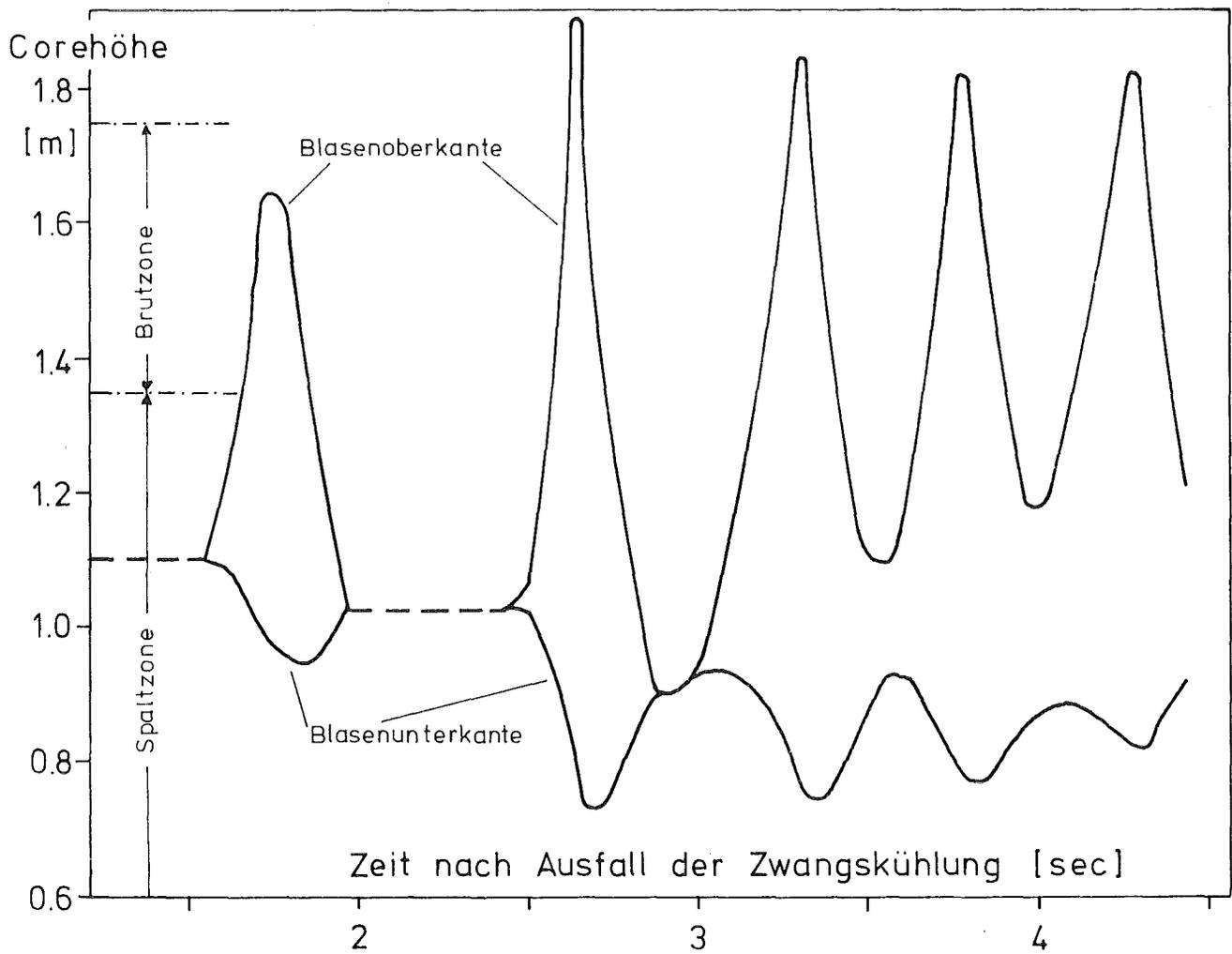


Abb. 3 Charakteristik integralen Natriumsiedens [5]

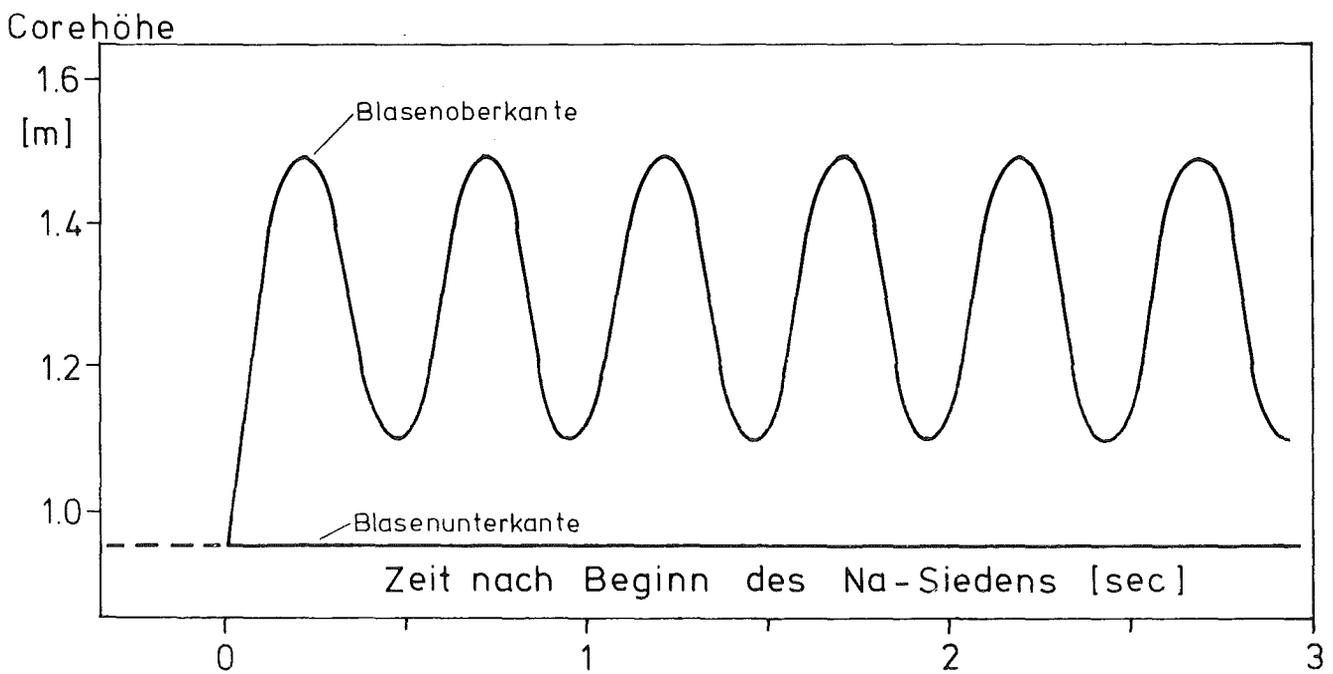


Abb. 4 Idealisiertes Zeitverhalten der Na-Dampfblase

Der in Abb.3 dargestellte typische Verlauf des Siedevorgangs zeigt nach der Blasenentstehung ein charakteristisches oszillatorisches Zeitverhalten des Blasenvolumens. Zur systematischen Untersuchung der im SNR 300 durch Natsieden erzeugbaren Reaktivitätsstörungen wurde dieses Zeitverhalten des Blasenvolumens nach Abb.4 durch eine Rampe mit anschließender Sinusschwingung idealisiert. Dabei wurde die Blasenunterkante $b_u(t)$ zeitlich konstant gehalten:

$$b_u(t) = b_u = \text{konst.}$$

Für die Blasenoberkante $b_o(t)$ gilt dann:

$$b_o(t) = \begin{cases} b_u + v_b \cdot t & 0 \leq t \leq t_b \\ b_u + v_b \cdot t_b + a_b \cdot \sin 2\pi f_o(t - t_b) & t \geq t_b \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

mit v_b mittlere Steiggeschwindigkeit der Blasenoberkante bis zur Zeit t_b

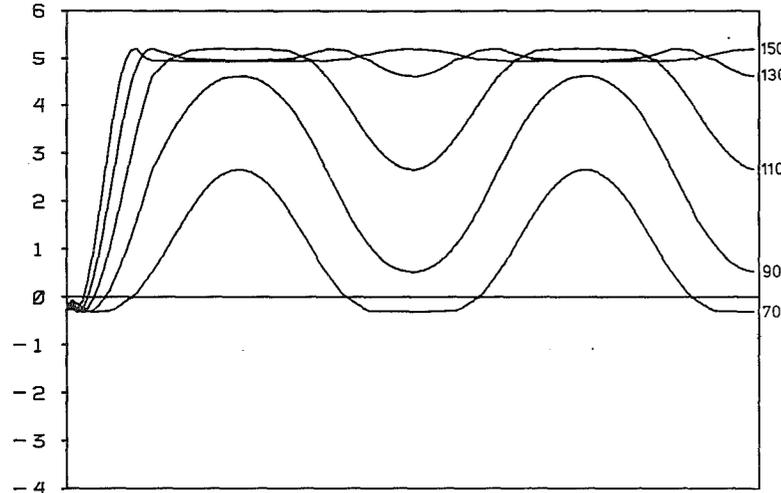
a_b mittlere Oszillationsamplitude der Blasenoberkante mit $v_b \cdot t_b \geq a_b$.

Für die durch das Blasenvolumen erzeugte Reaktivitätsstörung $\rho_o(t; N_R)$ in einem Brennelement der Ringzone N_R gilt dann unter der Voraussetzung, daß durch das Auftreten der Dampfblase der Voidkoeffizient selbst nicht merkbar verändert wird

$$\rho_o(t; N_R) = \int_0^t d_1(b_o; N_R) \frac{\partial b_o}{\partial t} dt \quad (\text{II.2})$$

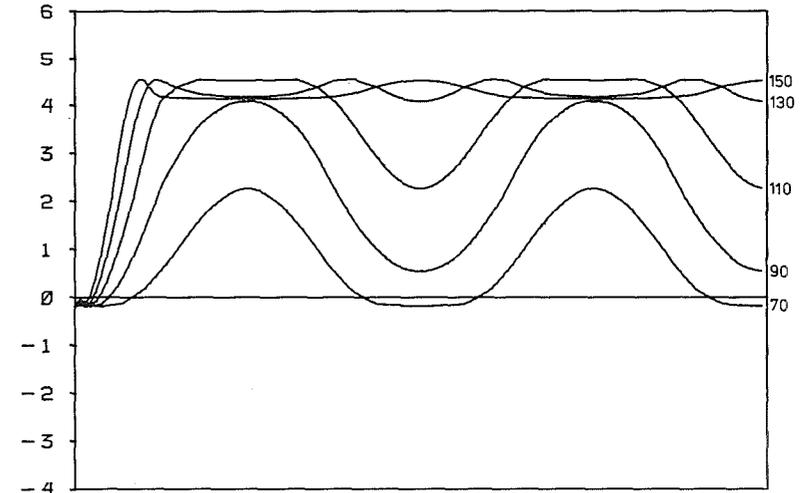
Dabei wird mit $d_1(z; N_R)$ der axiale Voidkoeffizient am Ort z in Einheiten von $\left[\frac{\Delta k}{k} \text{ cm}^{-1} \right]$ bezeichnet. Er gibt an, wie groß der Reaktivitätseffekt ist, wenn in einem Brennelement der Ringzone N_R an der Stelle z ein Voidvolumen auftritt, das den gesamten Brennelementquerschnitt ausfüllt und in axialer Richtung 1 cm ausgedehnt ist.

REAKTIVITAET
(1. E-2\$)



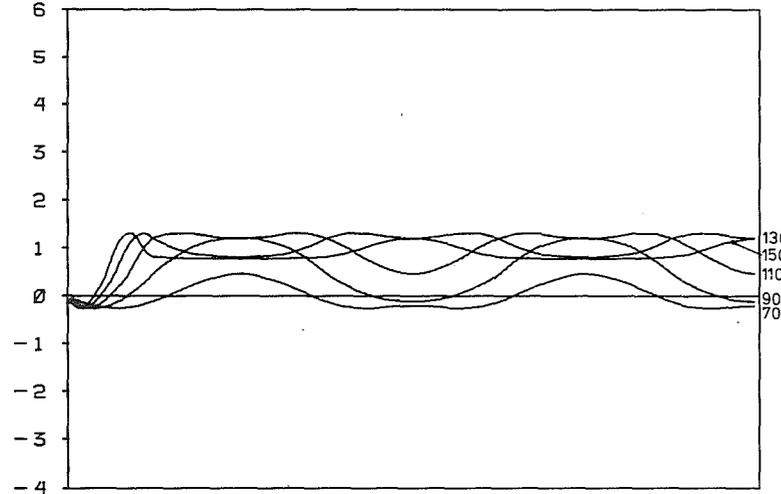
NR=2 BL. UK. =40CM AMPL. =20CM
PARAMETER: MITTL. OSZILLATIONSHOEHE IN (CM) → t

REAKTIVITAET
(1. E-2\$)



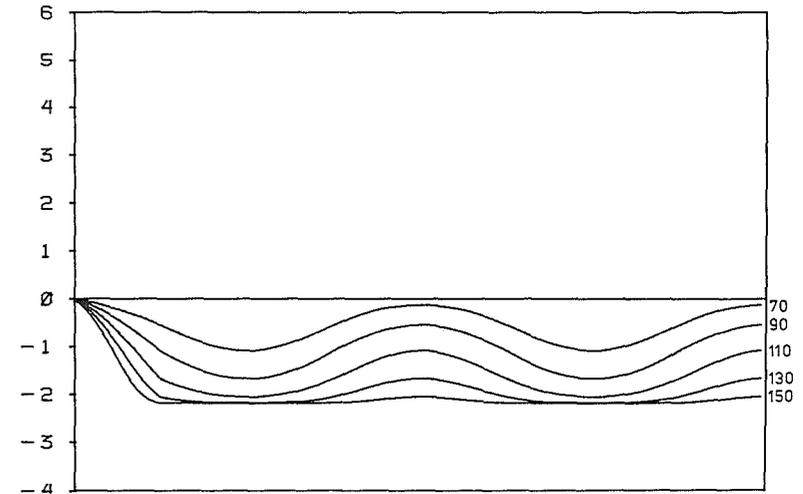
NR=6 BL. UK. =40CM AMPL. =20CM
PARAMETER: MITTL. OSZILLATIONSHOEHE IN (CM) → t

REAKTIVITAET
(1. E-2\$)



NR=10 BL. UK. =40CM AMPL. =20CM
PARAMETER: MITTL. OSZILLATIONSHOEHE IN (CM) → t

REAKTIVITAET
(1. E-2\$)



NR=12 BL. UK. =40CM AMPL. =20CM
PARAMETER: MITTL. OSZILLATIONSHOEHE IN (CM) → t

Abb.5 Zeitliche Reaktivitätsmodulation durch idealisierte Blasenoszillation

Die mit der idealisierten Blase (II.1) erzeugbaren Reaktivitätsstörungen wurden nach (II.2) in verschiedenen axialen und radialen Positionen des SNR 300 berechnet. Als typische Oszillationsamplitude wurde $a_b = 20$ cm gewählt. Die im idealisierten Fall konstante Blasenunterkante lag willkürlich bei $b_u = 40$ cm; sie bestimmt nur den zeitlichen Verlauf der anfänglichen Reaktivitätsrampe und beeinflusst nicht die Form der Reaktivitätsschwingung. Zur Untersuchung der axialen Abhängigkeit der Reaktivitätsamplituden wurde die Oszillationshöhe im Bereich $v_b \cdot t_b = 70 \div 150$ cm variiert. Einige Ergebnisse sind in Abb.5 dargestellt. Der zeitliche Verlauf der erzeugten Reaktivitätsstörungen zeigt je nach betroffenem Corebereich mehr oder weniger starke Abweichungen von dem durch Gl.(II.1) beschriebenen Siedevorgang. Vor allem die erzeugte Reaktivitätsrampe ist stark ortsabhängig und je nach Corebereich positiv, negativ oder gleich Null. Allen Reaktivitätsmodulationen gemeinsam ist jedoch das oszillatorische Verhalten gemäß der Schwingung der Blasenoberkante. Allerdings ist auch die Amplitude der Reaktivitätssoszillationen stark ortsabhängig; außerdem treten Abweichungen vom sinusförmigen Verlauf auf. Um quantitative Angaben über Reaktivitätsamplituden und Frequenz zu erhalten, wurden die berechneten Reaktivitätsschwingungen im Frequenzbereich analysiert. In Tab.1 sind die Amplituden der Grundwelle sowie der 1. und 2. Oberwelle der durch idealisierte Blasenoszillationen in einem Brennelement erzeugten Reaktivitätsschwingungen in Abhängigkeit vom Ort der Oszillation im Core eingetragen. Zusätzlich sind die zugehörigen Reaktivitätsrampen angegeben. In Abb.6 wird die Grundwelle und die 1. Oberwelle ebenfalls ortsabhängig verglichen. Die Auswertung der Rechnungen zeigt folgende Ergebnisse:

In nahezu allen Ringzonen bleibt die Grundwelle f_0 erhalten und erzeugt Reaktivitätsschwingungen mit Amplituden $\rho_0(f_0) \geq 0.1 \phi$. Nur im Bereich oberhalb der Corehöhe 135 cm bzw. im axialen Blanket muß mit Amplituden $\rho_0(f_0) < 0.1 \phi$

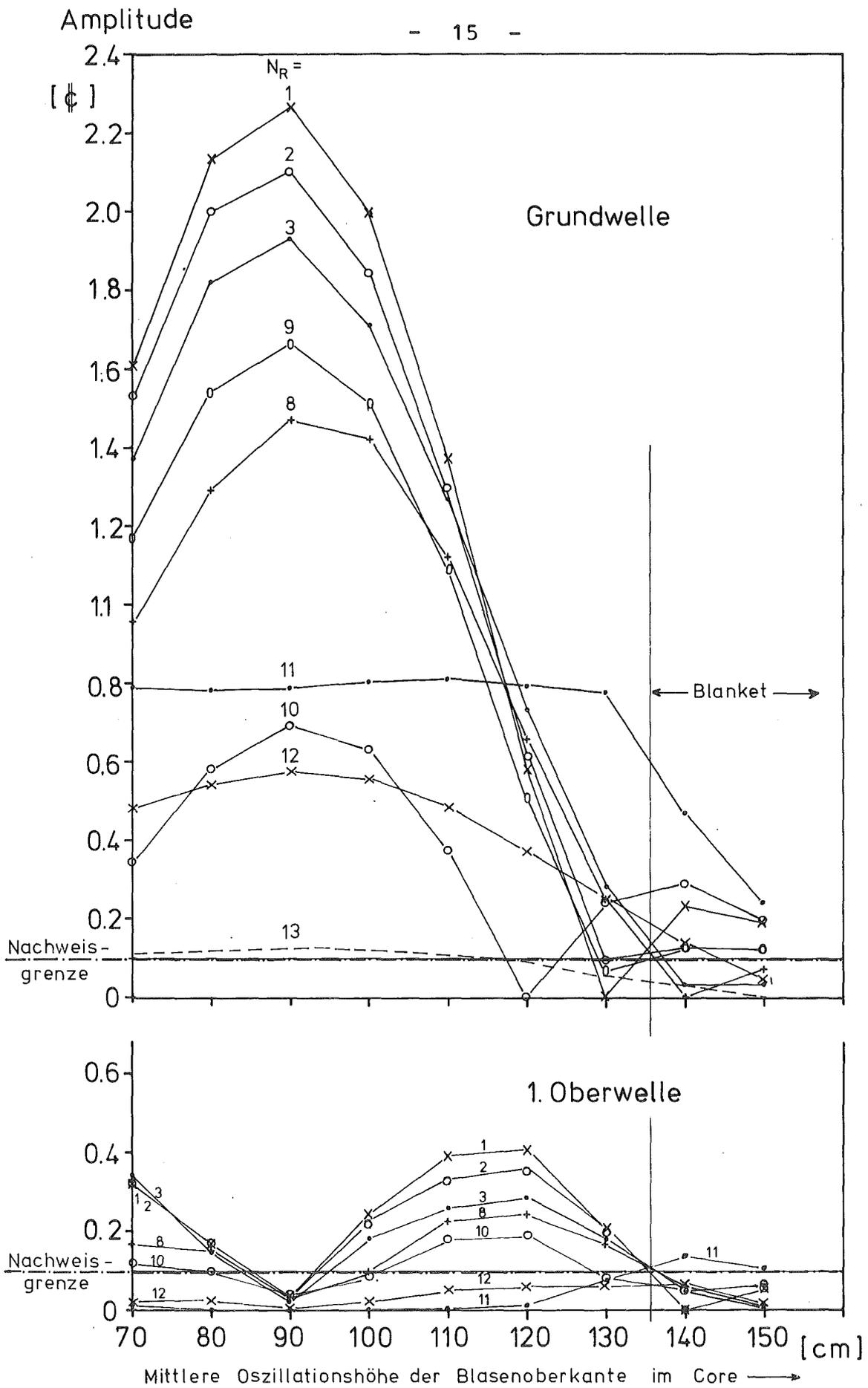


Abb.6 Reaktivitätsamplituden durch idealisierte Blasenoszillation

gerechnet werden; in diesen Bereichen tritt jedoch infolge wechselnden Vorzeichens des Voidkoeffizienten Frequenzverdoppelung auf und in fast allen Ringzonen nimmt die 1. Oberwelle zuungunsten der Grundwelle Amplituden von $\rho_o(2f_o) > 0.1\phi$ an. Nur in den Ringzonen 3,8 und 12 werden bei Oszillationen im axialen Blanket keine Amplituden mit $\rho_o > 0.1\phi$ erreicht. In der Ringzone 13 liegen die Amplituden ρ_o immer im Bereich $0 \leq \rho_o \leq 0.1\phi$. Die Reaktivitätsrampen sind sehr stark abhängig vom Ort der Entstehung der Dampfblase in axialer und radialer Corerichtung. In ungünstigen Positionen erzeugt die expandierende Dampfblase gleiche negative und positive Reaktivitätsanteile, so daß kein Reaktivitätseffekt resultiert. Da auch der zeitliche Verlauf nur sehr ungenau bekannt ist, sind die Reaktivitätsrampen als einmalige Vorgänge allein zum sicheren Nachweis von integralem Na-Sieden nicht geeignet. Dagegen bleiben grundsätzlich die Reaktivitätsoszillationen erhalten. Eine integrale Nachweismethode für den gesamten Reaktor wird sich also vor allem auf die Detektion plötzlich auftretender oszillatorischer Reaktivitäts- bzw. Neutronenflußschwankungen im Frequenzbereich zwischen etwa 2 Hz und 7 Hz bzw. - bei Berücksichtigung der 1. Oberwelle - zwischen 2 Hz und 14 Hz stützen müssen.

2. Lokales Na-Sieden

Das plötzliche Auftreten lokaler Siedestörungen bedeutet keine akute Gefährdung des betroffenen Brennelements. Da jedoch mit großer Wahrscheinlichkeit im weiteren Verlauf des Siedevorgangs integrales Sieden auftritt /6/, ist es im Sinne der Frühschadenserkenkung notwendig, sichere Nachweismethoden auch für lokales Sieden zu entwickeln. Das lokale Sieden tritt als Folge lokaler Temperaturerhöhungen in einzelnen Brennelementen auf. Derartige Störungen werden verursacht durch Schwellen der Brennstäbe, Ablagerung von Verunreinigungen aus dem Primärkreislauf oder durch aus defekten Hüllrohren ausgetretenen Brenn-

stoff. Bei Siedeversuchen wurde festgestellt, daß der lokale Siedeprozess unter Bildung von Einzelblasen abläuft, die vollständig kollabieren /6/. Man erhält je nach Siedeverzug Wartezeiten zwischen den Einzelblasen von 30 msec bis 80 msec.

Die Blasenvolumina liegen zwischen 10 cm^3 und 200 cm^3 . Das zeitliche Aufeinanderfolgen dieser Dampfblasen erzeugt Reaktivitätsmodulationen, deren Amplitude vom Voidkoeffizienten am Ort der Dampfblasen abhängt. Entsprechend dem zeitlichen Abstand zwischen den Blasen ergeben sich Reaktivitätsmodulationen im Frequenzbereich von etwa 10 Hz bis 40 Hz. Abb.7a zeigt die typische spektrale Zusammensetzung des Drucksignals eines Druckaufnehmers oberhalb der Meßstrecke bei intensivem lokalem Sieden. Neben den charakteristischen Druckstößen beim Kollabieren der Blase im höherfrequenten Bereich werden deutlich erkennbar die niederfrequenten Druckschwankungen entsprechend den Wiederholfrequenzen der Dampfblasen von - in diesem Fall - etwa 7 Hz. In /7/ wird gezeigt, daß diese Druckschwankungen stark korreliert sind mit Reaktivitätsmodulationen der gleichen Frequenz. Es ist also zu erwarten, daß lokales Sieden eine Überhöhung im normalen Frequenzspektrum der Neutronenflußschwankungen in Form einer Resonanz hervorruft. Die Breite der Resonanz, die von den Schwankungen in der Blasenfrequenz abhängt, ist nur sehr ungenau bekannt. Das Integral über die spektrale Leistungsdichte bzw. die Resonanzfläche kann aus dem Volumen der Dampfblasen und dem Voidkoeffizienten abgeschätzt werden.

In Abb.2 ist der Voidkoeffizient $d_3(z; N_R)$ in $\left[\frac{\Delta k}{k} \text{ cm}^{-3} \right]$ eingetragen. Er gibt an, welche Reaktivität erzeugt wird, wenn in einem Brennelement der Ringzone N_R an der Stelle z ein Voidvolumen von 1 cm^3 auftritt. Wird mit $V_b(t)$ das zeitliche Verhalten der Na-Dampfblase beschrieben, so gilt unter der Voraussetzung kleiner Voidvolumina und vernachlässigbarer Wanderungsgeschwindigkeit der Blase

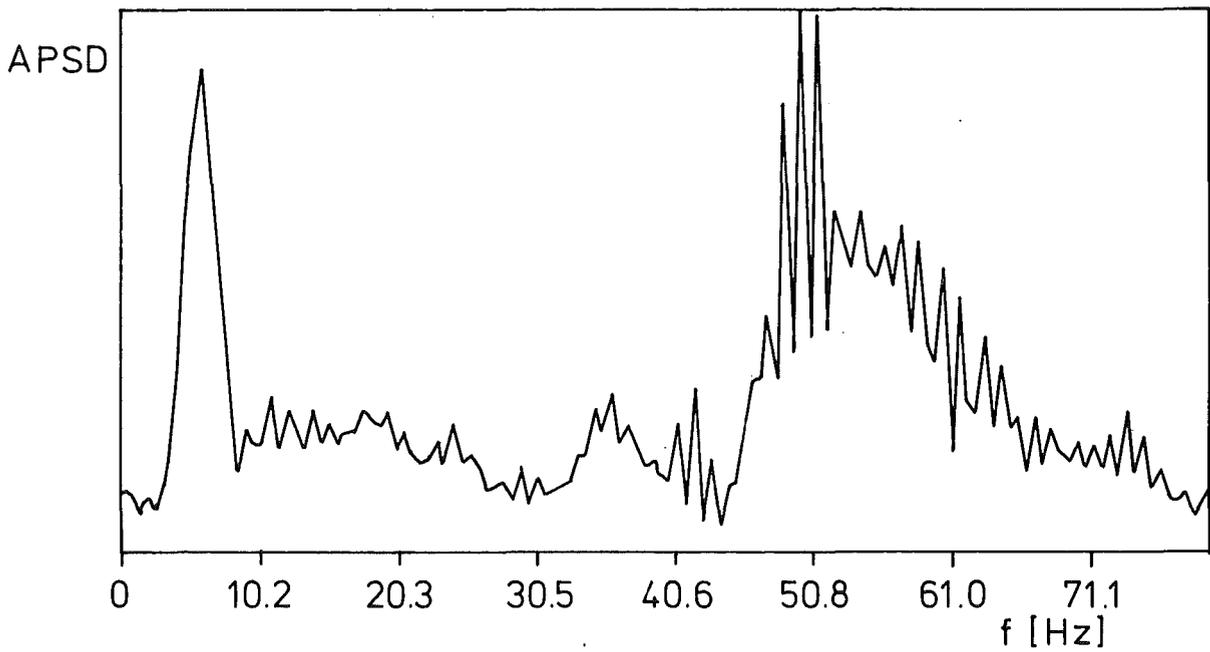


Abb.7a Spektrale Zusammensetzung des Drucksignals bei lokalem Na-Sieden[6]

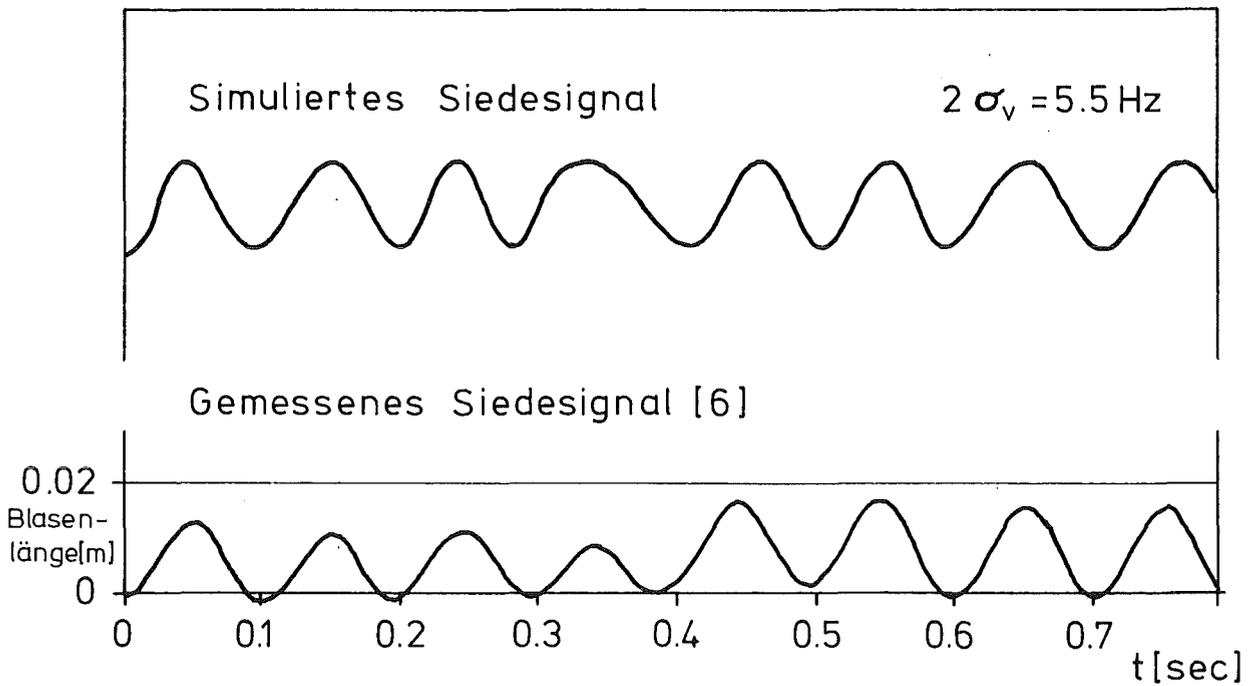


Abb.7b Charakteristik lokalen Natriumsiedens

für die erzeugte Reaktivität $\rho_v(t; z; N_R)$

$$\rho_v(t; z; N_R) = d_3(z; N_R) V_b(t) \quad (\text{II.3})$$

Der zeitliche Verlauf des Voidvolumens kann näherungsweise als Sinushalbwelle beschrieben werden:

$$V_b(t) = \begin{cases} V_b \cdot \sin \pi \frac{t}{\tau_b} & 0 \leq t \leq \tau_b \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

wobei

V_b Maximalvolumen der Dampfblase

τ_b Lebensdauer der Dampfblase

Unter der Voraussetzung, daß die Blasen ohne zeitlichen Abstand aufeinanderfolgen, gilt für die effektive Reaktivitätsamplitude

$$\rho_{v\text{eff}}(z; N_R) = \sqrt{\rho_v^2(t; z; N_R)} \quad (\text{II.5})$$

mit Gl.(II.3) und (II.4)

$$\rho_{v\text{eff}}(z; N_R) = \frac{1}{2} \sqrt{2} V_b d_3(z; N_R) \quad (\text{II.6})$$

Werte der effektiven Reaktivitätsamplitude $\rho_{v\text{eff}}(z; N_R)$ sind für Dampfblasen mit $V_b = 50 \text{ cm}^3$ in Abb.2 eingetragen. Der Reaktivitätseffekt durch lokales Na-Sieden ist nach Gl.(II.3) proportional dem Voidkoeffizienten am Ort der Siedestörung. Darum kann - ähnlich wie beim integralen Sieden - die Rauschanalyse der Neutronenflußschwankungen zur Siedeüberwachung nur in Corebereichen erfolgversprechend sein, in denen der Voidkoeffizient nicht zu kleine Werte annimmt bzw. sein Vorzeichen nicht wechselt. Welche Bereiche durch die entwickelte Überwachungsanordnung erfaßt werden und innerhalb welcher Zeit Siederesonanzen im Frequenzspektrum des Neutronenflußrauschens bei nur sehr ge-

ringen Fehlalarmraten detektiert werden können, wird im vorliegenden Bericht untersucht.

B. Die spektrale Leistungsdichte des Neutronenflußrauschens im Reaktor und ihre Beeinflussung durch Na-Sieden

Der Zusammenhang zwischen der spektralen Autoleistungsdichte (engl.: Auto Power Spectral Density; APSD) des Rauschsignals eines Neutronendetektors in einem Leistungsreaktor und Reaktivitätsstörungen $\rho_i(t)$ ist im Rahmen des Punktreaktormodells nach /8,9/ gegeben durch

$$\langle S(f) \rangle = W \overline{q^2} F + W^2 \overline{q^2} F D |H(f)|^2 + W^2 \overline{q^2} F^2 |H(f)|^2 \langle P(f) \rangle \quad (\text{II.7})$$

wobei

$S(f)$ APSD des Neutronendetektorsignals bei der Frequenz f

W Detektorempfindlichkeit, definiert in Nachweisen pro Spaltung im Reaktor

F Mittlere Gesamtspaltrate im Reaktor

q im Detektor pro nachgewiesenem Neutron freigesetzte Ladung

$D = \frac{\overline{v(v-1)}}{\overline{v}^2}$ Diven-Faktor /10/
Dabei ist v die Anzahl der bei einer Spaltung freigesetzten Neutronen

$H(f)$ Übertragungsfunktion des Reaktors

$P(f)$ Spektrale Leistungsdichte der Summe der Reaktivitätsstörungen $\rho_i(t)$.

Falls die $\rho_i(t)$ nicht miteinander korreliert sind, gilt: $P(f) = \sum_i P_i(f)$

$P_i(f)$ spektrale Leistungsdichte der Reaktivitätsstörung $\rho_i(t)$. Dabei wird vorausgesetzt, daß $\sum_i \overline{\rho_i(t)^t} = 0$ gilt.

Der erste Term in Gl.(II.7) beschreibt das weiße unkorrelierte Nachweisrauschen im Detektor und ist darum frequenzunabhängig. Der zweite Ausdruck ist den Neutronenflußschwankungen zuzuordnen, wie sie allein durch die stochastisch ablaufenden Kettenreaktionsprozesse hervorgerufen werden. Dieser Anteil tritt rein nur in Nulleistungsreaktoren auf, wo externe Reaktivitätsstörungen vernachlässigbar sind. Der letzte Term beschreibt das eigentliche Leistungsrauschen, das im wesentlichen durch die mit der Wärmeerzeugung und -abfuhr verbundenen Reaktivitätsstörungen hervorgerufen wird. Er ist proportional zum Quadrat der Reaktorleistung und übertrifft daher beim Leistungsreaktor in weitem Frequenzbereich die beiden anderen Beiträge.

Tritt in einem schnellen Na-gekühlten Reaktor Na-Sieden auf, so wird im Reaktor eine weitere Reaktivitätsstörung $\rho_s(t)$ hervorgerufen, die nach Gl.(II.7) folgenden zusätzlichen Beitrag $S_s(f)$ in der APSD eines Neutronendetektorsignals erzeugt:

$$\langle S_s(f) \rangle = W^2 \frac{1}{Q} F^2 |H(f)|^2 \langle P_s(f) \rangle \quad (\text{II.8a})$$

$$\text{bzw.} \quad \langle S_s(f) \rangle = \epsilon^2 \Phi^2 |H(f)|^2 \langle P_s(f) \rangle \quad (\text{II.8b})$$

mit

- ϵ Detektorempfindlichkeit in $[\bar{A}/\Phi]$
- Φ Neutronenfluß am Ort des Detektors

Dabei wurde vorausgesetzt, daß keine Korrelation dieser Störung zu anderen Reaktivitätsstörungen vorliegt. In schnellen Reaktoren (z.B. SNR 300) ist die Reaktivitätsübertragungsfunktion $H(f)$ im interessierenden Frequenzbereich von etwa 1 Hz bis 50 Hz konstant und es gilt

$$|H(f)| = 1 \text{ } \$^{-1} \quad (\text{II.9})$$

d.h. der durch Na-Sieden erzeugte Beitrag $S_s(f)$ in der APSD der Signalschwankungen eines Neutronendetektors ist proportional der APSD der erzeugten Reaktivitätsmodulation:

$$\langle S_s(f) \rangle \sim \langle P_s(f) \rangle \quad (\text{II.10})$$

Für die verschiedenen Siedeformen ergeben sich daraus die folgenden Beiträge in der APSD eines Neutronendetektorsignals.

1. Integrales Na-Sieden

Nach den Ergebnissen in Abschnitt II.A kann der durch integrales Na-Sieden hervorgerufene Reaktivitätseffekt vereinfacht beschrieben werden. Bezeichnet $\rho_o(t)$ den zeitlichen Verlauf der Reaktivität, so gilt

$$\rho_o(t) = \rho_o \sin 2\pi f_o t \quad (\text{II.11})$$

mit

ρ_o Amplitude der Grundwelle der durch Na-Sieden hervorgerufenen Reaktivitätsoszillation

f_o Frequenz dieser Grundwelle.

Damit folgt aus Gl. (II.8b)

$$\langle S_o(f) \rangle = \epsilon^2 \phi^2 |H(f)|^2 \frac{\rho_o^2}{2} \delta(f-f_o)$$

Ist die gemessene APSD bei der Frequenz $f=f_o$ mit der Bandbreite Δf aufgelöst, so folgt durch Integration und Normierung auf Δf aus obiger Gleichung

$$\langle S_o(f_o) \rangle = \epsilon^2 \phi^2 |H(f_o)|^2 \frac{\rho_o^2}{2\Delta f} \quad (\text{II.12})$$

Der oszillatorische Anteil des integralen Na-Siedens ruft also in der APSD bei der Frequenz $f=f_o$ eine

Resonanz hervor, deren Höhe außer von der Reaktivitätsamplitude ρ_0 auch von der Frequenzauflösung Δf abhängt. Auf den gleichzeitig schnellen und sicheren Nachweis dieser plötzlich auftretenden Resonanz in der APSD unter realistischen Bedingungen beziehen sich die späteren Untersuchungen. Dabei wird auch der Einfluß von Abweichungen von der idealisierten Blasenschwingung Gl.(II.1) behandelt.

2. Lokales Na-Sieden

Über die spektrale Verteilung $P_v(f)$ der zusätzlichen Reaktivitätsschwankungen, die durch lokales Na-Sieden hervorgerufen werden, liegen keine genauen Angaben vor. Nach /6/ (Abb.7a,b) ist jedoch zu erwarten, daß die Wiederholfrequenz der Na-Dampfblasen derart um einen mittleren Wert f_v schwankt, daß sich in der APSD des Rauschsignals eines Neutronendetektors eine Resonanz mit einer gewissen Resonanzbreite $2\sigma_v$ ausbildet. Bei Simulationsversuchen am ARK /7/ bestätigte sich diese Annahme.

Falls die effektive Reaktivitätsamplitude $\rho_{v\text{eff}}$ der durch lokales Na-Sieden hervorgerufenen Reaktivitätsschwankungen im Bereich der Wiederholfrequenz f_v bekannt ist, kann für $P_v(f)$ geschrieben werden

$$\langle P_v(f_v + i\Delta f) \rangle = \rho_{v\text{eff}}^2 \cdot \varphi(i\Delta f)$$

bzw. mit Gl.(II.8b), $f_v = l \cdot \Delta f$ und $f_i = i\Delta f$, $|i| = 0, 1, 2, \dots$

$$\langle S_v(f_{l+i}) \rangle = \frac{R_v^2}{\sigma_v} \varphi(i\Delta f), \quad (\text{II.13})$$

mit

$$\sigma_v \geq \Delta f$$

wobei

$$R_v = \epsilon \Phi |H(f_v)| \rho_{v\text{eff}}$$

effektive Amplitude des durch lokales Sieden erzeugten oszillatorischen Anteils im Neutronendetektorsignal

$$2\sigma_v = 2q_v \Delta f$$

Resonanzbreite, die den Frequenzbereich $(l - q_v)\Delta f \leq f_i \leq (l + q_v)\Delta f$ umfaßt

$\varphi(i\Delta f)$ normierte spektrale Verteilung der Resonanz um die Wiederholffrequenz f_v .

Für die späteren quantitativen Untersuchungen wurden symmetrische Verteilungen, d.h. $\varphi(i\Delta f) = \varphi(-i\Delta f)$, vorausgesetzt. Dann folgt aus Gl.(II.13)

$$\langle S_v(f_{\ell \pm i}) \rangle = \frac{R_v^2}{\sigma_v} \varphi(i\Delta f) \quad (\text{II.14})$$

$$i = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Die Beziehungen (II.13) bzw. (II.14) sind nicht auf lokales Na-Sieden beschränkt, sondern gelten allgemein für oszillatorische Signale, deren Frequenz um eine mittlere Frequenz f_s schwankt. Ihre APSD hat die Form einer Resonanz, die mit einer gewissen Breite $2\sigma_s$ bei der Mittenfrequenz f_s liegt und deren Höhe durch ihre effektive Amplitude R_s bestimmt wird.

Folgende drei Verteilungsdichten wurden betrachtet:

a) Gauß-Verteilung

$$\varphi_1(i\Delta f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{i}{q_v}\right)^2} \quad (\text{II.15})$$

b) \cos^2 -Verteilung

$$\varphi_2(i\Delta f) = \frac{2}{b} \cos^2 \frac{\pi}{b} \left(\frac{i}{q_v}\right) \quad (\text{II.16})$$

mit $b = \frac{2\pi}{1.21}$

und der Bedingung $\left| \frac{i}{bq_v} \right| \leq \frac{1}{2}$

c) Exponential-Verteilung

$$\varphi_3(i\Delta f) = \frac{1}{2c} e^{-\frac{|i|}{c} \frac{1}{q_v}} \quad (\text{II.17})$$

mit $c = 0.874$

Sämtliche Verteilungen sind normiert auf

$$\frac{1}{\sigma_v} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(f) df = 1$$

und

$$\frac{1}{\sigma_v} \cdot \int_{-\sigma_v}^{\sigma_v} \varphi(f) df = 0.6827$$

Durch diese Normierung werden die Verteilungen miteinander vergleichbar: sie beinhalten im selben Frequenzbereich $f_l - \sigma_v \leq f \leq f_l + \sigma_v$ den gleichen Leistungsanteil. In Abb.8 sind die drei Verteilungen als Funktion der Frequenz dargestellt.

Die Untersuchungen zum Nachweis lokalen Na-Siedens beruhen auf der Detektion dieser Resonanzen im Frequenzspektrum der Neutronenflußschwankungen. Dabei wird speziell untersucht, innerhalb welcher Zeit t_v Resonanzen mit einer Resonanzfläche R_v^2 bei verschiedenen Resonanzbreiten $2\sigma_v$ nachgewiesen werden können.

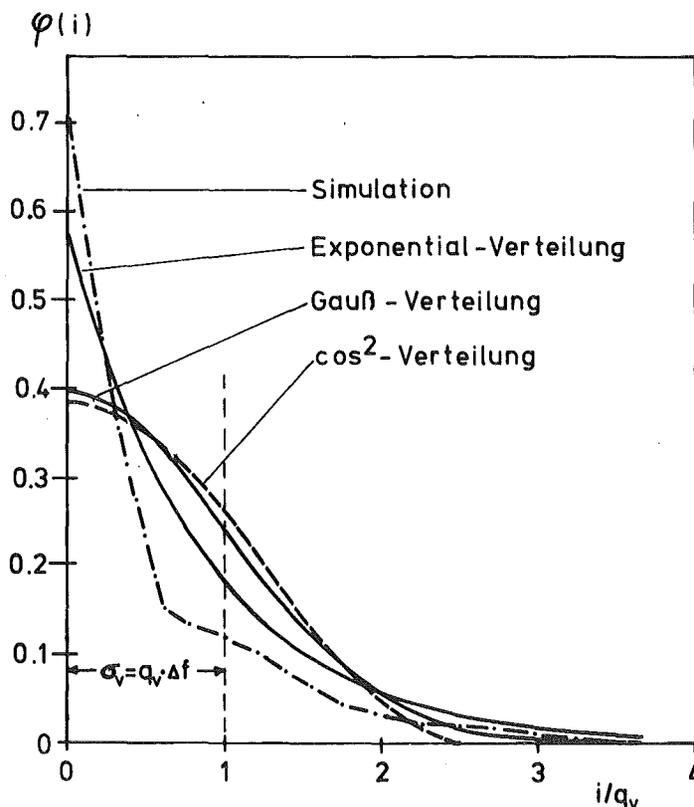


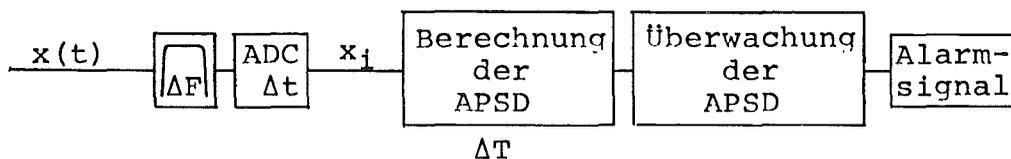
Abb.8 Resonanzformen bei lokalem Sieden

III.A. Überlegungen zur Realisierung einer Anordnung zur Überwachung der spektralen Autoleistungsdichte

In den vorangegangenen Abschnitten wurde dargestellt, daß es durch eine geeignete Überwachung der APSD von Neutronenflußschwankungen möglich sein sollte, lokales und integrales Na-Sieden nachzuweisen. In den folgenden Abschnitten werden die Realisierungsmöglichkeiten und die Forderungen an ein derartiges Überwachungskonzept auf der Grundlage der Frequenzanalyse diskutiert. Dabei beschränken sich die Untersuchungen nicht auf den speziellen Fall der Detektion von Na-Sieden, sondern das Problem wird verallgemeinert auf den schnellen Nachweis plötzlich auftretender oszillatorischer Signalanteile in einem Rauschsignal.

1. Prinzipieller Aufbau einer geeigneten Meßanordnung

Die Forderung nach einer sehr kurzen Nachweiszeit (z.B. für integrales Sieden höchstens 3 sec) macht eine schnelle, kontinuierliche Datenanalyse notwendig, die mit vertretbarem Aufwand nur mittels Digitaltechnik möglich ist. Der prinzipielle Aufbau einer Überwachungsanordnung wird folgendermaßen aussehen:



Aus dem gleichspannungskompensierten und verstärkten Meßsignal $x(t)$ wird das interessierende Frequenzband ΔF durch Bandpaßfilter abgetrennt und in einem Analog-zu-Digital-Wandler (ADC) in Zeitabständen Δt digitalisiert. Von aufeinanderfolgenden Signalwerten x_i wird dann in Zeitabständen $\Delta T \geq \Delta t$ die APSD an äquidistanten Frequenzpunkten berechnet. Anschließend wird das Spektrum auf Veränderungen - speziell Resonanzen - hin überwacht; wenn gewisse noch

zu besprechende Kriterien erfüllt sind, wird ein Alarm-signal abgegeben.

Dieser prinzipielle Aufbau einer Überwachungsanordnung ist für den Nachweis aller oszillatorischer Signale geeignet, die plötzlich in einem Rauschsignal auftreten und in der APSD des Meßsignals eine Resonanz erzeugen. Speziell ist diese Anordnung für den Nachweis integralen und lokalen Na-Siedens geeignet. Wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht, sind der interessierende Frequenzbereich ΔF und die maximal zur Verfügung stehende Nachweiszeit t_{\max} für beide Siedeformen unterschiedlich.

	ΔF [$\bar{\text{Hz}}$]	t_{\max}	ΔT
integrales Sieden	1.5 ÷ 15	≤ 3 sec	≤ 0.2 sec
lokales Sieden	5 ÷ 50	≥ 15 sec	≤ 1 sec

Über die maximal zulässige Nachweiszeit für lokales Na-Sieden liegen keine genauen Angaben vor. Die Einschränkung für t_{\max} hat keinen Einfluß auf die prinzipielle Nachweismöglichkeit. In der Tabelle sind zusätzliche Werte für den zeitlichen Abstand ΔT eingetragen, mit dem aufeinanderfolgende Spektren berechnet und überwacht werden sollten. Um den Zeitverlust beim Nachweis von Siederesonanzen möglichst gering zu halten, muß ΔT klein sein gegen die Nachweiszeit. Die angegebenen oberen Grenzen für ΔT gewährleisten - bezogen auf t_{\max} - eine höchstens 6%ige Zeitverzögerung.

2. Kontinuierliche Messung der APSD

Die Berechnung der APSD kann nach zwei verschiedenen Methoden durchgeführt werden, die im Fall eines stationären Signals $x(t)$ und genügend großer Meßzeit gleiche Ergebnisse liefern /11/. Nach Abb.9 wird bei der indirekten Methode zunächst die Autokorrelationsfunktion (AKF) des digitalisierten Zeitsignals $x_i = x(i\Delta t)$ gebildet und dann die APSD durch Fourier-

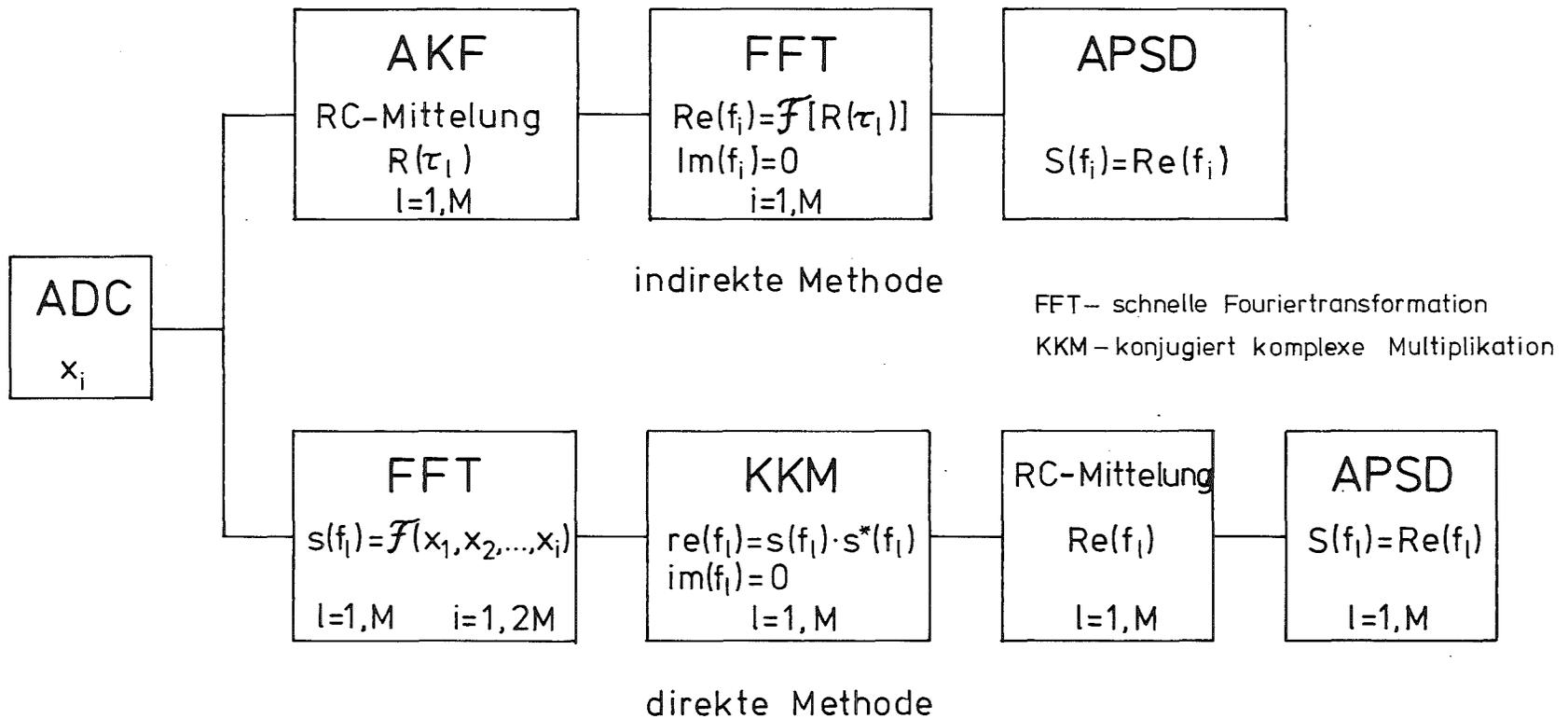


Abb.9 Blockdiagramm zur Berechnung der APSD

transformation der AKF berechnet. Bei der direkten Meßmethode werden durch Fouriertransformation des digitalisierten Zeitsignals endlicher Länge die Fourierkoeffizienten berechnet, woraus nach konjugiert komplexer Multiplikation die APSD ermittelt wird.

Bei beiden Methoden digitaler Frequenzanalyse wird das zu analysierende Signal $x(t)$ in Zeitabständen Δt digitalisiert; nach dem Nyquist-Theorem gilt für die größte Frequenz f_{\max} , die bei einer sample-Zeit Δt analysiert werden kann:

$$f_{\max} = \frac{1}{2\Delta t}$$

Wird mit M die Zahl der Frequenzpunkte im berechneten Spektrum $S(f)$ bezeichnet, so gilt für die Frequenzauflösung Δf bzw. die kleinste noch analysierbare Frequenz $f_{\min} \equiv \Delta f$

$$\Delta f = \frac{f_{\max}}{M} = \frac{1}{2M\Delta t} \quad (\text{III.1})$$

Die APSD wird also an den Frequenzpunkten $f_{\ell} = \ell\Delta f$, $\ell = 0, 1, \dots, M-1$ berechnet.

Im folgenden wird das Rechenschema zur Bestimmung der Spektralwerte $S(f_{\ell})$ nach beiden Methoden angegeben. Dabei wird besonders die für die Dauerüberwachung notwendige kontinuierliche Berechnung der Spektralwerte behandelt.

a) Indirekte Methode

Aus den im zeitlichen Abstand Δt einlaufenden Signalwerten werden zunächst die Zwischenprodukte $r(i\Delta t; \ell\Delta \tau)$ zur Zeit $t=i\Delta t$ bei den Verzögerungszeiten $\ell\Delta \tau$ mit $\Delta \tau = \Delta t$ berechnet:

$$r(i\Delta t; \ell\Delta \tau) = x(i\Delta t)x((i-\ell)\Delta t)$$

$$\ell = 0, 1, \dots, M-1$$

α) Arithmetische Mittelung

Durch normale arithmetische Mittelung über eine endliche Zahl N dieser Zwischenprodukte berechnet sich die AKF zu

$$R(\ell\Delta\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r(i\Delta t; \ell\Delta\tau)$$

β) RC-Mittelung

Als Mittelungsverfahren für die kontinuierliche Analyse hat sich das sogenannte "exponential averaging" oder die "RC-Mittelung" als günstig erwiesen. Sie entspricht einer Tiefpaßfilterung 1. Ordnung mit der Zeitkonstanten $T_{RC} = Z \cdot \Delta t$ und wird beschrieben durch den Algorithmus

$$y(i\Delta t) = y((i-1)\Delta t) + \frac{x(i\Delta t) - y((i-1)\Delta t)}{Z} \quad (\text{III.2})$$

mit

$x(i\Delta t)$ zur Zeit $t=i\Delta t$ vorliegender Signalwert
 $y(i\Delta t)$ gemittelter Signalwert zur Zeit $t=i\Delta t$
 (am "Filterausgang")

Angewandt auf die kontinuierliche Berechnung der AKF folgt aus Gl. (III.2) die Vorschrift

$$R(i\Delta t; \ell\Delta\tau) = R((i-1)\Delta t; \ell\Delta\tau) + \frac{r(i\Delta t; \ell\Delta\tau) - R((i-1)\Delta t; \ell\Delta\tau)}{Z} \quad (\text{III.3})$$

mit

$R(i\Delta t; \ell\Delta\tau)$ Wert der gemittelten AKF bei der Verzögerungszeit $\ell\Delta\tau$ zum Zeitpunkt $t=i\Delta t$.

Durch Fouriertransformation der AKF in Zeitabständen $\Delta T \geq \Delta t$ wird die APSD zur Zeit $t=i\Delta t$ bei der Frequenz $f_\ell = \ell\Delta f$ berechnet:

$$S(i\Delta t; \ell\Delta f) = \mathcal{F}(R(i\Delta t; n\Delta\tau); n=0, \dots, M-1) \quad (\text{III.4})$$

b) Direkte Methode

Aus jeweils $2 \cdot M$ aufeinanderfolgenden Signalwerten $x(n\Delta t)$ werden durch Fouriertransformationen in Zeitabständen $\Delta T \geq \Delta t$ die Koeffizienten $s(i\Delta T; \lambda \Delta f)$ z. Zt. $t = i\Delta T$ berechnet:

$$s(i\Delta T; \lambda \Delta f) = \mathcal{F}(x(i\Delta T - n\Delta t); n=0, \dots, 2M-1)$$

Komplex konjugierte Multiplikation dieser Koeffizienten mit sich selbst liefert den Realteil der APSD (Imaginärteil = 0):

$$\text{re}(i\Delta T; \lambda \Delta f) = s(i\Delta T; \lambda \Delta f) s^*(i\Delta T; \lambda \Delta f)$$

α) Arithmetische Mittelung

Falls bei nichtkontinuierlicher Berechnung der APSD eines stationären Signals $x(t)$ Mittelung über mehrere Spektren notwendig ist, gilt für arithmetische Mittelung

$$S(\lambda \Delta f) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \text{re}(i\Delta T; \lambda \Delta f)$$

Dabei wird i. a. $\Delta T \geq 2M\Delta t$ gewählt.

β) RC-Mittelung

Im Fall kontinuierlicher Messung der APSD folgt nach Gl. (III.2)

$$\text{Re}(i\Delta T; \lambda \Delta f) = \text{Re}((i-1)\Delta T; \lambda \Delta f) + \frac{\text{re}(i\Delta T; \lambda \Delta f) - \text{Re}((i-1)\Delta T; \lambda \Delta f)}{Z}$$

so daß folgt

$$S(i\Delta T; \lambda \Delta f) = \text{Re}(i\Delta T; \lambda \Delta f) \quad (\text{III.5})$$

Für die Zeitkonstante T_{RC} gilt jetzt $T_{RC} = Z \cdot \Delta T$.

Infolge der endlichen Dauer der zu transformierenden Zeitfunktionen treten dadurch bedingte zusätzliche Schwankungen

im Verlauf der berechneten APSD auf. Durch Wichtung der zu transformierenden Funktionswerte mit der "Hanning"-Fensterfunktion /11/ $D_H(t)$ vor der Fouriertransformation wird die APSD geglättet:

$$D_H(t) = \begin{cases} \frac{1}{2}(1 + \cos \frac{\pi t}{T}) & |t| < T \\ 0 & |t| > T \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

Bei der indirekten Methode gilt $T = M\Delta\tau$, bei der direkten Methode $T = M\Delta t$. Dieser Wichtung entspricht im Frequenzbereich die Berechnung der geglätteten Spektralwerte $S_H(\ell\Delta f)$ bei indirekter Methode gemäß

$$S_H(\ell\Delta f) = \frac{1}{4} S[\underline{(\ell-1)\Delta f}] + \frac{1}{2} S(\ell\Delta f) + \frac{1}{4} S[\underline{(\ell+1)\Delta f}] \quad (\text{III.7})$$

Bei der direkten Methode gilt

$$S_H(\ell\Delta f) = \frac{1}{16} S[\underline{(\ell-1)\Delta f}] + \frac{1}{4} S(\ell\Delta f) + \frac{1}{16} S[\underline{(\ell+1)\Delta f}]$$

Die Wichtung mit der Fensterfunktion Gl. (III.6) glättet die Spektralwerte $S(f_\ell)$ durch Mittelwertbildung über Nachbarpunkte und verringert dadurch die Fehler in der gemessenen APSD. Im folgenden wird immer "Hanning" vorausgesetzt und der Index "H" weggelassen.

An die Fouriertransformation selbst muß vor allem die Forderung nach möglichst geringer Rechenzeit gestellt werden. Besonders günstig ist hierfür der von Cooley und Tukey /12/ entwickelte Algorithmus der "Schnellen Fouriertransformation" (FFT). Er ist anwendbar, wenn für die zu transformierenden Punktzahlen M gilt

$$M = 2^\ell, \ell = \text{ganzzahlig, positiv}$$

Inzwischen werden mehrere weiterentwickelte Algorithmen zur FFT von verschiedenen Computerherstellern angeboten, die - bestehend aus einer Kopplung von hardware- und

software-Systemen - die Forderung nach geringer Rechenzeit zur Genüge erfüllen.

Die kontinuierliche Berechnung der APSD ist - wie oben beschrieben - nach der direkten und indirekten Methode möglich. Zum schnellen Nachweis von Resonanzen in der APSD ist zu klären, welche Methode am geeignetsten ist.

Wie schon erwähnt, entspricht die RC-Mittelung einer Tiefpaßfilterung 1. Ordnung im Zeitbereich. Die Sprungantwortfunktion $g(t)$ des digitalen Tiefpaßfilters Gl.(III.2) wird für den Fall $\Delta t \rightarrow 0$, $Z \rightarrow \infty$, $T_{RC} = Z \cdot \Delta t = \text{konst.}$ beschrieben durch

$$g(t) = 1 - e^{-\frac{t}{T_{RC}}} \quad (\text{III.8})$$

Bei der digitalen Analyse weist der Verlauf von $g(t)$ für Zeiten $t < T_{RC}$ Abweichungen von Gl.(III.8) auf, die außer von Δt bzw. Z auch noch von der Punktzahl M und der Berechnungsmethode für die APSD abhängen. In Abb.10 ist zum Vergleich mit Gl.(III.8) die Übergangsfunktion für einen typischen digitalen Fall bei direkter und indirekter Methode aufgezeichnet. Systematische Untersuchungen bei verschiedenen Werten für Z , M , Δt zeigten, daß zum schnellen Nachweis einer oszillatorischen Störung nur die indirekte Methode, d.h. die Berechnung der APSD aus der AKF in Frage kommt, da für Zeiten $t < T_{RC}$ immer gilt

$$g_{\text{indirekt}}(t) > g_{\text{direkt}}(t)$$

Erst für Zeiten $t > T_{RC}$ nähern sich die Funktionswerte an; für $t \gg T_{RC}$ gilt erwartungsgemäß

$$g_{\text{indirekt}}(t) = g_{\text{direkt}}(t) ,$$

da im stationären Fall zwischen den beiden Methoden kein Unterschied ist.

Auf Grund dieser Ergebnisse wird bei den weiteren Unter-

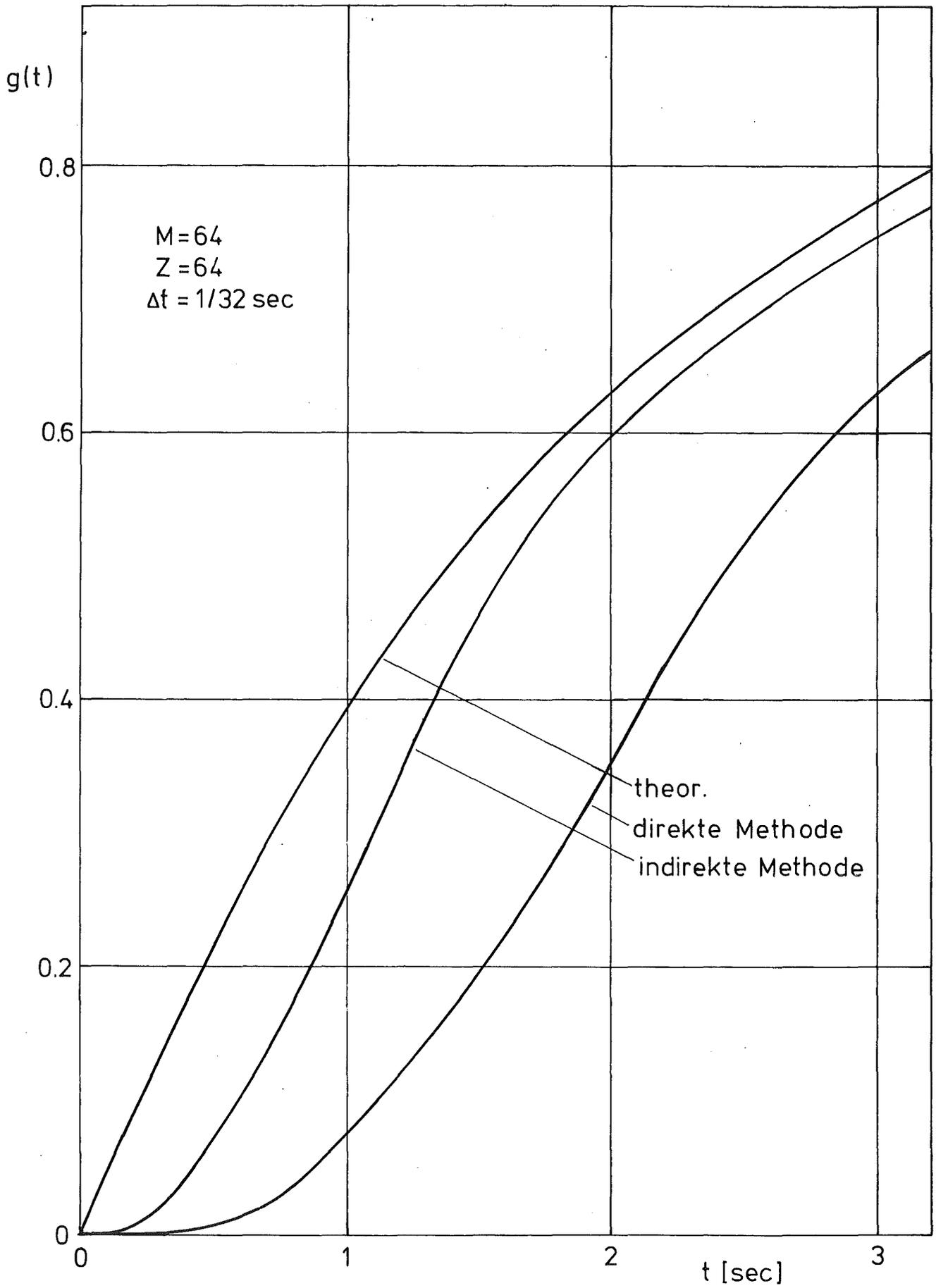


Abb.10 Zeitverhalten der Resonanzen

suchungen nur die Berechnung der APSD nach der indirekten Methode in Betracht gezogen.

3. Die Bedeutung der zulässigen Fehlalarmrate

Die in dieser Arbeit betrachtete Methode, plötzlich auftretende oszillatorische Signalanteile festzustellen, beruht darauf, die in der APSD des Meßsignals erzeugten Resonanzen innerhalb der Zeit t_{\max} sicher nachzuweisen. Die zeitliche Veränderung des Spektrums bei der Frequenz f_s infolge plötzlich ab der Zeit $t=0$ auftretender Signalanteile, wie sie z.B. durch Na-Sieden erzeugt werden, läßt sich darstellen in der Form

$$S(f_s; t) = S_u(f_s) + S_s(f_s; t) \quad (\text{III.9})$$

Dabei bezeichnet $S_u(f)$ den "Spektrumsuntergrund", wie er im Normalfall vorliegt. Bei der Überwachung von Neutronendetektorsignalen ist $S_u(f)$ durch Gl.(II.7) gegeben. Die zeitabhängige Funktion $S_s(f_s; t)$ beschreibt das Wachstum der Resonanzen. Unter der Voraussetzung amplitudenunabhängigen Zeitverhaltens der Resonanzen gilt für $S_s(f_s; t)$ die Beziehung

$$S_s(f_s; t) = S_s(f_s) \cdot g(t) \quad (\text{III.10})$$

Dabei berechnet sich für den Fall von Na-Sieden $S_s(f_s)$ nach Gl.(II.8a,b).

Die Zeitfunktion $g(t)$ beschreibt das mittlere Zeitverhalten der Resonanz; es gilt

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t=0 \\ 1 & \text{für } t \rightarrow \infty \end{cases} \quad (\text{III.11})$$

Ihr Verlauf wurde im letzten Abschnitt ausführlich beschrieben.

Das zeitliche Verhalten von $S_s(f_s; t)$ relativ zu $S_u(f_s)$ ist also nach Gl.(III.9), Gl.(III.10), Gl.(III.11) abhängig von mehreren Parametern:

- a) Mit größer werdender Zeitkonstanten T_{RC} , mit der aufeinanderfolgende Werte der AKF bzw. der APSD gemittelt werden, wächst die Resonanz im Spektrum langsamer.
- b) Die relative Überhöhung der Resonanz über die im Normalfall vorliegende APSD $S_u(f)$ wird nach (II.13) bestimmt durch die effektive Amplitude des nachzuweisenden oszillatorischen Signalanteils. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

$$SUV \stackrel{df.}{=} \frac{\langle S_s(f_s) \rangle}{\langle S_u(f_s) \rangle} \quad (III.12)$$

wird also wesentlich die Nachweismöglichkeit für oszillatorische Störungen beeinflussen.

- c) Analysatorspezifische Größen, wie die Zahl der zu transformierenden Punkte M und die Digitalisierungsfrequenz $1/\Delta t$, beeinflussen zusätzlich das Zeitverhalten der Resonanzen in der APSD.

Nach Punkt a) ist es notwendig, für die Mittelung kleine Zeitkonstanten T_{RC} zu wählen, um ein schnelles Wachstum der Resonanzen zu ermöglichen. Andererseits erfordern Messungen statistischer Größen lange Meßzeiten, d.h. große Zeitkonstanten, um eine ausreichende statistische Genauigkeit der Meßwerte zu erzielen. Kleine Zeitkonstanten führen zu großen statistischen Schwankungen der in Abständen ΔT berechneten Spektralwerte um ihren Erwartungswert $\langle S_u(f_\ell) \rangle$, so daß statistische Resonanzen (im folgenden als "Peaks" bezeichnet) in Konkurrenz treten zu den nachzuweisenden - z.B. durch Na-Sieden hervorgerufenen - Resonanzen. Eine Unterscheidung ist durch die Einführung von Schwellwerten möglich, die mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit von statistischen Peaks der APSD überschritten

werden. Die Fehlalarmrate ist sehr niedrig zu halten (kleiner als 1 pro Jahr), um unnötige Sicherheitsmaßnahmen am überwachten System zu vermeiden (z.B. durch falsche Siedearme am Kernreaktor: Leistungsreduktion, Überprüfung der Brennelemente). Dies bedingt hohe Schwellwerte, die nun aber auch von den echten Resonanzen überschritten werden müssen, um detektiert zu werden. Das bedeutet aber eine starke Rückwirkung auf die Nachweismöglichkeit: je kleiner die zulässige Fehlalarmrate gewählt wird, desto höher müssen die Schwellwerte gesetzt werden. Dies hat jedoch zur Folge, daß entweder die untere Grenze der Amplitude der die Resonanzen erzeugenden oszillatorischen Signalschwankungen oder die Nachweiszeit ansteigen muß. Es ist also zu klären, welche Zeitkonstanten T_{RC} und Punktzahlen M bei gleichzeitig geringsten Fehlalarmwahrscheinlichkeiten Schwellwerte bedingen, die den Nachweis von Resonanzen mit einem möglichst kleinen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erlauben, so daß z.B. beim Nachweis von Na-Sieden ein größtmöglicher Corebereich integral überwacht werden kann.

Das in diesem Bericht dargestellte Überwachungskonzept wurde nach diesen Gesichtspunkten optimiert. Die theoretischen Überlegungen (Kapitel IV) konnten durch Experimente (Kapitel VIII) bestätigt werden. Im folgenden Abschnitt wird die entwickelte Überwachungsmethode beschrieben.

B. Schematischer Aufbau der Überwachungsanordnung

Beim Entwurf der vorliegenden Überwachungsanordnung wurden neben dem wesentlichen Ziel nach möglichst hoher Nachweisempfindlichkeit folgende zusätzliche Forderungen berücksichtigt:

- a) Das Überwachungskonzept soll weitgehend unabhängig sein vom frequenzabhängigen Verlauf der APSD und

damit allgemein anwendbar auf Signale unterschiedlicher Herkunft. Im speziellen Fall der Überwachung des Reaktorrauschens soll es einsetzbar sein an unterschiedlichen Reaktortypen.

- b) Plötzliche Veränderungen in der APSD können nur durch Vergleich mit einem Referenzspektrum erkannt werden, das im Normalzustand des überwachten Systems gemessen wurde. Da jedoch Langzeitänderungen in der APSD im Laufe der Überwachungsdauer nicht auszuschließen sind, muß dieses Referenzspektrum möglichst kontinuierlich erneuert werden. Am einfachsten geschieht dies durch Berechnung der Referenz-APSD aus einer RC-gemittelten AKF, wobei die Mittelungskonstante sehr viel größer als in der zu überwachenden aktuellen APSD zu wählen ist.

- c) Die Wahrscheinlichkeit, daß durch Defekte im Meßkanal das Rauschsignal und damit die APSD derart verändert wird, daß Fehlalarme ausgelöst werden, soll so klein wie möglich sein. Darum werden günstigerweise die Signale aus zwei Meßkanälen getrennt analysiert und überwacht. Erst wenn in den beiden aktuellen APSD zur selben Zeit und bei derselben Frequenz eine für die nachzuweisende Störung typische Resonanz erkannt wird, liegt ein Alarmfall vor.

Aufgrund dieser Überlegungen hat sich der in Abb.11 dargestellte schematische Aufbau einer Überwachungsanordnung als günstig erwiesen. Das dargestellte Überwachungskonzept eignet sich allgemein zum Nachweis oszillatorischer Störsignale im Rauschen und speziell zur Detektion beider Formen von Na-Sieden. Aufbau und Funktionsweise der Überwachungsanordnung wird im folgenden am Beispiel des Nachweises von Na-Sieden durch Analyse der Signalschwankungen von Neutronendetektoren kurz erläutert.

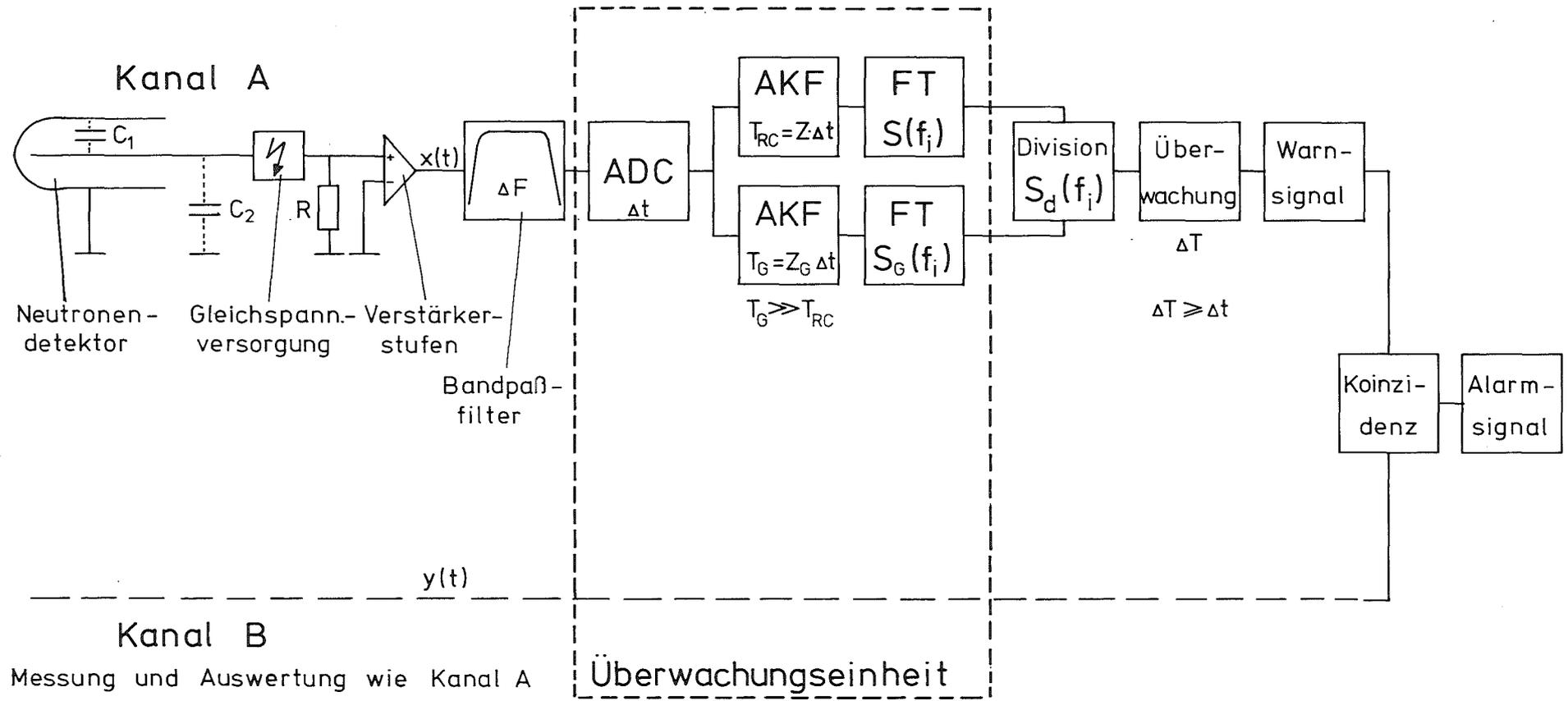


Abb. 11 Meß - und Überwachungsanordnung zum Nachweis von Na-Sieden

Ein Neutronendetektor liefert ein dem Neutronenfluß proportionales Stromsignal; das hierzu proportionale Spannungssignal wird am Meßwiderstand R abgegriffen und den anschließenden gleichspannungsgekoppelten Verstärkerstufen zugeführt. Die ersten Verstärkerstufen bestehen i. a. aus dem Hauptverstärker und einem Trennverstärker, der Rückwirkungen der folgenden Auswertelektronik auf das Meßsignal verhindert. Anschließend folgt ein gleichspannungskompensierter Meßverstärker, der die Signalschwankungen für die Rauschanalyse verstärkt. Im folgenden Bandpaßfilter wird das interessierende Frequenzband ΔF abgetrennt und der Frequenzanalyse zugeführt. Für den Nachweis lokalen Siedens muß das Frequenzband von $\Delta F = 5 \div 50$ Hz zur Verfügung stehen, während bei integralem Sieden die Überwachung des Frequenzbereichs $\Delta F = 1.5 \div 15$ Hz ausreichend ist. Dementsprechend müssen die Übertragungsfunktionen der einzelnen Verstärkerstufen sowie der RC-Stufe Ionisationskammer (C_1), Meßleitung (C_2) und Meßwiderstand (R) in diesen Frequenzbereichen Durchlaßcharakteristik aufweisen. Das derart abgetrennte Rauschsignal wird im ADC in Zeitabständen Δt digitalisiert. Im folgenden Korrelator wird die AKF im sogenannten "exponential averaging-mode" kontinuierlich berechnet und mit zwei Zeitkonstanten $T_{RC} = Z \cdot \Delta t$ und $T_G = Z_G \cdot \Delta t$ mit $Z_G \gg Z$ gemittelt. Ein angeschlossener Fourierprozessor berechnet in Zeitabständen ΔT aus den beiden unterschiedlich gemittelten AKF die APSD $S(f)$ und $S_G(f)$ für jeweils M Frequenzpunkte. Die apparative Realisierung dieses mit "Überwachungseinheit" bezeichneten Teils der Anordnung wird später (Kapitel VI) genauer beschrieben. Wegen der stark unterschiedlichen Zeitkonstanten sind die Spektralwerte $S_G(f)$ quasi-Mittelwerte für die mit der kleineren Zeitkonstanten T_{RC} gemessenen und damit aktuellen Werte $S(f)$. Diese zeitlich aufeinanderfolgenden Spektren werden nun durch Division auf die quasi-Mittelwerte $S_G(f)$ normiert. Bei der anschließenden Überwachung werden diese normierten Spektralwerte ständig über einen gewissen Bereich von M' Punkten auf Resonanzen hin untersucht. Falls eine Resonanz den durch die

maximal zulässige Fehlalarmrate vorgegebenen Schwellwert übersteigt, wird ein Warnsignal abgegeben. Bei Koinzidenz mit einem Warnsignal aus dem 2. Meßkanal und Übereinstimmung der Resonanzfrequenzen wird vom Gesamtsystem ein Alarmsignal ausgelöst. Diese Koinzidenzforderung hat den wesentlichen Vorteil, daß Fehlalarme in den Einzelkanälen mit großer Wahrscheinlichkeit nicht zu einem Alarmsignal führen. Außerdem hat diese zweikanalige Anordnung noch einen weiteren Vorteil: Durch gegenseitige Überwachung der langzeitgemittelten Spektren $S_G(f_i)$ aus beiden Kanälen können Abweichungen der im Normalfall ähnlichen APSD voneinander festgestellt werden. Damit werden in den Meßkanälen nicht gleichzeitig auftretende Defekte signalisiert, die den Siedenachweis dadurch gefährden, daß z.B. ein Meßkanal ausfällt oder in hohem Maß Störsignale liefert.

Die Einführung zweier Zeitkonstanten T_{RC} und T_G zur Berechnung zweier RC-gemittelter APSD und Normierung des aktuellen Spektrums $S(f,t)$ auf $S_G(f)$ hat mehrere Vorteile:

- a) Die Überwachungsmethode ist unabhängig vom absoluten Wert und von der Form der APSD des Meßsignals und darum allgemein anwendbar auf Probleme der schnellen Detektion oszillatorischer Signalanteile in Rauschsignalen. Das Nachweiskonzept ermöglicht speziell die Überwachung des Reaktorrauschens - z.B. auf Na-Sieden - an jedem Reaktortyp.
- b) Die Überwachung der normierten APSD wird nicht gestört durch langsam ablaufende Änderungen im Meßsignal; das bedeutet - am Beispiel der Siedeüberwachung -, daß langsame Änderungen in der Detektorempfindlichkeit und der Reaktorleistung sowie Driften der Verstärkerkanäle die Nachweismöglichkeit nicht beeinflussen. Durch die zweite Zeitkonstante T_G , durch die der quasi-Mittelwert $S_G(f)$ gebildet wird, werden Langzeitänderungen jeder Art berücksichtigt, die die Form und die Amplitude

der APSD beeinflussen, wenn sie mit Zeitkonstanten größer als T_G ablaufen. Derartige Veränderungen erzeugen also auch keine Fehlalarme.

Die beschriebene Überwachungsmethode ist zum Nachweis beliebiger am betrachteten System plötzlich auftretender Störungen geeignet, wenn sie sich derart bemerkbar machen, daß charakteristische Resonanzen in der APSD der Meßsignale auftreten. Im folgenden wird untersucht, mit welcher Nachweisempfindlichkeit derartige oszillatorische Störsignale detektiert werden können.

IV. Theoretische Grundlagen der Spektrumsüberwachung
zum Nachweis plötzlich auftretender oszillatorischer
Signalanteile im Rauschen

A. Optimale Signalerkennung

Die vorliegende Problemstellung, Veränderungen in der APSD in Form einer Resonanz schnell zu detektieren, läßt sich allgemein als Problem der Signalerkennung bei Anwesenheit eines Rauschuntergrundes darstellen. Die APSD des nachzuweisenden Signals, die z.B. bei Na-Sieden durch Gl.(II.8a,b) beschrieben wird, ist gestört durch einen Rauschuntergrund, der von der APSD des Meßsignals im Normalzustand des überwachten Systems gebildet wird (z.B. nach Gl.(II.7) die APSD eines Neutronendetektors im normalen Betriebszustand des überwachten Reaktors). Die APSD wird mittels digitaler Frequenzanalyse entsprechend den Vorschriften in Abschnitt III.A.2. nach der indirekten Methode kontinuierlich an M Frequenzpunkten berechnet. Es ist nun ein gewisses Filterschwellwertverfahren erforderlich, das eine bestmögliche Trennung statistischer Resonanzen von eventuell auftretenden Siederesonanzen ermöglicht.

In der Literatur ist die Frage nach der Erkennung eines Signals bei Anwesenheit eines Rauschuntergrundes durch optimale Filterung des Meßsignals ("matched filters") beantwortet. Ist die Frequenzverteilung des nachzuweisenden Signals bekannt und ist die APSD des Rauschsignals frequenzunabhängig ("weißes Rauschen"), dann läßt sich die Übertragungsfunktion $G_F(f)$ des optimalen Filters berechnen aus /13,19/

$$|G_F(f)|^2 = \frac{|Y(f)|^2}{K^2} ; \quad (\text{IV.1})$$

dabei ist $Y(f)$ die Fouriertransformierte des nachzuweisenden

den Signals $y(t)$ und K^2 bezeichnet eine Konstante, die proportional ist der spektralen Leistungsdichte des Rauschuntergrundes. Dieses Ergebnis Gl.(IV.1) bedeutet also, daß die Übertragungsfunktion des gesuchten Optimalfilters bis auf Normierungsfaktoren gleich sein muß der APSD des nachzuweisenden Signals.

Für die APSD $S_A(f)$ am Ausgang eines solchen Optimalfilters, an dessen Eingang ein Signal mit der APSD $S_E(f)$ anliegt, gilt

$$S_A(f) = |G_F(f)|^2 S_E(f) \quad (IV.2)$$

Im vorliegenden Fall müssen durch optimale Filterung oszillatorische Signalanteile in Rauschsignalen detektiert werden; die APSD $S_S(f)$ dieser nachzuweisenden Signalanteile ist z.B. durch Gl.(II.8a,b) gegeben. Für das optimale Filter gilt also nach Gl.(IV.1)

$$|G_F(f)|^2 \sim S_S(f) \quad (IV.3)$$

Das Optimalfilter hat also die Übertragungsfunktion eines Bandpaßfilters, dessen Durchlaßcharakteristik der Form der nachzuweisenden Resonanz angepaßt ist. Die Mittenfrequenz dieses optimalen Bandpaßfilters ist also so zu wählen, daß sie bei der mittleren Frequenz $f=f_s$ des nachzuweisenden oszillatorischen Signals liegt. Nun ist aber die Frequenz f_s nicht bekannt, da die Resonanz irgendwo im Frequenzbereich ΔF der APSD auftreten kann. Man benötigt also ein spezielles Optimalfilter, dessen Mittenfrequenz f_q während eines Überwachungszyklus ΔT die Frequenzen im zu überwachenden Frequenzbereich ΔF durchläuft. Tritt zu irgendeinem Zeitpunkt im zu überwachenden Signal ein oszillatorischer Signalanteil auf, so wird die effektive Amplitude L bzw. die Ausgangsleistung L^2 dieses Optimalfilters dann ein Maximum aufweisen, wenn die Mitten-

frequenz f_q des Filters bei der mittleren Frequenz f_s des oszillatorischen Störsignals liegt. Falls dieses Maximum den Schwellwert zur Vermeidung von Fehlalarmen überschreitet, gilt das oszillatorische Störsignal als nachgewiesen.

Liegt also am Eingang des Optimalfilters $G_F(f; f_q)$ mit der Mittenfrequenz f_q das zu überwachende Signal mit der APSD $S(f)$ an, so folgt aus Gl. (IV.2) und (IV.3) für die Leistung $L^2(f_q)$ am Ausgang des Filters

$$L^2(f_q) = \int_0^{\infty} S_A(f) df \sim \int_0^{\infty} S_s(f; f_q) S(f) df \quad (\text{IV.4})$$

Bei der digitalen Frequenzanalyse liegen die Spektralwerte an äquidistanten Frequenzpunkten vor, so daß anstatt Gl. (IV.4) gilt

$$L^2(f_q) \sim \sum_{\text{alle } i} S_s(f_i; f_q) S(f_i) \quad (\text{IV.5})$$

Die Funktion $L^2(f_q)$ hat bei Anwesenheit einer nachzuweisenden Resonanz für $f_q = f_s$ ihr Maximum.

Da das Optimalfilter Bandpaßcharakter hat, ist nur Summation über die Frequenzen im Durchlaßbereich erforderlich. Unter der Voraussetzung, daß das Optimalfilter symmetrisch um die Mittenfrequenz f_q liegt und sich der Durchlaßbereich über $2m+1$ Frequenzpunkte erstreckt, folgt aus Gl. (IV.5)

$$L^2(f_q) \sim \sum_{i=q-m}^{q+m} S_s(f_i; f_q) S(f_i) \quad (\text{IV.6})$$

Mit der Beziehung (IV.6) ist eine Vorschrift gefunden, die angibt, wie die Optimalfilterung sehr einfach im Frequenzbereich erfolgen kann: Während jedem Überwachungszyklus werden in der zu überwachenden APSD $S(f_i)$ eine Anzahl von $2m+1$

Frequenzpunkten um die Frequenz f_q mit der bekannten Resonanzform $S_s(f_i; f_q)$ multipliziert und aufsummiert. Diese Rechenoperation wird für jeden Frequenzpunkt im zu überwachenden Frequenzbereich durchgeführt, d.h. der nach Gl.(IV.6) berechnete Wert $L^2(f_q)$ wird für alle $f_q = f_i$ bestimmt. Der Maximalwert dieser $L^2(f_q)$ wird dann auf Schwellwertüberschreitungen hin überwacht.

Bei Verwendung eines Kleinrechners ist die Bedingung kürzester Nachweiszeit und damit minimaler Rechenzeit nur erfüllbar, wenn rechenintensive Operationen nach Gl.(IV.6) vermieden werden. Für verschiedene mögliche Resonanzformen (z.B. Gl.(II.15-17)) kann aber gezeigt werden, daß bei geringem Verlust an Nachweisempfindlichkeit das Optimalfilter ersetzt werden kann durch eine vereinfachte Filterfunktion. Die Beziehung (IV.6) kann geschrieben werden in der Form

$$L^2(f_q) \sim \sum_{i=q-m}^{q+m} E_1(f_i) S(f_i) \quad (IV.7)$$

mit

$$E_1(f_i) = \begin{cases} S_s(f_i; f_q) & q-m \leq i \leq q+m \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (IV.8)$$

Dieses Optimalfilter $E_1(f_i)$ soll im folgenden verglichen werden mit einem vereinfachten Filter, für das gilt

$$E_2(f_i) = \begin{cases} 1 & q-m \leq i \leq q+m \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (IV.9)$$

Dieses vereinfachte Filter ist am wenigsten rechenintensiv; Gl.(IV.6) reduziert sich damit auf

$$L^2(f_q) \sim \sum_{i=q-m}^{q+m} S(f_i) , \quad (IV.10)$$

also einfache Addition über $2m+1$ Punkte in der APSD um die Mittenfrequenz f_q .

Zum Vergleich der beiden Filter wird die Ausgangsleistung für den Fall fehlenden Rauschuntergrundes - also $S(f) = S_s(f)$ - betrachtet. Es gilt nach Gl.(IV.4)

$$L^2(f_q) \sim \int_0^{\infty} E_{\ell}(f) \cdot S_s(f) df \quad \ell=1,2$$

Unter Benutzung der Schwarz'schen Ungleichung für Integrale gilt die Relation

$$\left[\int_0^{\infty} E_{\ell}(f) S_s(f) df \right]^2 \leq \int_0^{\infty} [E_{\ell}(f)]^2 df \int_0^{\infty} [S_s(f)]^2 df ;$$

das Gleichheitszeichen gilt nur für das Optimalfilter, also im Fall $E_{\ell}(f) = S_s(f)$. Das Verhältnis

$$U_{\ell} \stackrel{\text{df.}}{=} \frac{\left[\int_0^{\infty} E_{\ell}(f) S_s(f) df \right]^2}{\int_0^{\infty} [E_{\ell}(f)]^2 df \int_0^{\infty} [S_s(f)]^2 df} \leq 1$$

ist also ein Maß für die Güte verschiedener Filter $E_{\ell}(f)$. Im digitalen Fall berechnet sich U_{ℓ} aus

$$U_{\ell} = \frac{\left[\sum_{i=q-m}^{q+m} E_{\ell}(f_i) S_s(f_i) \right]^2}{\sum_{i=q-m}^{q+m} [E_{\ell}(f_i)]^2 \sum_{\text{alle } i} [S_s(f_i)]^2} \quad (\text{IV.11})$$

$$\ell=1,2$$

Das Verhältnis U_{ℓ} erlaubt einen Vergleich der beiden Filter-

funktionen Gl.(IV.8) und Gl.(IV.9) für verschiedene Werte von m . Im Fall einer rein sinusförmigen Oszillation, wie sie z.B. bei idealisiertem integralen Na-Sieden auftritt, bildet sich nach Gl.(II.12) eine Resonanzlinie bei der Frequenz f_s . Infolge Hanning wird nach Gl.(III.7) bei der indirekten Methode die APSD dieser Resonanz auf benachbarte Frequenzpunkte im Verhältnis $\frac{1}{4}:\frac{1}{2}:\frac{1}{4}$ verteilt. Das entsprechende Optimalfilter muß demgemäß nach Gl.(IV.8) lauten:

$$E_1(f_i) = \begin{cases} 0.25 & i=q-1, q+1 \\ 0.5 & i=q \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Es wird verglichen mit

$$E_2(f_i) = \begin{cases} 1 & q-1 \leq i \leq q+1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{IV.12})$$

Die Summation erfolgt also über 3 Punkte. Für diese beiden Filter ergeben sich aus Gl.(IV.11) die beiden Werte

$$\begin{aligned} & U_1 = 1 \\ \text{und} & U_2 = 0.89 . \end{aligned}$$

Der Wert von U_2 gibt direkt das Verhältnis der Resonanzhöhen an, die am "Filterausgang" von $E_2(f_i)$ und $E_1(f_i)$ zu erwarten sind. Die Werte für U_1 , U_2 unterscheiden sich nur unwesentlich, so daß mit Rücksicht auf möglichst geringen Rechenaufwand zum Nachweis rein sinusförmiger Signale die Summe aus 3 benachbarten Spektralwerten gebildet und das Maximum des derart bestimmten Summenspektrums auf Schwellwertüberschreitungen hin überwacht wird.

Zur allgemeineren Untersuchung des Nachweises von Resonanzen in der APSD wurden die 3 hypothetischen Resonanzformen Gl.(II.15-17) für das Filter Gl.(IV.8) herangezogen und für verschiedene Summationsgrenzen m mit dem Realfilter Gl.(IV.9) verglichen. Typische Ergebnisse für U_1 , U_2 sind in Abb.12 eingetragen.

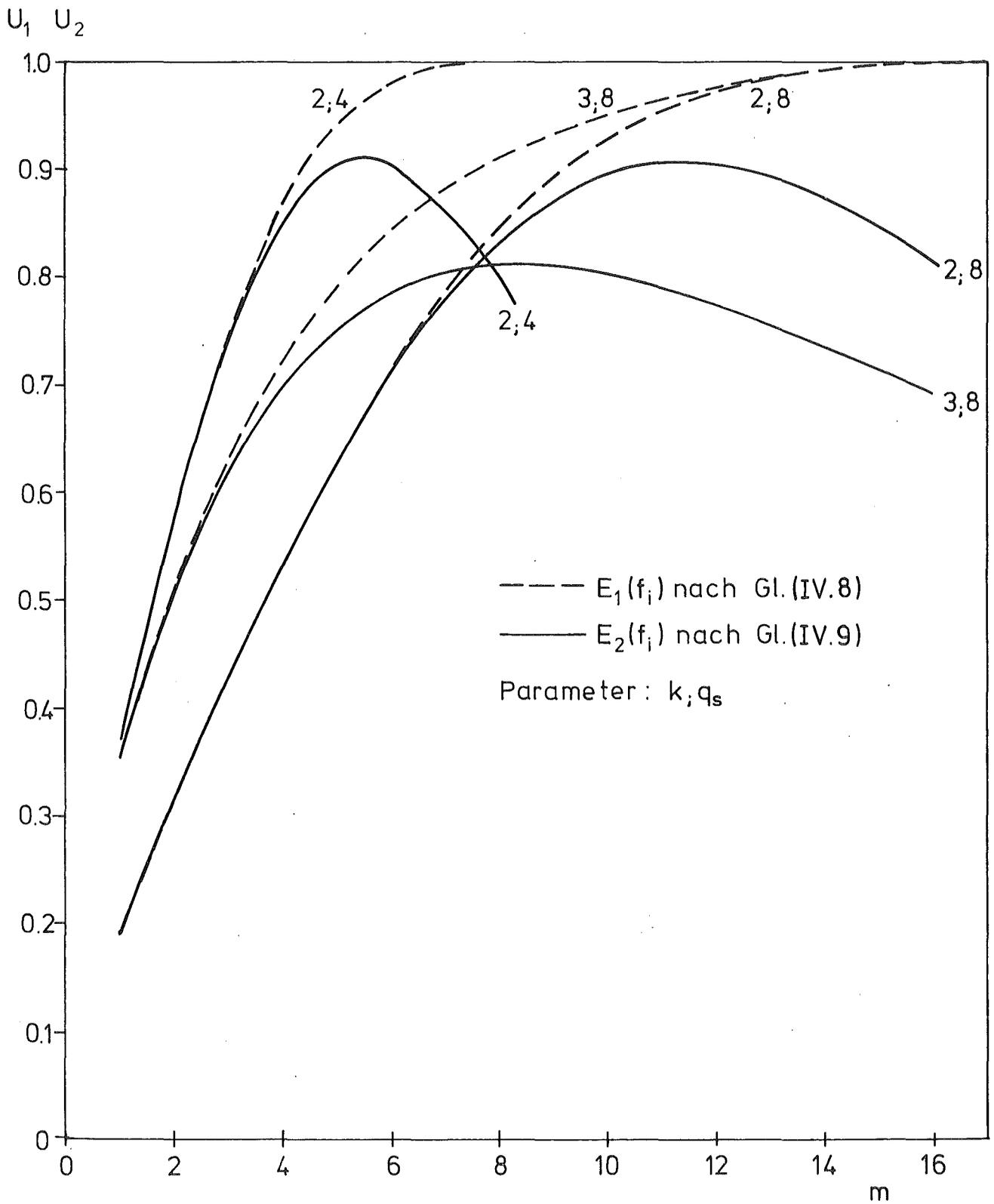


Abb.12 Vergleich von Ideal- und Realfilter

Man erkennt deutlich, daß das Verhältnis U_2 bei jeder Resonanzform einen Maximalwert besitzt, der ein optimales Realfilter E_2^{opt} bestimmt. Dabei sind die Summationsgrenzen m dieses Optimalfilters stark abhängig von der Breite $2\sigma_s = 2q_s \Delta f$ der nachzuweisenden Resonanz, dagegen fast unabhängig von der Resonanzform. Da das Verhältnis U_2 beiderseits des Maximalwerts nur flach abfällt, haben geringe relative Abweichungen der tatsächlichen von den optimalen Summationsgrenzen nur geringen Einfluß. Die Optimalwerte von m liegen für alle 3 Resonanzen in guter Näherung bei

$$m_{\text{opt}} = \lfloor 1.3 \cdot q_s \rfloor \quad (\text{IV.13})$$

wobei $\lfloor b \rfloor$ größte ganze Zahl $\leq b$.

Weiterhin ist deutlich, daß das **Optimalfilter** E_1 für Werte von $m \leq m_{\text{opt}}$ gut angenähert wird durch E_2 . Bei $m = m_{\text{opt}}$ gilt

$$U_2 \geq 80\% U_1 .$$

Mit Gl.(IV.9) ist also ein Filter gefunden, das bei geringstem Rechenaufwand das Optimalfilter Gl.(IV.8) gut annähert und damit unter den gegebenen Bedingungen die bestmögliche Resonanzdetektion erlaubt. Bei Kenntnis der Breite $2\sigma_s = 2q_s \Delta f$ der - z.B. durch lokales Na-Sieden - in der APSD erzeugten Resonanz wird mittels Gl.(IV.13) bestimmt, durch Addition wievieler benachbarten Werte der APSD jeder Punkt eines neuen Summenspektrums zu bilden ist, das dann auf Maximalwerte hin überwacht wird, die vorgegebene Schwellwerte überschreiten.

B. Fehlalarmwahrscheinlichkeit und Schwellwerte

Das prinzipielle Überwachungskonzept wurde in Abschnitt III.B beschrieben. Danach werden die zeitlich aufeinanderfolgenden normierten APSD $S_d(f_i; t)$ der Meßsignale auf Resonanzen hin untersucht.

Es gilt

$$S_d(f_i; t) \stackrel{\text{df.}}{=} \frac{S(f_i; t)}{S_G(f_i)}, \quad (\text{IV.14})$$

wobei $S(f_i; t)$ bzw. $S_G(f_i)$ die mit den Zeitkonstanten T_{RC} bzw. T_G RC-gemittelten APSD bei der Frequenz f_i bezeichnen. Für die im weiteren Zusammenhang interessierenden kurzen Zeiten t kann wegen $T_G \gg T_{RC}$ die APSD $S_G(f_i)$ zeitunabhängig als quasi-Mittelwert der Werte $S(f_i; t)$ betrachtet werden.

Nach den Ergebnissen im vorausgegangenen Abschnitt werden die Werte dieses normierten Spektrums über benachbarte Punkte summiert und die Maxima dieser zeitlich aufeinanderfolgenden Summenspektren überwacht. Die resultierende zeitabhängige Maximumfunktion $V(t)$, die die zeitliche Folge der Maximalwerte beschreibt, ist also definiert gemäß

$$V(t) \stackrel{\text{df.}}{=} \text{Max}_{q=B_1, B_2} \left(\sum_{i=q-m}^{q+m} \frac{S(f_i; t)}{S_G(f_i)} \right) \quad (\text{IV.15})$$

wobei B_1, B_2 Anfangs- bzw. Endpunkte des zu überwachenden Bereichs in der an M Frequenzpunkten berechneten APSD sind. Als Randbedingung muß gelten

$$B_2 - B_1 + 2m + 1 \leq M. \quad (\text{IV.16})$$

Zur Vermeidung von Fehlalarmen müssen geeignete Schwellwerte Q bestimmt werden, die mit nur sehr geringen Fehlalarmwahrscheinlichkeiten von der Maximumfunktion $V(t)$ überschritten werden. Eine Resonanz wird demgemäß also erst nachgewiesen, wenn die Bedingung

$$V(t) \geq Q \quad (\text{IV.17})$$

erfüllt ist. Um aus dieser Bedingung die Nachweisempfindlichkeiten abzuschätzen, müssen zunächst die Schwellwerte bestimmt werden.

Im folgenden sei vorausgesetzt, daß die Amplitudenwerte des zu analysierenden Rauschsignals normalverteilt sind. Dann sind die einzelnen aktuellen Werte $S(f_i; t)$ der APSD um ihren Mittelwert χ^2 verteilt /11/. Bei arithmetischer Mittelung gilt für den relativen quadratischen Fehler ξ^2 der Spektralwerte in der APSD /14/:

$$\xi^2 = \frac{1}{\Delta f \cdot T}$$

Mit $\Delta f = \frac{1}{2M\Delta t}$ und der Meßzeit $T=N\Delta t$ folgt

$$\xi^2 = \frac{2M}{N} \quad (\text{IV.18})$$

Im Anhang XI.1 wird gezeigt, daß unter der Voraussetzung gleicher Mittelungskonstanten $Z=N$ bei der RC-Mittelung die Varianz der Spektralwerte nur halb so groß ist wie bei der arithmetischen Mittelung. Nach (XI.7) gilt entsprechend bei gleicher Varianz

$$N = 2 \cdot Z$$

so daß für RC-Mittelung aus Gl.(IV.18) folgt

$$\xi^2 = \frac{M}{Z} \quad (\text{IV.19})$$

Die χ^2 -Verteilung ist charakterisiert durch die Zahl der Freiheitsgrade k . Es gilt /15/

$$\begin{aligned} \text{VAR} [\chi^2] &= 2k \\ \text{MW} [\chi^2] &= k \\ \xi^2 &= \frac{\text{VAR}[\chi^2]}{(\text{MW}[\chi^2])^2} = \frac{2}{k} \end{aligned}$$

Mit Gl.(IV.19) folgt dann für die Zahl der Freiheitsgrade eines Spektralwertes in der APSD

$$k = \frac{2 \cdot Z}{M} \quad (\text{IV.20})$$

Die relative Abweichung der einzelnen Werte in der APSD von ihrem Mittelwert hängt also nur ab von der Zahl der Freiheitsgrade k und damit über Gl. (IV.20) von der Punktzahl M im Spektrum - also von der Frequenzauflösung -, sowie der Mittelungskonstanten Z .

Da die Werte $S(f_i; t)$ χ^2 -verteilt sind um ihren zeitlichen Mittelwert, ist auch die Größe

$$V_q = \sum_{i=q-m}^{q+m} \frac{S(f_i; t)}{S_G(f_i)} \quad (\text{IV.21})$$

χ^2 -verteilt um den Mittelwert

$$\text{MW} [V_q] = 2m+1 ,$$

wenn vorausgesetzt wird, daß in sehr guter Näherung gilt

$$\text{MW} [S(f_i; t)] = S_G(f_i) .$$

Das trifft sicher zu für Zeitkonstanten $T_G \gg T_{RC}$. Es folgt dann nämlich

$$V_q = \sum_{i=q-m}^{q+m} \frac{S(f_i; t)}{S_G(f_i)} = \sum_{i=-m}^m \frac{\chi_i^2}{k} = \frac{1}{k} \sum_{i=-m}^m \chi_i^2 \quad (\text{IV.22})$$

Die Größe

$$\chi_\Sigma^2 \stackrel{\text{df.}}{=} \sum_{i=-m}^m \chi_i^2 \quad (\text{IV.23})$$

ist nach /15/ wieder χ^2 -verteilt mit Freiheitsgraden

$$k_\Sigma = (2m+1) \cdot k . \quad (\text{IV.24})$$

Aus der χ^2 -Verteilung läßt sich nun für jedes k die Wahrscheinlichkeit α_k berechnen, mit der ein bestimmter Wert $\chi_{1-\alpha; k}^2$ überschritten wird. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\varphi_{\chi^2}(\chi^2; k)$ der χ^2 -Verteilung lautet /15/

$$\varphi_{\chi^2} = \frac{2^{-\frac{k}{2}}}{\Gamma(\frac{k}{2})} (\chi^2)^{\frac{k}{2}-1} e^{-\frac{\chi^2}{2}} \quad (\text{IV.25})$$

wobei $\Gamma(x)$ Gamma-Funktion /16/

Für den einseitigen Schwellwert $\chi_{1-\alpha;k}^2$ zur statistischen Sicherheit $1-\alpha_k$ gilt dann

$$\alpha_k = \frac{2^{-\frac{k}{2}}}{\Gamma(\frac{k}{2})} \int_{\chi_{1-\alpha;k}^2}^{\infty} u^{\frac{k}{2}-1} e^{-\frac{u}{2}} du \quad (\text{IV.26})$$

Bei geradzahligem k läßt sich α_k analytisch angeben. Für einige einfache Fälle wurde α_k ausgerechnet:

$$\alpha_1 = 1 - \Theta(\sqrt{\chi_{1-\alpha;1}^2})$$

mit

$\Theta(x)$ Wahrscheinlichkeitsintegral /16/

$$\begin{aligned} \alpha_2 &= e^{-\frac{\chi_{1-\alpha;2}^2}{2}} \\ \alpha_4 &= e^{-\frac{\chi_{1-\alpha;4}^2}{2}} \left(1 + \frac{\chi_{1-\alpha;4}^2}{2}\right) \\ \alpha_8 &= e^{-\frac{\chi_{1-\alpha;8}^2}{2}} \left(1 + \frac{\chi_{1-\alpha;8}^2}{2} + \frac{1}{8}(\chi_{1-\alpha;8}^2)^2 + \frac{1}{48}(\chi_{1-\alpha;8}^2)^3\right) \end{aligned} \quad (\text{IV.27})$$

Für höhere geradzahlige Werte von k wird die analytische Darstellung schwerfällig. Unter Benutzung einer Rechenmaschine wird α_k vorteilhafter nach folgenden Beziehungen berechnet. Für die Summenwahrscheinlichkeit $\Phi_{\chi^2}(\chi^2 \leq \chi_{1-\alpha;k}^2) = 1-\alpha_k$ gilt bei geradzahligen Werten von k /15/

$$\Phi_{\chi^2}(\chi^2 \leq \chi_{1-\alpha;k}^2) = 1 - \Phi_P\left(\frac{k}{2}-1; \frac{1}{2} \chi_{1-\alpha;k}^2\right)$$

mit

$$\Phi_P(x; \mu) = \sum_{N=0}^x \varphi_P(N; \mu)$$

wobei $\varphi_P(N; \mu)$ die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Poisson-Verteilung:

$$\varphi_P(N; \mu) = \frac{1}{N!} \mu^N e^{-\mu} \quad \begin{array}{l} N=0, 1, 2, 3, \dots \\ \mu > 0 \end{array}$$

Für $k > 30$ können die Werte $\chi_{1-\alpha; k}^2$ nach der folgenden Näherungsformel /15/ berechnet werden:

$$\chi_{1-\alpha; k}^2 = \frac{1}{2} (\sqrt{2k-1} + U_{1-\alpha})^2 \quad (\text{IV.28})$$

wobei

$U_{1-\alpha}$ einseitiger Schwellwert der Normalverteilung zur statistischen Sicherheit $1-\alpha$, für die gilt

$$1-\alpha = \frac{1}{2} (1 + \Phi(U_{1-\alpha})) .$$

Mit den angegebenen Berechnungsmethoden besteht jetzt die Möglichkeit, zu jeder Wahrscheinlichkeit α_k den zugehörigen Schwellwert $\chi_{1-\alpha; k}^2$ auszurechnen. Da die Größe V_q nach Gl. (IV.22), Gl. (IV.23) ebenfalls χ^2 -verteilt ist, folgt für den einseitigen Schwellwert

$$Q \stackrel{\text{df.}}{=} V_{q; 1-\alpha; k} \quad (\text{IV.29})$$

womit

$$Q = \frac{1}{k} \chi_{\Sigma; 1-\alpha; k_{\Sigma}}^2 = (2m+1) \frac{\chi_{\Sigma; 1-\alpha; k_{\Sigma}}^2}{k_{\Sigma}} \quad (\text{IV.30})$$

Damit ist der Schwellwert für die nach Gl. (IV.21) zu berechnende Funktion V_q bei einer Fehlalarmwahrscheinlichkeit von α_k bestimmt, d.h. ein nach Gl. (IV.21) aus der normierten aktuellen APSD berechneter Wert wird mit einer Wahrscheinlichkeit α_k den Schwellwert Q überschreiten. Das zu überwachende Frequenzspektrum besteht nun aus M äquidistanten Frequenzpunkten. Ein gewisser Bereich des Spektrums mit

$$M' = B_2 - B_1 + 1 \quad (\text{IV.31})$$

Frequenzpunkten werde überwacht, wobei die Bedingung (IV.16) eingehalten wird. Es sollen folgende Voraussetzungen zutreffen:

- a) alle M' Frequenzpunkte sind voneinander statistisch unabhängig;
- b) ein einzelner Punkt im Summenspektrum überschreitet einen vorgegebenen Schwellwert Q mit der Wahrscheinlichkeit α_k .

Dann gilt nach der Binomialverteilung für die Wahrscheinlichkeit $\varphi_B(M', n)$, daß eine beliebige Anzahl $n \leq M'$ dieser M' -Punkte gleichzeitig den Schwellwert Q überschreitet /15/.

$$\varphi_B(M', n) = \binom{M'}{n} \alpha_k^n (1-\alpha_k)^{M'-n}$$

Für die Wahrscheinlichkeit $p_k(M')$, daß der Schwellwert Q durch irgendeine Anzahl der M' -Punkte überschritten wird, gilt dann

$$p_k(M') = \sum_{n=1}^{M'} \varphi_B(M', n) = \sum_{n=1}^{M'} \binom{M'}{n} \alpha_k^n (1-\alpha_k)^{M'-n} \quad (\text{IV.32})$$

Für $\alpha_k \ll 1$ folgt aus Gl.(IV.32) die Näherung

$$p_k(M') \approx M' \alpha_k \quad (\text{IV.33})$$

Diese Näherung Gl.(IV.33) gilt mit vernachlässigbarer Abweichung von Gl.(IV.32) für Werte von $\alpha_k \leq 10^{-4}$.

Die Beziehung Gl.(IV.32) bzw. Gl.(IV.33) verknüpft die zulässige Fehlalarmwahrscheinlichkeit $p_k(M')$ mit der statistischen Sicherheit $1-\alpha_k$. Über Gl.(IV.30) kann daraus der für eine entsprechende Fehlalarmwahrscheinlichkeit notwendige Schwellwert berechnet werden. Werte für $\chi_{1-\alpha; k}^2$ in Abhängigkeit von k und α_k sind in Tab.2 eingetragen.

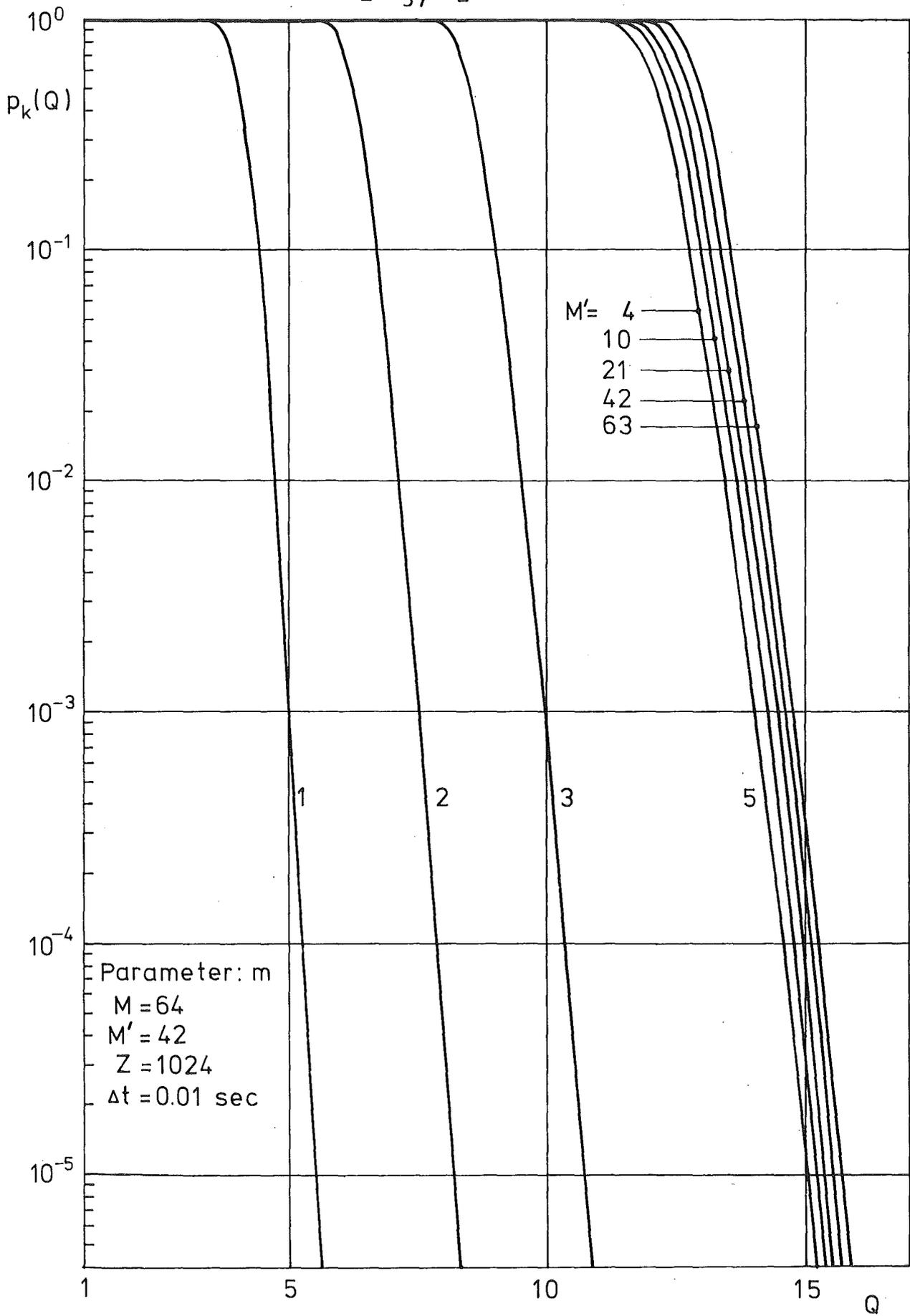


Abb.13 Fehlalarmwahrscheinlichkeit als Funktion des Schwellwerts

Allgemein lautet also nach den Gl. (IV.20), (IV.26), (IV.30) und (IV.33) die Beziehung zwischen Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k , Schwellwert Q , zu überwachender Punktzahl M' , Zahl der Freiheitsgrade k (und damit Punktzahl M der APSD sowie Zeitkonstante $T_{RC} = Z \cdot \Delta t$) und Summationsgrenzen m

$$P_{k_{\Sigma}} = M' \frac{2^{-\frac{k_{\Sigma}}{2}}}{\Gamma(\frac{k_{\Sigma}}{2})} \int_{\chi_{\Sigma; 1-\alpha; k_{\Sigma}}^2}^{\infty} u^{\frac{k_{\Sigma}}{2}-1} e^{-\frac{u}{2}} du \quad (\text{IV.34})$$

mit

$$\chi_{\Sigma; 1-\alpha; k_{\Sigma}}^2 = \frac{k_{\Sigma} Q}{2m+1} = k \cdot Q$$

$$k_{\Sigma} = (2m+1)k$$

$$k = \frac{2 \cdot Z}{M} .$$

In Abb.13 ist p_k als Funktion von Q bei verschiedenen Werten von M' und m aufgezeichnet. Man erkennt deutlich das vorherrschende exponentielle Abklingen mit Q entsprechend Gl. (IV.27). Die Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k wurde nach Gl. (IV.32) berechnet. Es bestätigt sich der lineare Zusammenhang zwischen p_k und M' für Werte $\alpha_k < 10^{-4}$. Die Abweichungen von dieser Proportionalität bei größeren Werten von p_k erklären sich nach Gl. (IV.32) aus der Tatsache, daß die Wahrscheinlichkeit dafür stark anwächst, daß mehr als ein Frequenzpunkt gleichzeitig über dem Schwellwert liegt. Wichtig ist die geringe Abhängigkeit der Schwellwerte von der Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k sowie der geringe Einfluß der zu überwachenden Punktzahl M' auf die Schwellwerte bei gleichem p_k . Dadurch ist eine Verringerung der Fehlalarmwahrscheinlichkeiten sowie die Überwachung eines größeren Spektralbereichs ohne wesentliche Schwellwerterhöhung und damit Verlust an Nachweisempfindlichkeit möglich.

C. Kriterien zur Optimierung der Überwachungsanordnung
und zur Bestimmung der Nachweisempfindlichkeit

Bei der Spektrumsüberwachung ist nur die relative Überhöhung der Resonanzen über den Mittelwert der APSD von Bedeutung; dementsprechend wird nach Gl.(IV.15) die Funktion $V(t)$ mit

$$V(t) = \text{Max}_{q=B_1, B_2} \left(\sum_{i=q-m}^{q+m} \frac{S(f_i; t)}{S_G(f_i)} \right)$$

in Zeitabständen ΔT berechnet und mittels der Abfrage

$$V(t) \geq Q$$

überwacht. Unter der Voraussetzung, daß das nachzuweisende Störsignal nicht vorliegt und sich die Zeitkonstanten T_{RC} und T_G stark unterscheiden ($T_G \gg T_{RC}$), sind die Spektralwerte $S_G(f_i)$ quasi-Mittelwerte der aktuellen Werte $S_u(f_i)$. Der Index "u" bedeutet, daß es sich dabei um die APSD des Rauschuntergrundes bei Normalbetrieb des überwachten Systems handelt. Für die weiteren theoretischen Betrachtungen kann darum in guter Näherung $S_G(f_i)$ ersetzt werden durch den Erwartungswert von $S_u(f_i)$

$$S_G(f_i) = \langle S_u(f_i) \rangle \quad (\text{IV.35})$$

Weiterhin wird bei allen folgenden Betrachtungen vorausgesetzt, daß die Zeitkonstante T_G so groß gewählt ist, daß die Werte $S_G(f_s)$ durch eine plötzlich auftretende Resonanz bei der Frequenz f_s innerhalb der maximal zulässigen Nachweiszeit nicht verändert werden. Weiterhin sei für die folgenden Untersuchungen die Funktion $V(t)$ nur bei der Resonanzfrequenz $f_q = f_s$ betrachtet. Damit folgt

$$V(t) = \sum_{i=-m}^m \frac{S(f_{s+i};t)}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} \quad (\text{IV.36})$$

Zur Zeit $t=0$ trete im Meßsignal das nachzuweisende oszillatorische Störsignal auf. Für die APSD bei der Resonanzfrequenz f_s gilt dann nach Gl.(III.9), (III.10)

$$S(f_s;t) = S_u(f_s) + S_s(f_s)g(t)$$

Aus Gl.(IV.36) folgt

$$V(t) = \sum_{i=-m}^m \frac{S_u(f_{s+i})}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} + g(t) \sum_{i=-m}^m \frac{S_s(f_{s+i})}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} \quad (\text{IV.37})$$

Bei der Überwachung der APSD zum Nachweis von Resonanzen werden die einzelnen Spektralwerte nach Gl.(IV.10) über $(2m+1)$ Punkte summiert. Die in der APSD nachzuweisende Resonanz sei gegeben durch Gl.(II.13), wobei als spektrale Verteilung der Resonanz um ihre mittlere Frequenz f_s eine der drei symmetrischen Verteilungen Gl.(II.15), (II.16), (II.17) oder eine beliebige andere symmetrische Verteilung vorausgesetzt wird. Damit folgt für den 2. Term in Gl. (IV.37)

$$\begin{aligned} \sum_{i=-m}^m \frac{S_s(f_{s+i})}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} &= \sum_{i=1}^m S_s(f_{s+i}) \left[\frac{1}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} + \frac{1}{\langle S_u(f_{s-i}) \rangle} \right] \\ &+ \frac{S_s(f_s)}{\langle S_u(f_s) \rangle} \end{aligned} \quad (\text{IV.38})$$

Es sei nun folgende Näherung vorausgesetzt:

$$\frac{1}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} + \frac{1}{\langle S_u(f_{s-i}) \rangle} \geq \frac{2}{\langle S_u(f_s) \rangle} \quad (\text{IV.39})$$

Das Gleichheitszeichen gilt bei einem weißen Spektrum, also frequenzunabhängiger APSD; bei davon unterschiedlicher Frequenzabhängigkeit, jedoch glattem Verlauf der APSD im interessierenden Frequenzbereich ist die mit obiger Näherung erfolgte Abschätzung pessimistisch. Bei Werten von $i=1$ gilt mit guter Näherung das Gleichheitszeichen. Aus Gl.(IV.38) folgt damit

$$\sum_{i=-m}^m \frac{S_s(f_{s+i})}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} \geq \frac{\sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i})}{\langle S_u(f_s) \rangle}$$

Damit gilt für Gl.(IV.37)

$$V(t) \geq \sum_{i=-m}^m \frac{S_u(f_{s+i})}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} + \frac{\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle}{\langle S_u(f_s) \rangle} \cdot \frac{\sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i})}{\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle} \cdot q(t)$$

(IV.40)

Nach Gl.(IV.17) wird eine Resonanz in der APSD nachgewiesen, wenn die Funktion $V(t)$ und damit die Summe der beiden Terme in Gl.(IV.40) einen festen Schwellwert überschreitet. Das zeitliche Verhalten des ersten Terms wird bestimmt von den aktuellen Werten der APSD des normalen Rauschsignals bei der Resonanzfrequenz f_s . Je kleiner dieser aktuelle Wert ist, desto später wird eine plötzlich auftretende und anwachsende Resonanz - der 2. Term des 2. Summanden - nachgewiesen, da die Summe der beiden Glieder den festen Schwellwert Q erst später überschreitet. Nach Gl.(IV.22) ist der erste Summand in Gl.(IV.40) χ^2 -verteilt mit k_Σ Freiheitsgraden. Folglich wird der Wert

$$\gamma = \frac{\text{df. } \chi_{1-\beta}^2; k_\Sigma}{k_\Sigma} \quad (IV.41)$$

mit der Wahrscheinlichkeit $1-\beta$ unterschritten, d.h. mit Gl.(IV.22) gilt

$$\sum_{i=-m}^m \frac{S_u(f_{s+i})}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} \leq \gamma \cdot (2m+1)$$

Weiterhin ist der 2. Faktor der 2. Summanden entsprechend den Voraussetzungen ebenfalls χ^2 -verteilt mit k_Σ Freiheitsgraden. Folglich gilt für diesen Term mit einer Wahrscheinlichkeit $1-\beta$

$$\frac{\sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i})}{\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle} \leq \gamma$$

Für die nach Gl.(IV.40) zu bildende Summe dieser beiden Terme wird also mit einer Wahrscheinlichkeit zwischen $1-\beta$ und $(1-\beta)^2$ die folgende Abschätzung zutreffen:

$$\begin{aligned} \sum_{i=-m}^m \frac{S_u(f_{s+i})}{\langle S_u(f_{s+i}) \rangle} + \frac{\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle}{\langle S_u(f_s) \rangle} \cdot \frac{\sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i})}{\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle} \cdot g(t) \\ \leq \gamma(2m+1) + \gamma \cdot \frac{\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle}{\langle S_u(f_s) \rangle} \cdot g(t) \end{aligned}$$

Eine Resonanz wird also mit einer Wahrscheinlichkeit W_D mit

$$1 - (1-\beta) \langle W_D \rangle < 1 - (1-\beta)^2 \quad (\text{IV.42})$$

nachgewiesen, wenn nach (IV.40) und (IV.17) gilt

$$V(t) \geq \gamma(2m+1) \frac{\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle}{\langle S_u(f_s) \rangle} \cdot g(t) = Q$$

oder

$$\langle \sum_{i=-m}^m S_s(f_{s+i}) \rangle = \left[\frac{Q}{\gamma} - (2m+1) \right] \frac{\langle S_u(f_s) \rangle}{g(t)} \quad (\text{IV.43})$$

Ist also die Forderung Gl.(IV.43) für plötzlich auftretende Resonanzen erfüllt, so werden sie in der APSD mit einer Wahrscheinlichkeit W_D unter den gemachten Voraussetzungen innerhalb der Zeit t nachgewiesen. Die Bedingung gibt eine pessimistische Abschätzung der unteren Grenze für in der APSD noch nachweisbare oszillatorische Signalanteile.

Unter der Voraussetzung, daß die Resonanzformen durch die Gl.(II.15), (II.16), (II.17) oder ähnliche Verteilungen $\varphi(f)$ beschrieben werden können, folgt verallgemeinert aus Gl. (IV.43) mit Gl.(II.13) für die innerhalb der Zeit t_{\max} noch nachweisbaren oszillatorischen Signale

$$R_s^2 \geq \frac{\left[\frac{Q}{\gamma} - (2m+1) \right] \langle S_u(f_s) \rangle \sigma_s}{g(t_{\max}) \sum_{i=-m}^m \varphi(i\Delta f)} \quad (\text{IV.44})$$

Diese Bedingung kann noch vereinfacht werden, wenn die Summation ausgeführt wird über den Bereich

$$1 \leq m \leq q_s$$

wobei $2\sigma_s = 2q_s \cdot \Delta f$ die Resonanzbreite angibt. Dies entspricht für kleine Werte von q_s der Optimalforderung Gl.(IV.13); für größere Werte von q_s dagegen liegen die Summationsgrenzen unterhalb m_{opt} , was jedoch nach den Ergebnissen des Abschnitts IV.A. nur geringen Empfind-

lichkeitsverlust bedeutet. Aus Gl.(IV.44) folgt als sichere Abschätzung das Nachweiskriterium, daß plötzlich auftretende oszillatorische Signalanteile innerhalb der Zeit t_{\max} mit Wahrscheinlichkeiten größer als W_D detektiert werden, wenn in der APSD des Meßsignals bei der Frequenz f_s eine Resonanz der Breite $2\sigma_s$ erzeugt wird und die folgende Bedingung für die effektive Signalamplitude erfüllt ist:

$$R_s^2 \geq A(t_{\max}) \langle S_u(f_s) \rangle$$

mit

$$A(t_{\max}) = \frac{\left[\frac{Q}{\gamma} - (2q_s + 1) \right] q_s \cdot \Delta f}{g(t_{\max}) \sum_{i=-q_s}^{q_s} \varphi(i\Delta f)} \quad (\text{IV.45})$$

Die Funktion $A(t_{\max})$ hängt außer von der zulässigen Fehlalarmrate und der Nachweisdauer t_{\max} nur noch von analysatorspezifischen Eigenschaften ab. Es ist also bei vorgegebenen Werten Q und t_{\max} durch geeignete Wahl der Parameter $k, M, M', Z, \Delta t$ diese Funktion derart zu optimieren, daß die größtmögliche Nachweisempfindlichkeit für Resonanzen der Breite $2\sigma_s = 2q_s \cdot \Delta f$ und der spektralen Verteilung $\varphi(i\Delta f)$ erreicht wird. Als Nachweisempfindlichkeit sei dabei im folgenden die aus (IV.45) berechenbare kleinstmögliche Amplitude von oszillatorischen Signalen bezeichnet, die innerhalb der Zeit t_{\max} nach ihrem Auftreten in einem Rauschsignal mit einer Wahrscheinlichkeit von $90\% < W_D < 99\%$ in der APSD des Meßsignals nachgewiesen werden. Zur Bestimmung der so definierten Nachweisempfindlichkeit muß $A(t_{\max})$ minimalisiert werden, damit die untere Grenze noch nachweisbarer oszillatorischer Signale mit der effektiven Amplitude R_s möglichst niedrig liegt.

Natürlich kann die Bedingung (IV.45) nur zur Abschätzung der Amplitude noch nachweisbarer Störsignale dienen, da die Voraussetzungen zu ihrer Ableitung für die oszilla-

torischen und damit quasi-deterministischen Signale nicht exakt zutreffen. Die späteren experimentellen Ergebnisse rechtfertigen jedoch die vorgenommenen Vereinfachungen und bestätigen die sich aus der Abschätzung (IV.45) ergebenden Nachweisgrenzen als sichere Näherungen. Als Anwendungsbeispiele für das entwickelte Nachweiskriterium (IV.45) werden im folgenden kurz die Nachweisgrenzen für Na-Sieden abgeleitet.

1. Integrales Na-Sieden

Der durch integrales Na-Sieden erzeugte oszillatorische Signalanteil im Rauschsignal eines Neutronendetektors kann nach Gl.(II.11) vereinfacht durch eine Sinusfunktion dargestellt werden:

$$x_0(t) = \begin{cases} 0 & t \leq 0 \\ x_0 \cdot \sin 2\pi \cdot f_0 \cdot t & t \geq 0 \end{cases} \quad (\text{IV.46})$$

Dieser Signalanteil erzeugt nach Gl.(II.12) in der APSD eine Resonanz bei der Frequenz $f=f_0$ mit der Resonanzhöhe

$$\langle S_0(f_0) \rangle = \frac{x_0^2}{2\Delta f} = \frac{x_{\text{eff}}^2}{\Delta f}, \quad (\text{IV.47})$$

die durch die hanning-Korrektur gemäß Gl.(III.7) auf drei nebeneinanderliegende Frequenzpunkte verteilt wird. Summation über diese drei Punkte nach Gl.(IV.12) liefert also genau diesen Wert Gl.(IV.47).

Die Amplitude x_0 sowie die Frequenz f_0 wird im realistischen Fall integralen Na-Siedens nicht notwendigerweise konstant sein, sondern innerhalb gewisser Grenzen schwanken. Für die Anwendung des Nachweiskriteriums sei im folgenden vorausgesetzt, daß es sich auch bei dem in der APSD nachzuweisenden Signalanteil Gl.(IV.47) nicht um

ein deterministisches Signal nach Gl. (IV.46) handelt, sondern daß diese Resonanz erzeugt wird durch ein zusätzliches Rauschsignal mit Gauß'scher Amplitudenverteilung. Dieses Rauschsignal sei derart bandbegrenzt, daß es in der APSD bei der Frequenz f_0 eine Resonanz der Breite $2\sigma_0 = 2\Delta f$ erzeugt. Durch ein derartiges Rauschsignal tritt also in der APSD ein zusätzlicher Anteil auf, für den bei Summation über 3 benachbarte Punkte näherungsweise gilt

$$\left\langle \sum_{i=-1}^1 S_0(f_{0+i}) \right\rangle \approx \frac{x_{\text{eff}}^2}{\Delta f} \quad (\text{IV.48})$$

Dabei bezeichnet x_{eff} den Effektivwert des Rauschsignals. Dieser Anteil ist somit nahezu identisch mit Gl. (IV.47). Allerdings wird die Schwankung bzw. der statistische Fehler der APSD dieses Rauschsignals größer oder mindestens gleich sein dem Meßfehler der APSD des deterministischen Signals Gl. (IV.46). Mit diesen Abschätzungen ist also die Anwendung des Nachweiskriteriums auch auf sinusförmige Signalanteile fester Frequenz begründet, da die Voraussetzung χ^2 -verteilter Schwankungen der durch sie erzeugten Resonanzen in der APSD pessimistisch ist und damit Ergebnisse liefert, die auf der sicheren Seite liegen.

Zum Nachweis von Resonanzen durch idealisiertes integrales Na-Sieden werden also die Werte der APSD über 3 Punkte summiert. Bei Gültigkeit der χ^2 -Verteilung liegt der Faktor γ für Freiheitsgrade $k_\Sigma \geq 10$ und Wahrscheinlichkeiten $1-\beta = 10\%$ nach (IV.41) bei $\gamma \geq 0.5$. Damit folgt mit $m=q_s=1$ und Gl. (IV.48) aus Gl. (IV.45) die Bedingung für den Nachweis integralen Na-Siedens:

$$x_{\text{eff}}^2 \geq A_0(t_0) \langle S_u(f_0) \rangle \quad (\text{IV.49})$$

mit

$$A_0(t_0) = \frac{\sqrt{2Q-3}\Delta f}{g(t_0)}$$

Siedesignale, für die in (IV.49) das Gleichheitszeichen gilt, werden nach (IV.42) wegen $1-\beta=10\%$ mit einer Wahrscheinlichkeit $90\% < W_D < 99\%$ nachgewiesen. Wie auch in (IV.45) wird die Nachweisempfindlichkeit von zwei voneinander unabhängigen Termen bestimmt. Die Amplitude der noch nachweisbaren Siedesignale hängt einerseits ab von dem reaktorspezifischen Term $\langle S_u(f_o) \rangle$, der den Einfluß des betrieblich bedingten Untergrundspektrums und damit des Signal-zu-Untergrundverhältnisses berücksichtigt; andererseits wird die Nachweisempfindlichkeit bestimmt durch die Funktion $A_o(t_o)$, die - ebenfalls wie $A(t)$ - nur abhängt von analysatorspezifischen Parametern. Durch Variation dieser Parameter und Minimalisierung von $A_o(t_o)$ wurde - wie in Abschnitt IV.D beschrieben - die optimale Konfiguration für das Überwachungssystem bestimmt, die den Nachweis von integralen Siederesonanzen mit der größtmöglichen Nachweisempfindlichkeit innerhalb der Zeit t_o erlaubt. Dabei zeigt sich gute Übereinstimmung zwischen den theoretischen Ergebnissen und den später beschriebenen experimentellen Untersuchungen (Kapitel VIII).

2. Lokales Na-Sieden

Die Resonanzen, die in der APSD des Detektorsignals infolge lokalen Na-Siedens auftreten, werden hervorgerufen durch oszillatorische und damit quasi-deterministische Signalanteile im Neutronenrauschen. Infolge Schwankungen in der Dampfblasenwiederholfrequenz f_v haben die Resonanzen eine gewisse Breite $2\sigma_v = 2q_v \Delta f$. Sie erfüllen darum die Voraussetzungen für das Nachweiskriterium besser als die durch sinusförmige Signalanteile erzeugten Resonanzen. Weiterhin sind - wie sich auch später herausstellt - bei den zulässigen Nachweiszeiten für lokales Sieden große Zeitkonstanten $T_{RC} > 4$ sec günstig, so daß wegen $q_v \geq 1$ Freiheitsgrade $k_\Sigma > 40$ zu erwarten sind. Für diese Werte gilt mit einer Wahrscheinlichkeit

$1-\beta = 10\%$ nach (IV.41) der Wert

$$\gamma \geq 0.7.$$

Aus Gl.(IV.45) folgt damit unter Benutzung von Gl.(II.15-17) als sichere Abschätzung das Nachweiskriterium, daß lokales Na-Sieden detektiert wird, wenn in der APSD bei der Frequenz f_v eine Resonanz der Breite $2\sigma_v$ erzeugt wird und die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$R_v^2 \geq A_v(t_v) \langle S_u(f_v) \rangle \quad (\text{IV.50})$$

mit

$$A_v(t_v) = \frac{\sqrt{1.5 \cdot Q - (2q_v + 1)}}{q_v} \cdot q_v \Delta f \cdot g(t_v) \sum_{i=-q_v}^{\varphi_\ell(i\Delta f)} \quad \ell=1,2,3$$

Siedesignale mit effektiven Rauschamplituden R_v , für die in (IV.50) das Gleichheitszeichen gilt, werden dabei nach (IV.42) mit einer Wahrscheinlichkeit $90\% < W_D < 99\%$ nachgewiesen; wegen des quadratischen Zusammenhangs zwischen Resonanzhöhe in der APSD und Rauschamplitude werden Siedesignale mit größerem R_v mit Wahrscheinlichkeiten $W_D \approx 100\%$ detektiert.

D. Parameterstudien zur Bestimmung der optimalen Analysatoranordnung zum Nachweis von Na-Sieden

Mittels der Funktion $A(t)$ wurden Parameterstudien durchgeführt, um aus dem Minimum von $A(t)$ in Abhängigkeit aller relevanter Parameter die optimale Analysatorkonfiguration zu bestimmen. Über Gl.(IV.45) kann dann die mit der entwickelten Überwachungsmethode erreichbare Nachweisempfindlichkeit in Abhängigkeit von der zur Verfügung stehenden Nachweisdauer t_{\max} berechnet werden. Da derartige Para-

meterstudien nur für konkrete Probleme durchgeführt werden können, wurde als Anwendungsbeispiel der Nachweis von Na-Sieden untersucht.

1. Integrales Na-Sieden mit konstanter Oszillationsfrequenz

Unter der Voraussetzung, daß das normale Rauschsignal der Neutronendetektoren Gauß'sche Amplitudenverteilung besitzt, wurden die Schwellwerte Q derart berechnet, daß sie von statistischen Resonanzen mit einer Fehlalarmrate von etwa

$$F_A \approx 1/\text{Jahr}$$

überschritten werden. Bei einer Zykluszeit von $\Delta T = 0.2 \text{ sec}$, mit der das Spektrum überwacht wird, folgt daraus für die höchstzulässige Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k pro Zyklus:

$$p_k = F_A \cdot \Delta T = 6.4 \cdot 10^{-9}$$

Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen sind in Tabelle 3 in Abhängigkeit von M , Z , Δt , M' , Q und t_0 sowie in Abb. 14a,b dargestellt. Die Punktzahl M' wurde derart gewählt, daß die zu überwachenden Spektralwerte immer im Frequenzbereich zwischen $f = 1.5 \div 13 \text{ Hz}$ lagen. Aus dem Verlauf der Funktion $A_0(t_0)$ bei den verschiedenen Parameterwerten können folgende Schlüsse gezogen werden:

- α.) Die Funktion $A_0(t_0)$ ist stark abhängig von der Nachweiszeit t_0 . Nach Gl. (IV.49) wird das zeitliche Verhalten bestimmt durch die Sprungantwortfunktion $g(t)$ des RC-Filters. Da $A_0(t_0)$ umgekehrt proportional ist zu $g(t)$, wächst die Funktion $A_0(t_0)$ zu sehr kleinen Nachweiszeiten über alle Grenzen. Dieses Verhalten erklärt

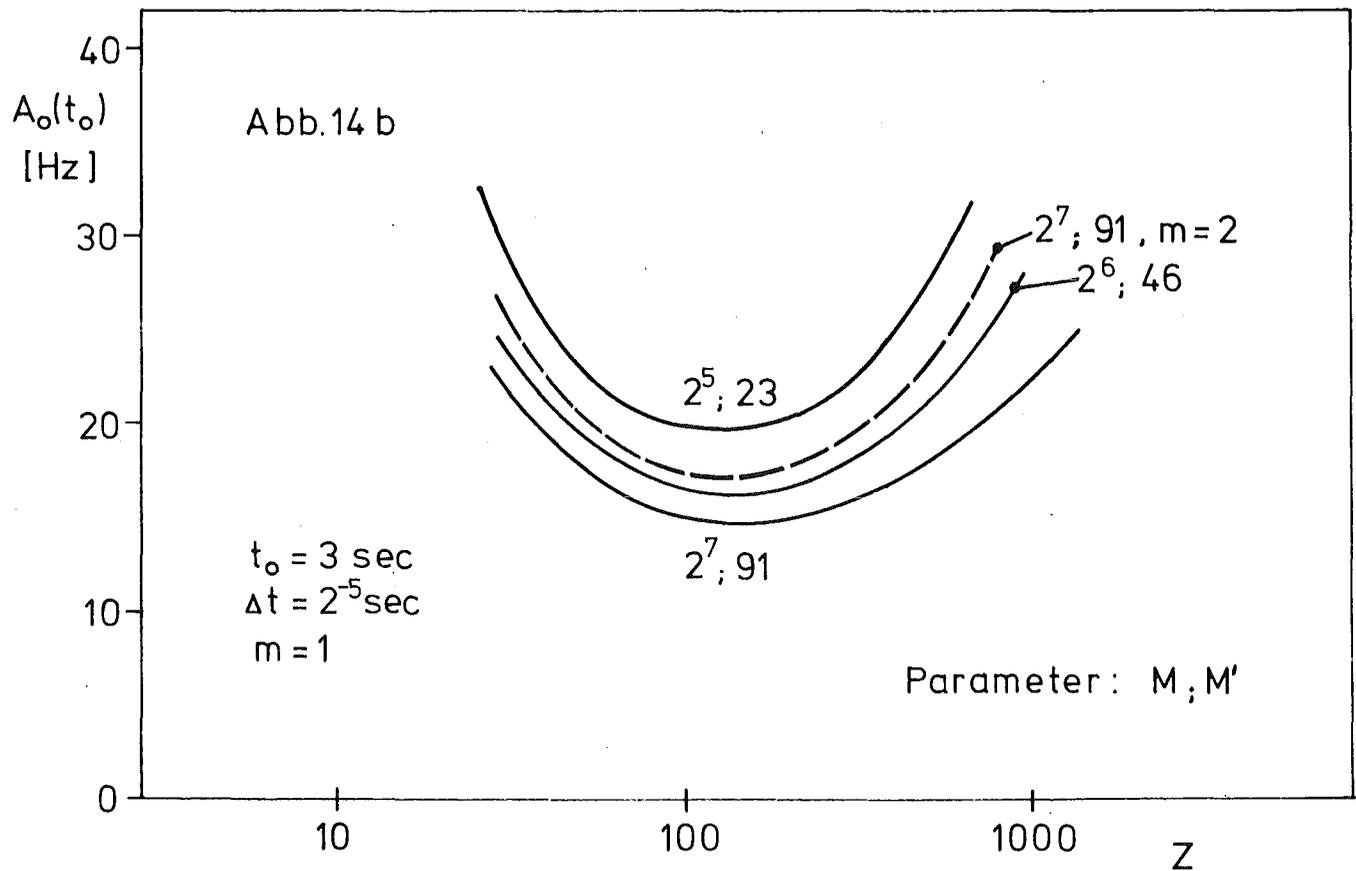
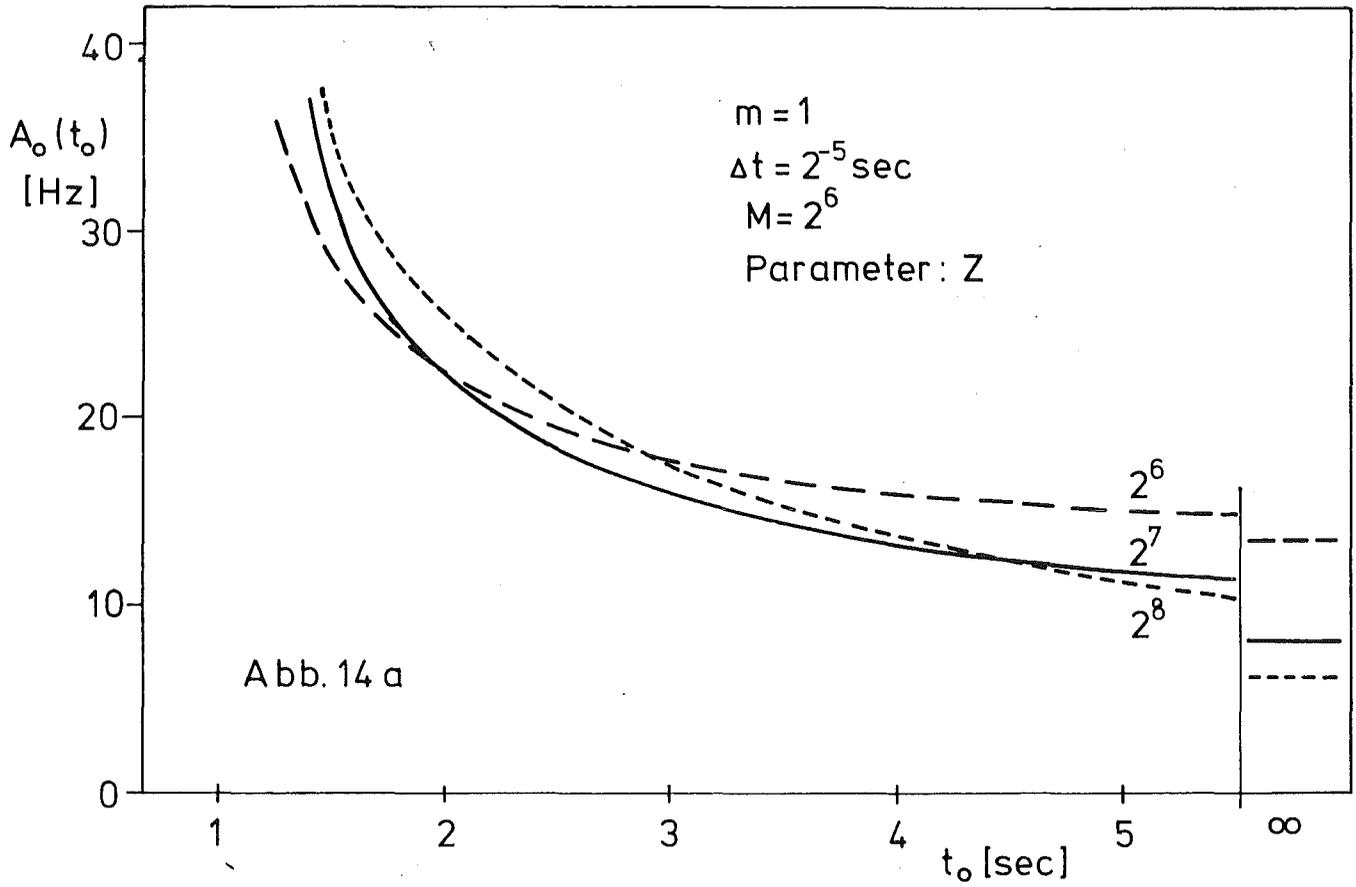


Abb.14 Parameterstudien zum optimalen Nachweis integralen Na - Siedens

sich aus der Tatsache, daß es nicht möglich ist, eine Schwingung in beliebig kurzer Zeit nachzuweisen. Andererseits zeigt $A_0(t_0)$ für $t_0 \rightarrow \infty$ ein asymptotisches Verhalten, da $g(t)$ für $t \rightarrow \infty$ nach Gl. (III.11) den Grenzwert $g(t \rightarrow \infty) = 1$ annimmt. Die Grenzwerte $A_0(t_0 \rightarrow \infty)$ sind ebenfalls in der Tabelle eingetragen.

β.) Die Funktion $A_0(t_0)$ ist stark abhängig nur von der Zahl der Freiheitsgrade $k = \frac{2 \cdot Z}{M}$ und der RC-Mittelungskonstanten $T_{RC} = Z \cdot \Delta t$. Für verschiedene Parameterwerte von $Z, M, M', \Delta t$ bei gleichen Werten für k und T_{RC} unterscheiden sich die resultierenden Funktionswerte $A_0(t_0)$ nur unwesentlich.

γ.) Für verschiedene maximal zulässige Nachweiszeiten t_0 liegen die Minima der Funktion $A_0(t_0)$ bei unterschiedlichen Parameterwerten (siehe z.B. die Abhängigkeit von Z in Abb.14a sowie Tab.3). Die Minima sind allerdings nicht stark ausgeprägt, so daß sich mehrere optimale Kombinationen der Parameterwerte angeben lassen. Nach Abb.14b hat die Funktion $A_0(t_0)$ für die geforderte Nachweiszeit von maximal $t_0 = 3 \text{ sec}$ ein eindeutiges Minimum bei

$$T_{RC} = Z \Delta t = 4 \text{ sec} \quad (\text{IV.51})$$

Der Optimalwert von k liegt bei dieser Zeitkonstanten bei

$$k = 4$$

bzw.

$$k_{\Sigma} = (2m+1)k = 12 \quad (\text{IV.52})$$

Damit läßt sich die günstigste Kombination der für den Analysator relevanten Parameter angeben. Mit der Bedingung, daß die 1. Oberwelle der Siedeschwingung noch im Frequenzspektrum erfaßt wird, muß für die maximale Analysierfrequenz f_{\max} gelten

$$f_{\max} = \frac{1}{2\Delta t} \geq 14 \text{ Hz} .$$

Damit folgt bei Parameterwerten, die als ganzzahlige Potenzen von 2 eingestellt werden können:

$$\begin{aligned} \Delta t &\geq 2^{-5} \text{ sec} \\ z &\geq 2^7 \\ M &\geq 2^6 \end{aligned} \quad (\text{IV.53})$$

Dabei sind die Bedingungen (IV.51) und (IV.52) einzuhalten.

Die innerhalb der Beschränkungen (IV.53) mögliche Wahl der Analysatoranordnung wird sicher zusätzlich durch die apparativen Möglichkeiten beeinflusst. Da mit steigender Punktzahl M auch der benötigte Speicherplatz und die Rechenzeit zur Bestimmung und Überwachung der APSD steigt, wird sicher die Entscheidung zu Gunsten niedriger Punktzahlen M fallen, zumal mit wachsender Punktzahl M die Nachweisempfindlichkeit nur unwesentlich zunimmt (Abb.14b).

2. Integrales Na-Sieden mit Frequenzunschärfe

Bisher wurde die Reaktivitätsmodulation durch Na-Sieden idealisiert durch eine Sinusschwingung nach Gl.(II.11) beschrieben. Die daraus abgeleiteten Aussagen sind auch noch gültig, wenn eine sinusförmige Oszillation der Na-Dampfblase infolge der Ortsabhängigkeit des Voideffektes zusätzlich noch Oberwellen der Reaktivitätsschwingung erzeugt (s. Abschnitt II.), da sich dadurch zwar die Amplitude, nicht aber die Frequenz der Grundwelle ändert. Im allgemeinen wird jedoch dieses Modell den Siedevorgang nicht ausreichend beschreiben, da die Blasenschwingung nicht notwendigerweise mit einer festen Frequenz erfolgt. Realistischer ist die Annahme, daß die Frequenz der Blasenoszillation mit einer Bandbreite $\delta f_0(t)$ um eine mittlere

Frequenz f_0 schwankt. Das zeitliche Verhalten des nachzuweisenden Siedesignals läßt sich dann durch die Funktion

$$x_0(t) = x_0 \cdot \sin 2\pi \cdot (f_0 + \delta f_0(t))t \quad (\text{IV.54})$$

beschreiben. Die frequenzmodulierte Reaktivitätsschwingung Gl.(IV.54) erfolgt also mit der zeitlich veränderlichen Frequenzunschärfe $\delta f_0(t)$; wenn $\delta f_0(t)=0$, reduziert sich Gl.(IV.54) auf den idealen Fall, für den nach Gl.(IV.47) gilt

$$\langle S_0(f_0; t) \rangle = \frac{x_0^2}{2\Delta f} g(t)$$

Für die weitere Untersuchung sei vorausgesetzt, daß $\delta f_0(t)$ normalverteilt ist mit

$$\text{MW} [\delta f_0(t)] = 0$$

und

$$\text{VAR} [\delta f_0(t)] = \sigma_{f_0}^2$$

Nach Gl.(XI.9) im Anhang ist dann auch die APSD $S_0(f_i, t)$ normalverteilt um die Frequenz f_0 mit der Varianz $\sigma^2 = \frac{1}{2} \sigma_{f_0}^2$:

$$\langle S_0(f; t) \rangle = \frac{x_0^2}{2} \frac{1}{\sigma_{f_0} \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(f-f_0)^2}{\sigma_{f_0}^2}} \cdot g(t) \quad (\text{IV.55})$$

Daraus läßt sich der Wert $S_0(f_0; m; \sigma_{f_0}; t)$ der APSD berechnen, den man durch Summation über $2m+1$ benachbarte Frequenzpunkte um die Frequenz f_0 erhält. Nach Gl.(XI.10) gilt

$$\langle S_0(f_0; m; \sigma_{f_0}; t) \rangle = \frac{x_0^2}{2\Delta f} \textcircled{H} \left(\frac{(2m+1)\Delta f}{2\sigma_{f_0}} \sqrt{2} \right) \cdot g(t) \quad (\text{IV.56})$$

mit \textcircled{H} Wahrscheinlichkeitsintegral /16/.

Die Funktion $\Theta \left(\frac{(2m+1)\Delta f\sqrt{2}}{2\sigma_{f_0}} \right)$ ist für einige Werte von m, σ_{f_0} in Tabelle 4 angegeben. Es lassen sich folgende Ergebnisse ablesen:

- α.) Schwankt die Oszillationsfrequenz um ihren Mittelwert, so reduzieren sich mit zunehmender Varianz σ_{f_0} die Amplitudenwerte der Resonanzen in der APSD, so daß die Nachweisempfindlichkeit stark abnimmt.
- β.) Durch Integration über mehrere benachbarte Frequenzpunkte kann dieser Effekt teilweise reduziert werden. Vor allem wird beim Übergang von $m=0$ nach $m=1$ die größte relative Verbesserung erreicht. Bei $\sigma_{f_0}=\Delta f$ wird hierbei noch fast die gesamte Leistung erfaßt, während ohne Summation über 3 Punkte der Resonanzwert nur 48% der Gesamtleistung beträgt. Nach Gl. (IV.12) wird wegen der Hanning-Korrektur die APSD sowieso über 3 Punkte summiert, so daß damit gleichzeitig eine Frequenzunschärfe von $\sigma_{f_0} = \Delta f$ bei sehr geringem Verlust an Nachweisempfindlichkeit (4%) erlaubt ist.
- γ.) Da das Integral Θ in Gl.(IV.56) außer von m nur vom Verhältnis $\Delta f/\sigma_{f_0}$ abhängt, ist im Rahmen der optimalen Parameterwerte (IV.53) eine möglichst geringe Frequenzauflösung Δf anzustreben, um bei Frequenzverschmierung eine starke Reduktion der Nachweisempfindlichkeit zu vermeiden. Dies kann durch Wahl einer geringen Punktzahl M oder kleinem Δt erfolgen.
- δ.) Bei Erhöhung der Punktzahl M und damit der Frequenzauflösung Δf muß zur Erhaltung der Bedingung Gl.(IV.13) die Summationsgrenze m entsprechend erhöht werden. In Abb.14b ist die Funktion $A_0(t_0)$ für den Fall zwei verschiedener Punktzahlen $M=64$ mit $m=1$ und $M=128$ mit

$m=2$ bei gleichem Δt und ΔF verglichen. Man erkennt deutlich, daß - im Gegensatz zur Oszillation fester Frequenz - bei einer Blasenschwingung mit Frequenzunschärfe das Optimum an Nachweisempfindlichkeit bei $M=64$ erreicht wird und nicht bei höheren Punktzahlen M liegt.

Die Forderung nach Punkt $\gamma.$) und $\delta.$) sowie der Wunsch nach möglichst geringem apparativem Aufwand bestimmt die optimalen Parameterwerte aus den Bedingungen (IV.53) zu

$$\begin{aligned}\Delta t &= 1/32 \text{ sec} \\ Z &= 128 \\ M &= 64\end{aligned}\tag{IV.57}$$

Damit liegen auch alle weiteren Parameterwerte fest, die eine optimale Überwachung der APSD auf integrales Sieden im Frequenzbereich von $\Delta F = 1.5 \div 15$ Hz gewährleisten:

$$\begin{aligned}k &= 4 \\ T_{RC} &= 4 \text{ sec} \\ M' &= 55 \\ \Delta f &= 0.25 \text{ Hz} \\ T_G &\geq 100 \text{ sec} \\ \Delta T &\leq 0.2 \text{ sec} \\ m &= 1 \\ k_\Sigma &= 12\end{aligned}\tag{IV.57}$$

Für die Fehlalarmwahrscheinlichkeit $p_k = 6.4 \cdot 10^{-9}$ /Zyklus folgt (mit $M'=46$) aus Gl.(IV.34) der Schwellwert

$$Q = 18$$

Aus Gl.(IV.49) berechnet sich somit die Bedingung für nachweisbare Schwingungsamplituden zu

$$x_{\text{eff}}^2 \geq 16.2 \langle S(f_0) \rangle, \tag{IV.58}$$

wenn eine Nachweiszeit t_0 für integrales Sieden von

$$t_0 = 3 \text{ sec}$$

nicht überschritten werden darf.

3. Lokales Na-Sieden bei verschiedenen Resonanzbreiten und verschiedenen Nachweiszeiten

Die Schwellwerte Q wurden derart berechnet, daß sie
- unter der Voraussetzung eines Rauschsignals mit
Gauß'scher Amplitudenverteilung - von statistischen
Resonanzen mit einer Fehlalarmrate von etwa

$$F_A \approx 0.3/\text{Jahr}$$

überschritten werden. Bei einer Zykluszeit von $\Delta T = 1 \text{ sec}$,
mit der die APSD überwacht wird, folgt daraus für die Fehl-
alarmwahrscheinlichkeit p_k pro Zyklus

$$p_k = F_A \cdot \Delta T \approx 10^{-8}$$

Je nach Anzahl der zu überwachenden Punkte M' in der APSD
ergeben sich nach Gl.(IV.33) verschiedene Werte für die
statistische Sicherheit $1 - \alpha_{k_\Sigma}$. In der Tabelle 6 sind für
verschiedene Werte von Z , m und damit k_Σ , α_{k_Σ} die zuge-
hörigen Schwellwerte eingetragen. Mit diesen Schwellwerten
wurde eine Optimierungsstudie für die Funktion $A_V(t_V)$
nach Gl.(IV.50) durchgeführt. Für die Rechnungen wurden
folgende Annahmen gemacht:

Der zu überwachende Frequenzbereich liegt zwischen
 $f = 8 \text{ Hz}$ und $f = 40 \text{ Hz}$, die Digitalisierungsfrequenz
beträgt $1/\Delta t = 100 \text{ Hz}$. Damit liegt die obere Grenz-
frequenz der APSD bei $f_{\text{max}} = 50 \text{ Hz}$. Eine Vergrößerung
von ΔF ist ohne wesentlichen Empfindlichkeitsverlust
möglich, da nur eine schwache Abhängigkeit zwischen Q
und M' besteht (Tab.5).

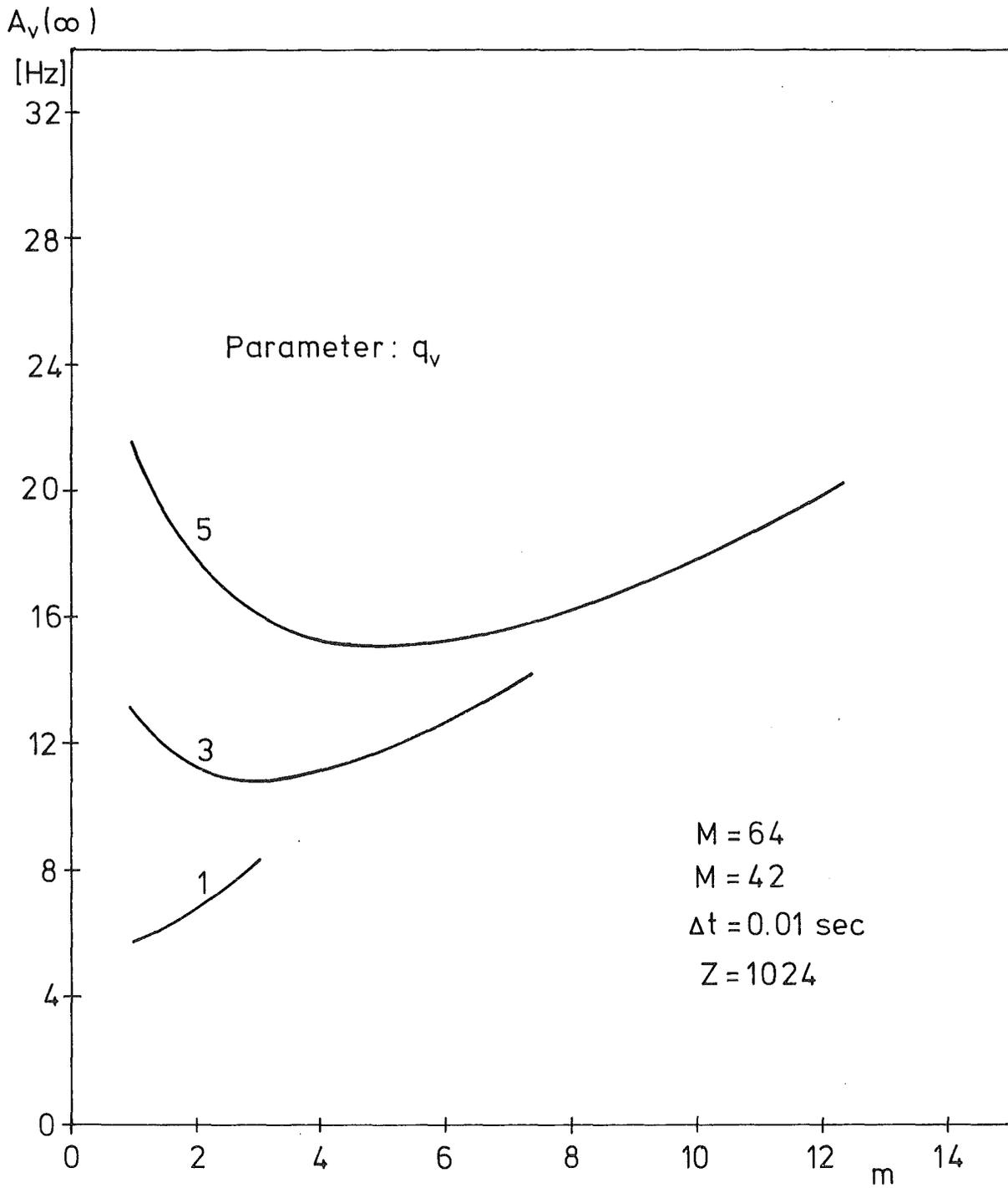


Abb.15 Bestimmung des Optimalfilters

Folgende Ergebnisse lassen sich aus den Rechnungen ableiten:

- α.) Zunächst wurde das Verhalten von $A_V(t_V)$ für $t_V \rightarrow \infty$ bei Veränderung der Summationsgrenzen m in Abhängigkeit von der Varianz q_V und der Zeitkonstanten T_{RC} untersucht. Abb.15 zeigt typische Ergebnisse. $A_V(\infty)$ hat einen flachen Kurvenverlauf, der bei Werten

$$m = \{ 0.9 q_V \div q_V \}$$

ein Minimum aufweist. Da andererseits nach Gl.(IV.13) für das Optimalfilter die Werte von m im Bereich

$$m = \{ q_V \div 1.3 q_V \}$$

gewählt werden sollen und die Resonanzform ziemlich unsicher ist, wurde für die Summationsgrenzen m in Gl.(IV.44) $m=q_V$ gesetzt. Diese Vereinfachung bedingt - wenn überhaupt - einen nur geringfügigen Verlust an Nachweisempfindlichkeit.

- β.) Der Einfluß unterschiedlicher Resonanzformen auf das Verhalten von $A_V(t_V)$ wurde für die 3 Verteilungen Gl.(II.15), (II.16), (II.17) untersucht; es ergaben sich keine unterschiedlichen Optimalwerte für die relevanten Parameter, da die Minima von $A_V(t_V)$ bei allen Resonanzformen unverändert blieben ($\pm 1\%$). Darum wurden bei den weiteren Betrachtungen die Resonanzen durch die Gauß'sche Glockenkurve Gl.(II.15) beschrieben.

- γ.) In Abhängigkeit von der Zeitkonstanten $T_{RC} = Z \cdot \Delta t$ bestimmen sich die Minimalwerte von $A_V(t_V)$ aus einem flachen Kurvenverlauf (Abb.16). Geringe Abweichungen von den optimalen Werten der Mittelungskonstanten Z , die bei

$$Z_{opt} \approx 45 \cdot t_V / \text{sec} \quad (\text{IV.59})$$

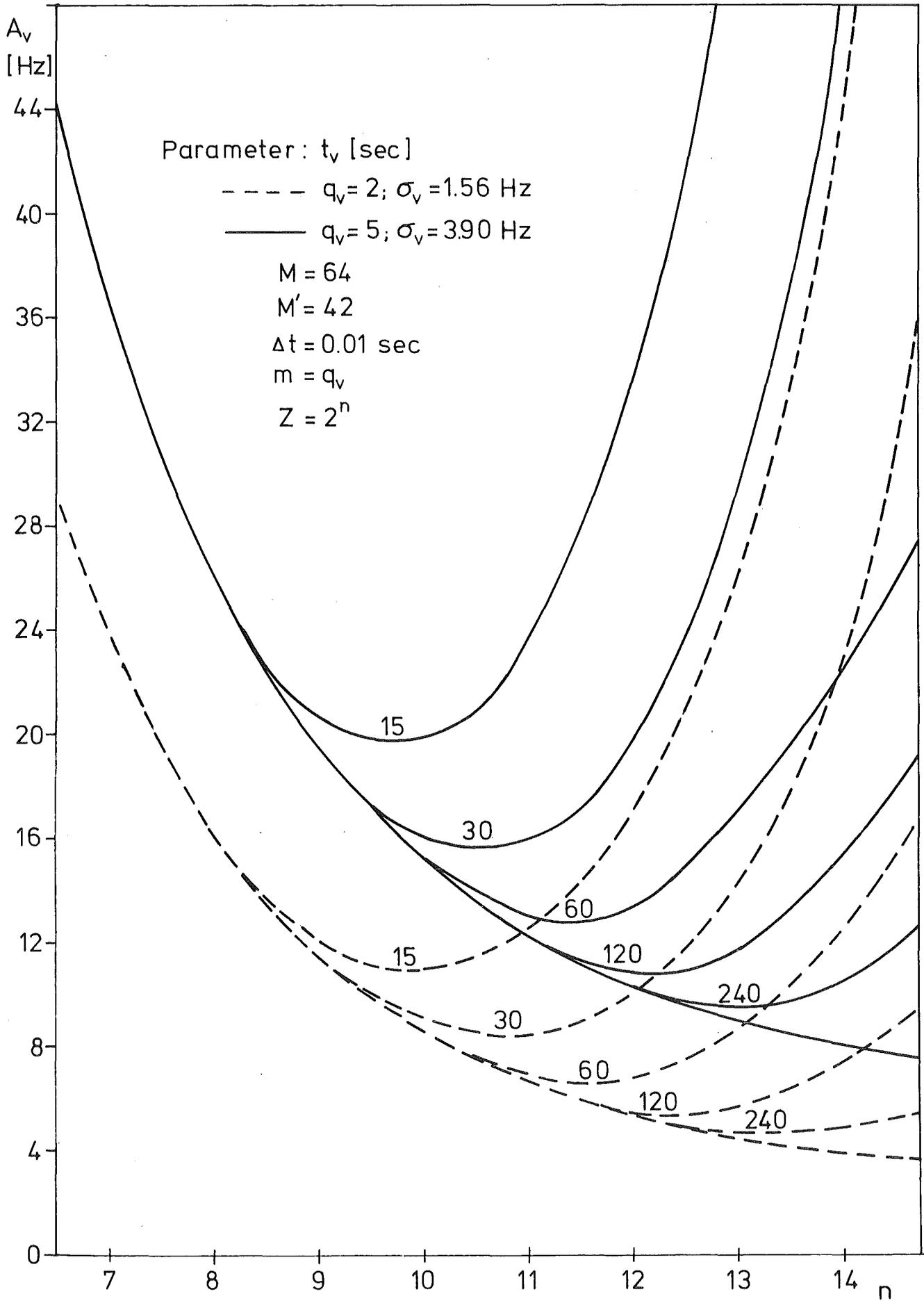


Abb.16 Bestimmung der optimalen Zeitkonstanten

liegen, verändern darum die Nachweisempfindlichkeit nur geringfügig. Die Proportionalität zwischen Z_{opt} und t_v erklärt sich aus dem Exponenten von $g(t)$ in Gl.(III.8): Damit die Minimalwerte als solche erhalten bleiben, muß sich bei Verdoppelung von t_v die Mittelungskonstante Z ebenfalls verdoppeln.

δ.) Die Funktionswerte $A_{v_{\text{min}}}(t_v)$ werden mit wachsendem Z kontinuierlich kleiner (Abb.16). Dies erklärt sich aus der Tatsache, daß mit zunehmender Zeitkonstanten Z die Zahl der Freiheitsgrade nach Gl.(IV.20) zunimmt, so daß sich die relativen Schwankungen in der APSD verringern. Unter Berücksichtigung von Punkt γ.) zeigen diese quantitativen Ergebnisse erwartungsgemäß, daß bei größerer zulässiger Nachweisdauer t_v die untere Nachweisgrenze für Siedesignale absinkt, wenn die Zeitkonstante $T_{RC} = Z \cdot \Delta t$ vorschriftsmäßig erhöht wird.

ε.) Das Minimum von $A_v(t_v)$ ist nahezu unabhängig von der Punktzahl M im Spektrum, d.h. also auch von der Frequenzauflösung $\Delta f = 1/(2M \cdot \Delta t)$. Diese Tatsache erklärt sich aus zwei gegenläufigen Effekten: Einerseits wird mit zunehmender Frequenzauflösung im Spektrum die Zahl der Freiheitsgrade $k = 2Z/M$ reduziert und damit die relative Schwankung der einzelnen Werte in der APSD gemäß $\xi^2 = 2/k$ vergrößert. Andererseits müssen bei zunehmender Frequenzauflösung Δf wegen $\sigma_v = q_v \cdot \Delta f = \text{konst.}$ die Summationsgrenzen m ansteigen, damit die Bedingung $m = q_v$ erfüllt wird. Damit werden aber wegen $k_{\Sigma} = (2m+1) \cdot k$ die relativen Abweichungen $\xi^2 = 2/k$ der Summe $\sum_{i=-m}^m S(f_i)$ um nahezu diesen Faktor wieder reduziert.

Die Zahl der Freiheitsgrade im Summenspektrum wird also auf keinen Fall vergrößert, so daß durch Erhöhen der Punktzahl M keine Verbesserung der Nachweisempfindlichkeit erzielt wird. Aus Gründen des apparativen

Aufwands fällt folglich die Entscheidung zu Gunsten kleiner Punktzahlen M.

Die untere Grenze von M wird bestimmt durch die Forderung $m=q_v$, die beim Vergleich der Nachweisempfindlichkeit von Resonanzen mit unterschiedlichem σ_v in mit verschiedenem Δf ausgelösten Frequenzspektren sichert, daß durch Summation über $2m+1$ Punkte immer der gleiche Anteil der Resonanzfläche erfaßt wird. Da wegen der hanning-Korrektur nach Gl.(IV.12) immer $m \geq 1$ gelten soll, trifft die Forderung $m=q_v$ nur so lange zu, wie die Bedingung

$$m = q_v = \frac{\sigma_v}{\Delta f} \geq 1 \quad \text{oder} \quad \sigma_v \geq \Delta f \quad \text{gilt.}$$

Falls diese Bedingung infolge Reduzierung der Punktzahl M unterschritten wird, nimmt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis SUV im Summenspektrum gemäß

$$\text{SUV} = \frac{\langle \sum_{i=-1}^1 S_v(f_{v+i}) \rangle}{\langle \sum_{i=-1}^1 S_u(f_{v+i}) \rangle}$$

ab, da der Untergrundterm $\langle \sum_{i=-1}^1 S_u(f_{v+i}) \rangle$ konstant bleibt. Dagegen wird der Signalterm nach Gl.(II.13) $\langle \sum_{i=-1}^1 S_v(f_{v+i}) \rangle = \sum_{i=-1}^1 \frac{R_v^2}{\Delta f} \varphi(i\Delta f)$ mit wachsendem Δf immer kleiner.

ζ.) Zwischen den Minimalwerten $A_{v\min}(t_v)$ und der Resonanzbreite $2\sigma_v = 2q_v\Delta f$ besteht ein linearer Zusammenhang: Nach Abb.17 vergrößert sich $A_{v\min}(t_v)$ linear mit zunehmendem σ_v , wobei die maximale Nachweiszeit t_v die Steigung bestimmt. Die Nachweisempfindlichkeit wird mit zunehmender Resonanzbreite σ_v nur wenig reduziert: bei einer maximalen

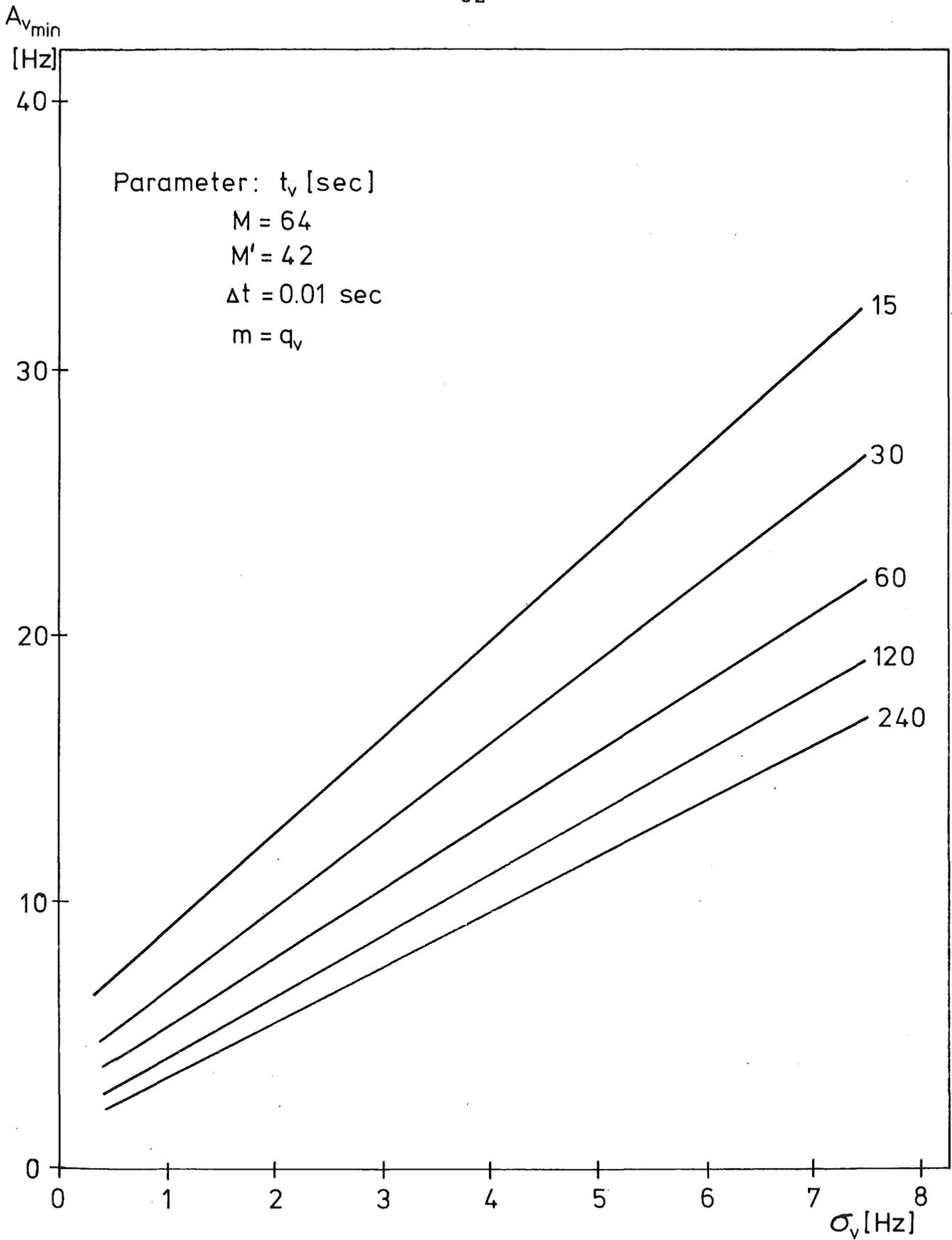


Abb.17 Nachweisempfindlichkeit und Frequenzunschärfe

Nachweiszeit von $t_v = 30$ sec erhöht sich $A_{v\min}(t_v)$ von $A_{v\min} = 6 \text{ Hz} \div 25 \text{ Hz}$, wenn $2\sigma_v = 1.5 \div 14 \text{ Hz}$, d.h. die Amplitude noch nachweisbarer Reaktivitätsstörungen verdoppelt sich bei 10mal breiterer Resonanz.

Die Ergebnisse der durchgeführten Parameterstudien gelten natürlich nur unter den vorgenommenen Voraussetzungen betreffend Resonanzform, Summationsgrenzen $m=q_v$, Resonanzbreite σ_v sowie dem zu überwachenden Frequenzbereich. Geringe Abweichungen von diesen Parametern beeinflussen jedoch nur schwach die Ergebnisse, so daß die berechneten Minimalwerte $A_{v\min}(t_v)$ für eine Abschätzung der Nachweisempfindlichkeit gut geeignet sind. Eine genauere Bestimmung der unteren Nachweisgrenze für Siedestörungen kann nur durch Na-Siedeexperimente unter realistischen Reaktorbedingungen durchgeführt werden.

Die Ergebnisse zeigen jedoch deutlich, daß das entwickelte Überwachungskonzept auch zur Detektion lokalen Na-Siedens geeignet ist, falls die Digitalisierungszeit Δt und die Mittelungskonstante Z (nach Gl.(IV.59)) geeignet gewählt werden und die Voraussetzungen bezüglich des Siedeverlaufs zutreffen.

V. Simulation der Überwachungsanordnung auf einem Kleinrechner

Zur Überprüfung der gewonnenen theoretischen Ergebnisse und zum Test der Spektrumsüberwachung wurde das Überwachungssystem zunächst mittels eines Kleinrechners simuliert. Dabei wurde wegen der primären Aufgabe der Entwicklung eines Nachweiskonzepts für integrales Na-Sieden nur dieser Fall betrachtet. Das normale betriebliche Leistungsrauschen wurde im interessierenden Frequenzbereich (1.5 ÷ 15 Hz) durch "weißes Rauschen" ersetzt, das mittels eines pseudostatistischen Generators für Binärsignale erzeugt wurde. Diese Idealisierung des Neutronenflußrauschens ist sicher realitätsfremd. Da die APSD jedoch immer auf ein langzeitgemitteltes Spektrum normiert wird, hat dieses normierte Spektrum immer einen frequenzunabhängigen, d.h. konstanten, Verlauf. Eine beliebige Frequenzabhängigkeit der APSD beeinflusst also nicht die Form des überwachten Summenspektrums, sie bedingt nur in verschiedenen Frequenzbereichen unterschiedliche Nachweisempfindlichkeiten. Das simulierte Rauschsignal hat dagegen eine frequenzunabhängige APSD, in der die Nachweisempfindlichkeit im zu überwachenden Bereich konstant ist. Die theoretischen Ergebnisse gelten für beliebige Spektren unter der Voraussetzung, daß nur in jedem Frequenzbereich das Rauschsignal normalverteilte Amplituden besitzt. Das trifft natürlich auch zu für den Sonderfall eines "weißen" Rauschsignals.

Die plötzlich bei integralem Na-Sieden auftretende Oszillation wurde durch Addition einer Sinusschwingung zum Rauschsignal in vom Rechenprogramm aus steuerbaren Zeitintervallen simuliert. Die Meßanordnung bestand im wesentlichen aus einer vorhandenen Anlage zur digitalen Realtime-Frequenzanalyse.

Der schematische Aufbau der Simulationsanordnung ist in Abb.18 dargestellt. Ein binärer Rauschgenerator PRBSG mit 28-stelligem Schieberegister erzeugt - gesteuert durch ein Taktsignal der Frequenz f_t - eine Folge statistischer Binärsignale, die sich in Zeitabständen T_p wiederholt, wobei gilt

$$T_p = (2^{28}-1)/f_t$$

Bei der experimentellen Anordnung wurde $f_t = 256$ Hz gewählt, so daß folgt

$$T_p = 2^{20} \text{ sec} \approx 12 \text{ Tage}$$

Mittels Tiefpaßfilterung mit der Grenzfrequenz f_g wird dann ein kontinuierliches Rauschsignal erzeugt. Unter der Voraussetzung /17/

$$\frac{f_t}{f_g} = 20$$

besitzt dieses Rauschsignal eine Gauß'sche Amplitudenverteilung und hat für Frequenzen $f \leq 2 f_g$ in guter Näherung ein weißes Frequenzspektrum. Zu diesem Rauschsignal kann dann über den vom Rechner aus steuerbaren Schalter S1 eine Sinusschwingung zu vorwählbaren Zeiten addiert werden. Die Frequenz des Sinusgenerators kann durch ein externes Signal moduliert werden (FM-Betrieb). Benutzt man für diese Modulation ein Rauschsignal, so kann die harmonische Siedeschwingung statistisch gestört werden, so daß eine realistischere Simulation des Siedesignals entsprechend Gl.(IV.54) erreicht wird. Somit können zusätzlich der Einfluß einer nichtstabilen Oszillationsfrequenz nach Abschnitt IV.D.2. untersucht und die theoretischen Ergebnisse überprüft werden.

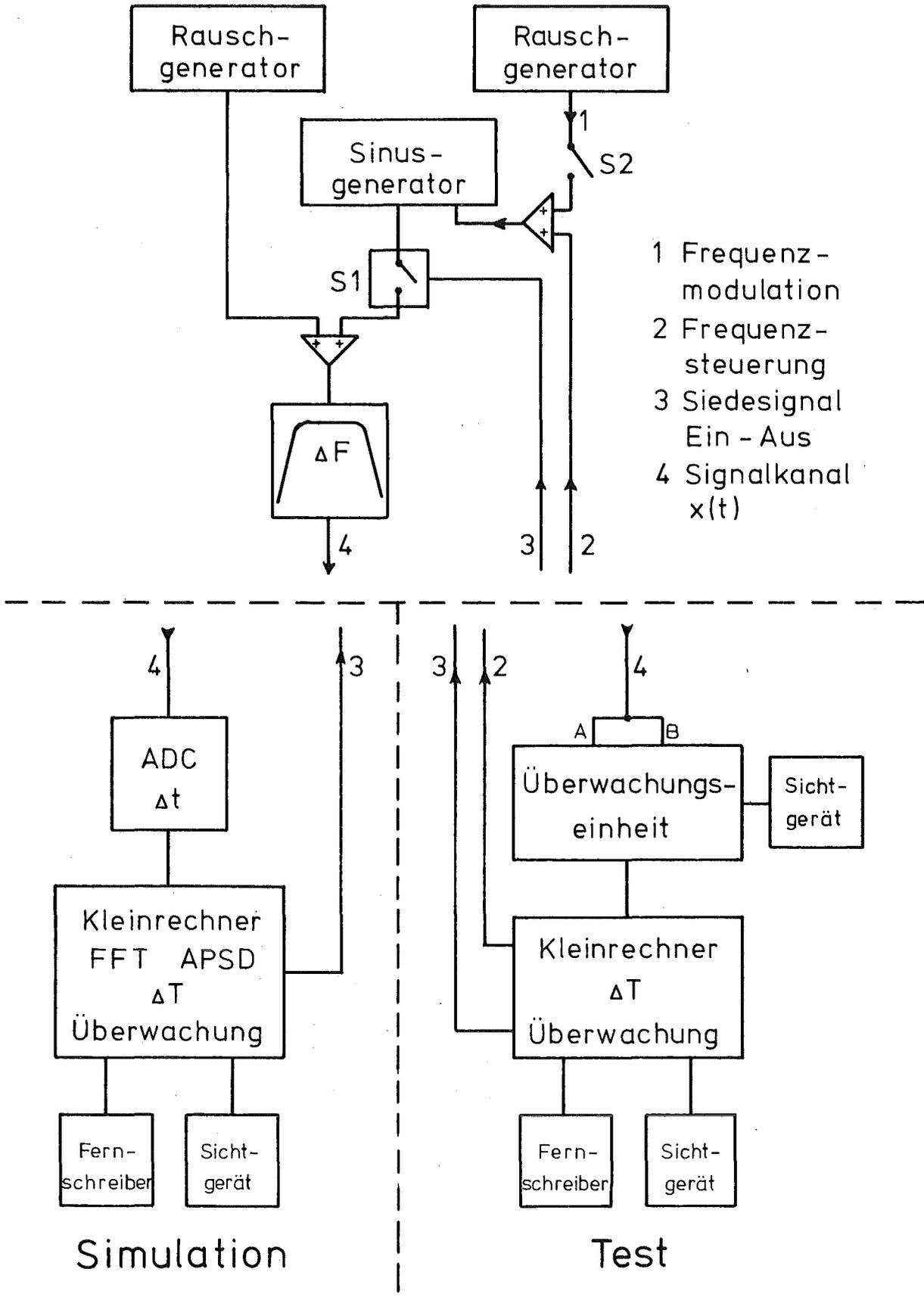


Abb.18 Schematischer Aufbau zur Simulation und zum Test der Überwachungsanordnung

Das derart simulierte Detektorsignal wird im ADC in Zeitabständen Δt digitalisiert, wobei Δt einstellbar ist in Stufen von

$$\Delta t = 2^{-n} \text{ sec}; \quad n=0,1,2,\dots$$

Infolge der sehr langen Periode T_p des Rauschsignals sind Langzeituntersuchungen z.B. der Schwellwerte oder der Nachweiswahrscheinlichkeit von Oszillationen möglich.

Die Analyse der Signalschwankungen erfolgte kontinuierlich nach der indirekten Methode. Ein spezielles Rechenprogramm berechnete aus den einlaufenden Signalwerten die beiden AKF mit den unterschiedlichen Zeitkonstanten T_{RC} und T_G . Nach schneller Fouriertransformation (FFT) dieser AKF wurde die APSD an M Frequenzpunkten ermittelt. Hierzu war ein Fourierprozessor an den Kleinrechner gekoppelt, der sehr schnell die FFT ausführte (Rechenzeit: 21 ms für 128 zu transformierende Punkte). Nach Normierung auf die quasi-Mittelwerte $S_G(f_i)$ wurden die einzelnen Spektralwerte dieser normierten APSD über die benachbarten Frequenzen f_{i-1} , f_i , f_{i+1} summiert und das Maximum dieses "Summenspektrums" bestimmt. Je nach Zielsetzung wurde nun der weitere Programmablauf variiert.

Das "Schwellwert"-Programm registrierte die derart berechneten Maxima statistischer Peaks und bestimmte somit die Verteilung der Funktion $V(t)$ nach Gl.(IV.15). Damit konnten die theoretischen Vorhersagen über die Abhängigkeit der Schwellwerte Q von der Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k überprüft werden.

Das "Überwachungsprogramm" steuerte die Addition von Sinusschwingungen in einstellbaren Zeitabständen; es beendete diese Addition, wenn die sich in der APSD

ausbildende Resonanz infolge Überschreitens des theoretischen Schwellwerts nachgewiesen wurde. Registriert wurde die Zahl der Zuschaltungen sowie die Zeitdauer zwischen Beginn der Addition des Oszillationssignals und Überschreiten des Schwellwerts. Das Programm lieferte also die Häufigkeitsverteilung der Nachweisdauer für das zugeschaltete Oszillationssignal.

Die Zykluszeit ΔT für eine Spektrumsüberwachung, die zu kleinen Werten hin durch die Rechenzeit des Computers begrenzt ist, hängt stark ab von der auszuwertenden Punktzahl M' im Spektrum und der Digitalisierungsfrequenz $1/\Delta t$. Für $\Delta T = 0.2$ sec konnten Simulationsversuche mit dem Kleinrechner für Werte von $\Delta t \geq 2^{-5}$ sec und $M' \leq 60$ durchgeführt werden. Diese Werte stellen jedoch keine oberen Grenzen für eine endgültige Überwachungsanordnung dar, sondern beziehen sich nur auf das verwendete Simulationssystem.

VI. Apparative Realisierung der Überwachungseinheit

Auf Grund der theoretischen Überlegungen und der experimentellen Ergebnisse mit der auf dem Kleinrechner simulierten Überwachungsanordnung wurde als Kernstück einer solchen Überwachungsanordnung ein spezieller Frequenzanalysator entwickelt, gebaut, erprobt und in Verbindung mit dem Kleinrechner erfolgreich zur kontinuierlichen Überwachung von Frequenzspektren eingesetzt.

Der in Abb.11 als "Überwachungseinheit" bezeichnete spezielle Frequenzanalysator erfüllt die folgenden in Abschnitt III.B. gestellten Forderungen:

- a) Berechnung der AKF von 2 Rauschsignalen mit jeweils 2 verschiedenen Zeitkonstanten T_{RC} und T_G in Echtzeit.
- b) Berechnung der APSD durch Fouriertransformation dieser 4 AKF an 64 äquidistanten Frequenzpunkten im zeitlichen Abstand Δt .
- c) Maximale Analysierfrequenz wählbar im Bereich $f_{\max} \leq 50 \text{ Hz}$, d.h. $\Delta t \geq 10 \text{ ms}$.

Korrelator und Fourieranalysator wurden als kompaktes Hardwaresystem entwickelt. Zum jetzigen Zeitpunkt der Testphase erfolgt die Normierung der Spektren (Division) sowie die Spektrumsüberwachung in einem angekoppelten Kleinrechner. Es ist jedoch vorgesehen, zu einem späteren Zeitpunkt diese Rechenoperationen ebenfalls festverdrahtet oder mit einem Mikroprozessor durchzuführen. Der schematische Aufbau der Überwachungseinheit ist im Blockschaltbild Abb.19 dargestellt. Eine detaillierte Beschreibung ist in Vorbereitung /18/. Die Überwachungseinheit besteht aus den beiden Funktionseinheiten Korre-

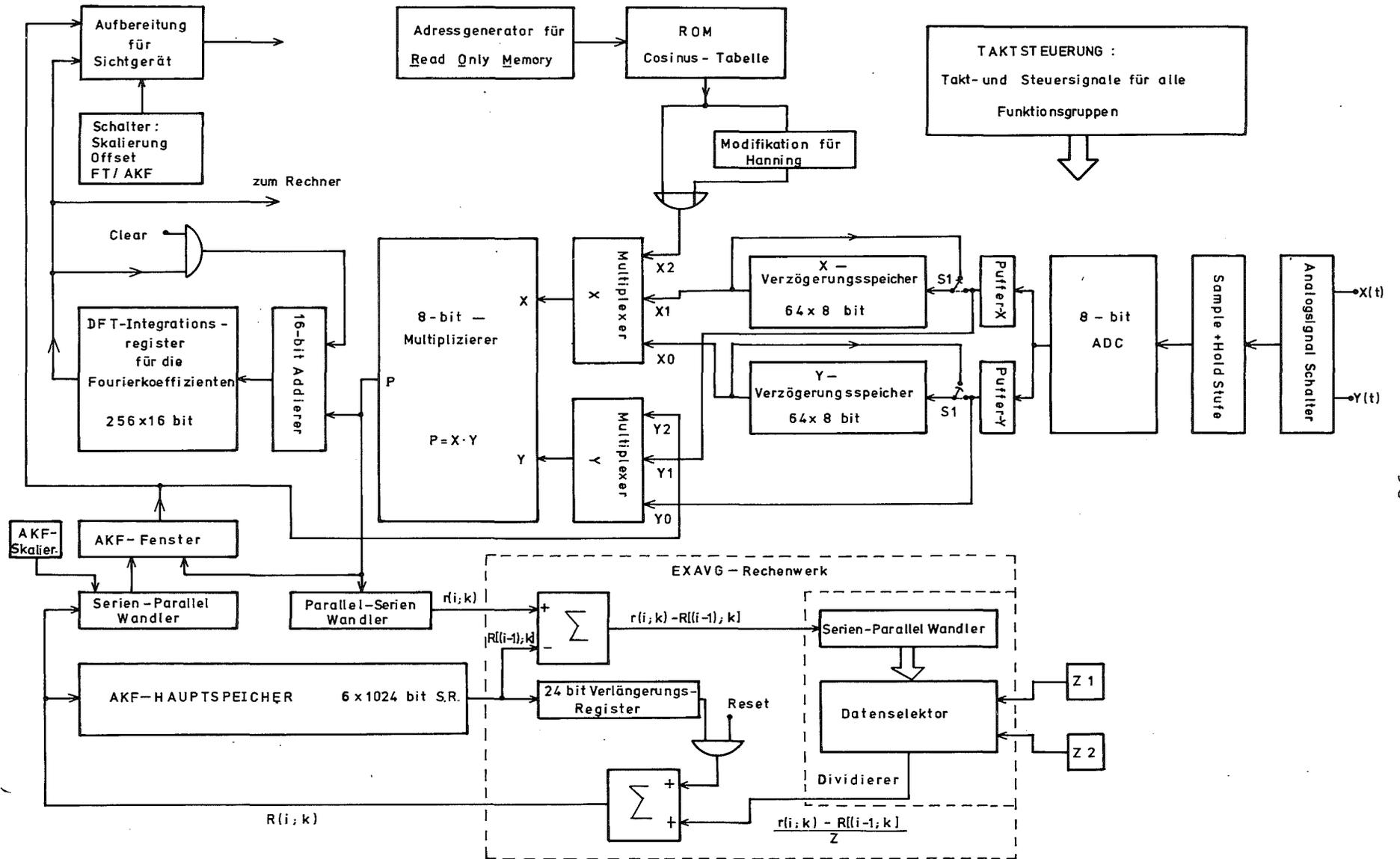


Abb.19 Blockschaltbild Überwachungseinheit: Korrelator + Fourieranalysator

lator und Fourieranalysator, die verschiedene Systemteile, wie z.B. den schnellen 8-bit-Multiplizierer, die Taktsteuerung sowie die Sichtgeräteausgabe gemeinsam benutzen.

Die Meßsignale $x(t)$ und $y(t)$ werden in einem ADC mit 8 bit Auflösung und einer Konversionszeit von 200 μ s digitalisiert. Dem ADC ist eine Sample + Hold-Stufe vorgeschaltet, um das Eingangssignal für den ADC während der Konversionszeit konstant zu halten. Die Digitalisierung der beiden Signale erfolgt jeweils zum Zeitpunkt $i \cdot \Delta t$ und $i \cdot \Delta t + 250 \mu$ s. Ein elektronischer Schalter führt die beiden Eingangssignale der Sample + Hold-Stufe zu.

Nach dem ADC werden die digitalisierten Meßsignale in getrennte Pufferregister und Verzögerungsspeicher eingelesen. Im zeitlichen Abstand Δt zwischen zwei Digitalisierungsoperationen läuft ein Rechenzyklus zur Bildung der Produkte

$$r(i\Delta t; \ell\Delta\tau) = x(i\Delta t) \cdot x((i-\ell)\Delta t) \quad \Delta t \equiv \Delta\tau \quad (\text{VI.1})$$

für alle Verzögerungszeiten mit $\ell=0,1,\dots,63$ sowie zur RC-Mittelung ab. Hierzu wird $x(i \cdot \Delta t)$ an der 1. Stelle eines 64-stufigen Schieberegisters gespeichert, nachdem alle Speicherinhalte um eine Stufe verschoben wurden, wobei der Wert $x[(i-64)\Delta t]$ verloren geht. Danach wird mittels des Schalters S1 aus dem Schieberegister ein Umlaufspeicher gebildet. Während den nun folgenden 64 Schiebeimpulsen werden im Multiplizierer die Produkte $r(i\Delta t; \ell\Delta\tau)$ nach Gl.(VI.1) berechnet. Der Multiplizierer ist mit zwei Eingangsmultiplexern ausgestattet, um die Verbindung zu allen Systemteilen mit Multiplikationsforderung seriell herzustellen. Der Multiplizierer wird dabei den einzelnen Systemkomponenten von der Taktsteuerung in einem festen zeitlichen Rhythmus zugeteilt.

Der 16-bit-Produktausgang des Multiplizierers ist mit den Auffangregistern der verschiedenen Systemteile verbunden.

Der AKF-Hauptspeicher dient zur Aufnahme der 4 exponentiell gemittelten AKF, seine Kapazität beträgt 256 Worte zu je 24 bit. Sein Umlauf erfolgt synchron zu den Verzögerungsspeichern, so daß Terme gleicher Verzögerungszeit gleichzeitig das Rechenwerk zur exponentiellen Mittelwertbildung (EXAVG-Rechenwerk) durchlaufen. In diesem Rechenwerk wird die Mittelwertbildung gemäß Gl. (III.3) ausgeführt. Der Term $r(i\Delta t; \lambda\Delta\tau)$ steht am Ausgang des Multiplizierers zur Verfügung, der Term

$$R[(i-1)\Delta t; \lambda\Delta\tau]$$

wird dem AKF-Hauptspeicher entnommen. Das Ergebnis der Mittelwertbildung wird wieder in den AKF-Hauptspeicher eingeschrieben. Durch die Umlaufperiode des AKF-Hauptspeichers von 8,2 ms wird die Rechenzyklusdauer bestimmt, die auch die untere Grenze für den zeitlichen Abstand Δt festlegt, in dem das Eingangssignal digitalisiert wird ($\Delta t \geq 8,2$ ms). Die Mittelungskonstanten im EXAVG-Rechenwerk können auf der Frontplatte des Gerätes für Werte $Z=2^{\lambda}$, λ ganzzahlig positiv, eingestellt werden. Das Auslesen des Hauptspeichers erfolgt sequentiell über ein 24-bit-Schieberegister (AKF-Fenster).

Im anschließenden digitalen Fourieranalysator werden die APSD aus den 4 AKF innerhalb der Zykluszeit Δt berechnet. Digitale Rechenwerke führen die Fouriertransformation heute in den meisten Fällen nach einer der verschiedenen Versionen des Cooley-Tukey-Algorithmus /12/ aus. Da dieser Algorithmus aber erst für größere Punktzahlen M gegenüber der normalen Version der diskreten Fouriertransformation (DFT) entscheidende Einsparung an Rechenzeit bietet, wurde im vorliegenden Fall die

DFT als günstigere Alternative gewählt. Das bedingt eine relativ einfache Hardware-Ausführung, da im Gegensatz zur FFT nur ein sequentieller Zugriff zu den Funktionswerten der AKF notwendig ist.

Die Fouriertransformation erfolgt nach folgendem Algorithmus, der unter Berücksichtigung der hanning-Wichtung $D_H(t)$ nach Gl. (III.6) und der Trapezformel lautet:

$$S(i\Delta t; \ell \Delta f) = \frac{2}{\Delta t} \left[\frac{1}{2} R_H(i\Delta t; 0) + \sum_{n=1}^{M-1} R_H(i\Delta t; n\Delta \tau) \cos\left(\frac{\pi \ell n}{M}\right) \right]$$

$$\text{mit } R_H(i\Delta t; n\Delta \tau) = R(i\Delta t; n\Delta \tau) D_H(n\Delta \tau)$$

$$\text{und } \ell = 0, 1, \dots, M-1$$

Die Cosinuswerte für die Fouriertransformation und für die hanning-Korrektur sind in einem Read-Only-Memory als Tabelle gespeichert. Ein Adressengenerator führt die passenden Cosinuswerte gleichzeitig mit $R(i\Delta t; n\Delta \tau)$ dem Multiplizierwerk zu. Die dabei entstehenden Produkte werden in einem Schieberegisterspeicher (Integrationsregister) aufsummiert. Nach M Umläufen des Integrationsregisters steht das Ergebnis der Fouriertransformation in den M Speicherworten des Registers und kann sequentiell ausgelesen werden.

Zur Anzeige der AKF und der APSD kann ein Datensichtgerät an den Frequenzanalysator angeschlossen werden. Die 4 AKF können über einen Drehschalter einzeln ausgewählt und über die volle Schirmbreite dargestellt werden. Die 4 APSD werden gleichzeitig nebeneinander auf dem Bildschirm dargestellt. Zur weiteren Verarbeitung werden bei der jetzigen Anordnung die 4 APSD in einen angekoppelten Digitalrechner HP 2100 über-

tragen. Dort wird mittels spezieller Programmsysteme die Normierung der mit der Zeitkonstanten T_{RC} berechneten APSD auf die quasi-Mittelwerte, d.h. auf die mit der Zeitkonstanten T_G gemittelten APSD, vorgenommen. Im zeitlichen Abstand $\Delta T \geq \Delta t$ werden dann beide normierten APSD auf Veränderungen hin überwacht. Die hierzu notwendigen Rechenprogramme sind schon in Abschnitt V. beschrieben. Die Ausgabe von Daten kann wahlweise über Fernschreiber oder Lochstreifengeber erfolgen. Es ist geplant, im späteren Stadium des Einsatzes zur Dauerüberwachung die Auswertung und Überwachung der 4 APSD von dem Kleinrechner unabhängig zu machen. Es bieten sich hierzu Mikroprozessoren an, die die anfallenden Rechenoperationen innerhalb kürzester Zeit durchführen, so daß die Überwachungseinheit in kompakter Form zur Verfügung steht.

VII. Siedesimulation am FR2

A. Experimentelle Anordnung zur Simulation und zum Nachweis von integralem Na-Sieden am FR2

Da Siedeexperimente an natriumgekühlten Reaktoren nicht möglich waren, wurde für den Forschungsreaktor FR2 ein Siedesimulator entwickelt. Er erzeugt im D_2O -Moderator oszillierende Voidvolumina, die für Na-Sieden typische Reaktivitätsstörungen hervorrufen. Hierzu wird in einem vertikalen Tauchrohr (5 cm \varnothing), das in verschiedenen radialen Corepositionen eingesetzt werden kann, ganz oder teilweise das D_2O durch Einleiten von Helium verdrängt. Mittels eines elektropneumatischen Druckimpulsgebers kann der D_2O -Spiegel im Rohr in beliebiger Corehöhe und mit veränderbarer Amplitude zum Oszillieren gebracht werden. Diese Oszillation des Wasserspiegels im Tauchrohr erzeugt über den Voideffekt Reaktivitätsmodulationen und damit Neutronenflußschwingungen, wie sie durch idealisiertes integrales Na-Sieden (Gl.II.1) hervorgerufen werden. Abb.20 zeigt ein Blockdiagramm der experimentellen Anordnung. Das pneumatische System besteht im wesentlichen aus dem Gas-Vorratsbehälter He-Bh 1, der über eine Anzahl von Sicherheits-Magnetventilen mit dem He-Druckbehälter He-Bh 2 verbunden ist. In ihm wird der bis 2.5 atm einstellbare Druck automatisch konstant gehalten. Über mehrere Steuerventile ist dieser Gasbehälter mit dem Tauchrohr im Core verbunden.

Die Steuerelektronik bestimmt Öffnungszeit und Schaltfrequenz der Magnetventile und somit Anfang und Ende des vorprogrammierbaren Oszillationsvorgangs. Sie erzeugt für jedes Magnetventil eine Impulsfolge, die Amplitude, Frequenz- und Oszillationshöhe des D_2O -Spiegels bestimmt. Das Absenken des Wasserspiegels kann in Zeiten größer als einige Zehntelsekunden er-

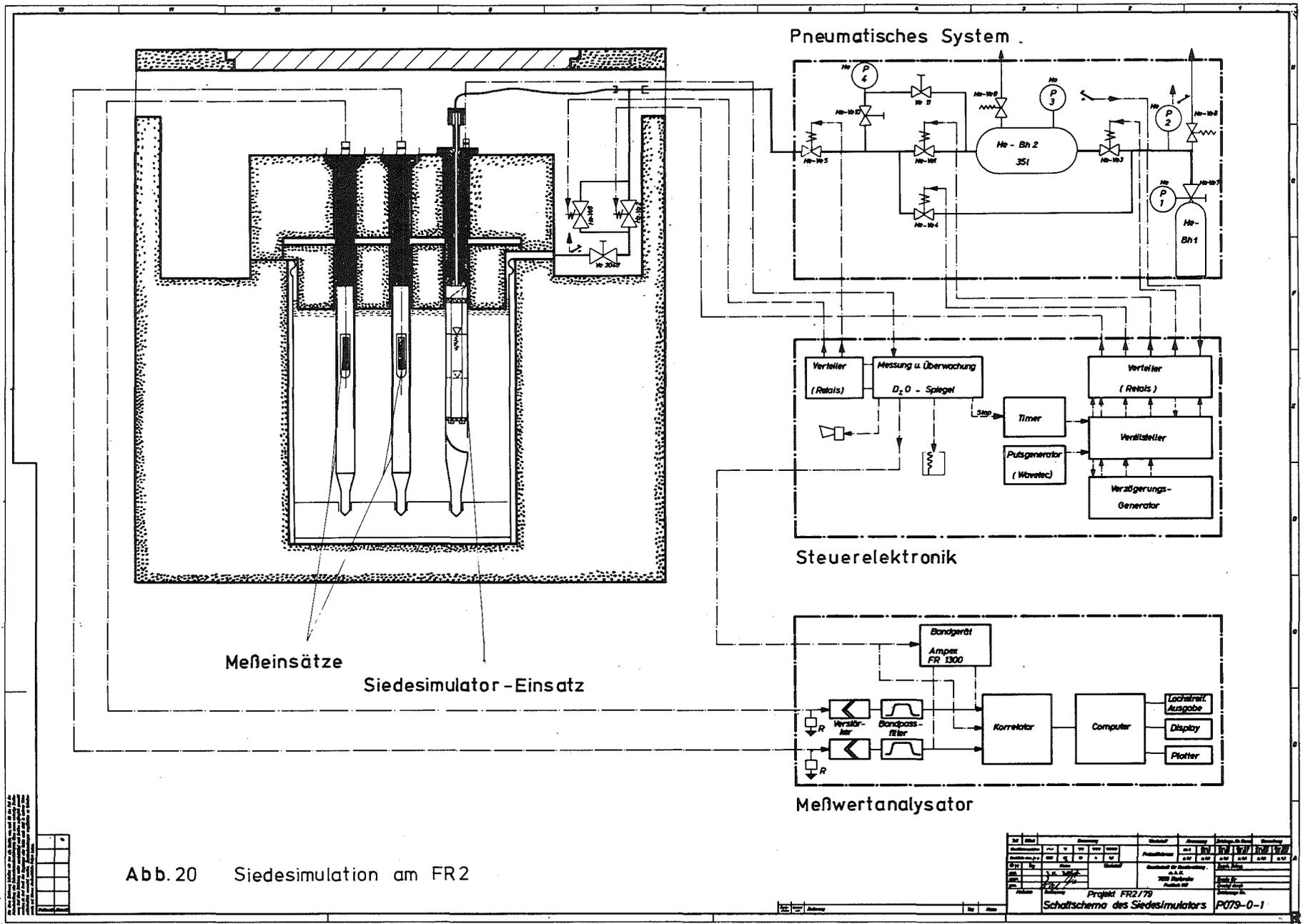


Abb.20 Siedesimulation am FR2

Blatt	Rev.	Gezeichnet	Geprüft	Freigegeben	Projekt	Blatt	Blatt	Blatt	Blatt
1	1				Projekt FR2/79	1	2	3	4
Schaltplan des Siedesimulators						P079-0-1			

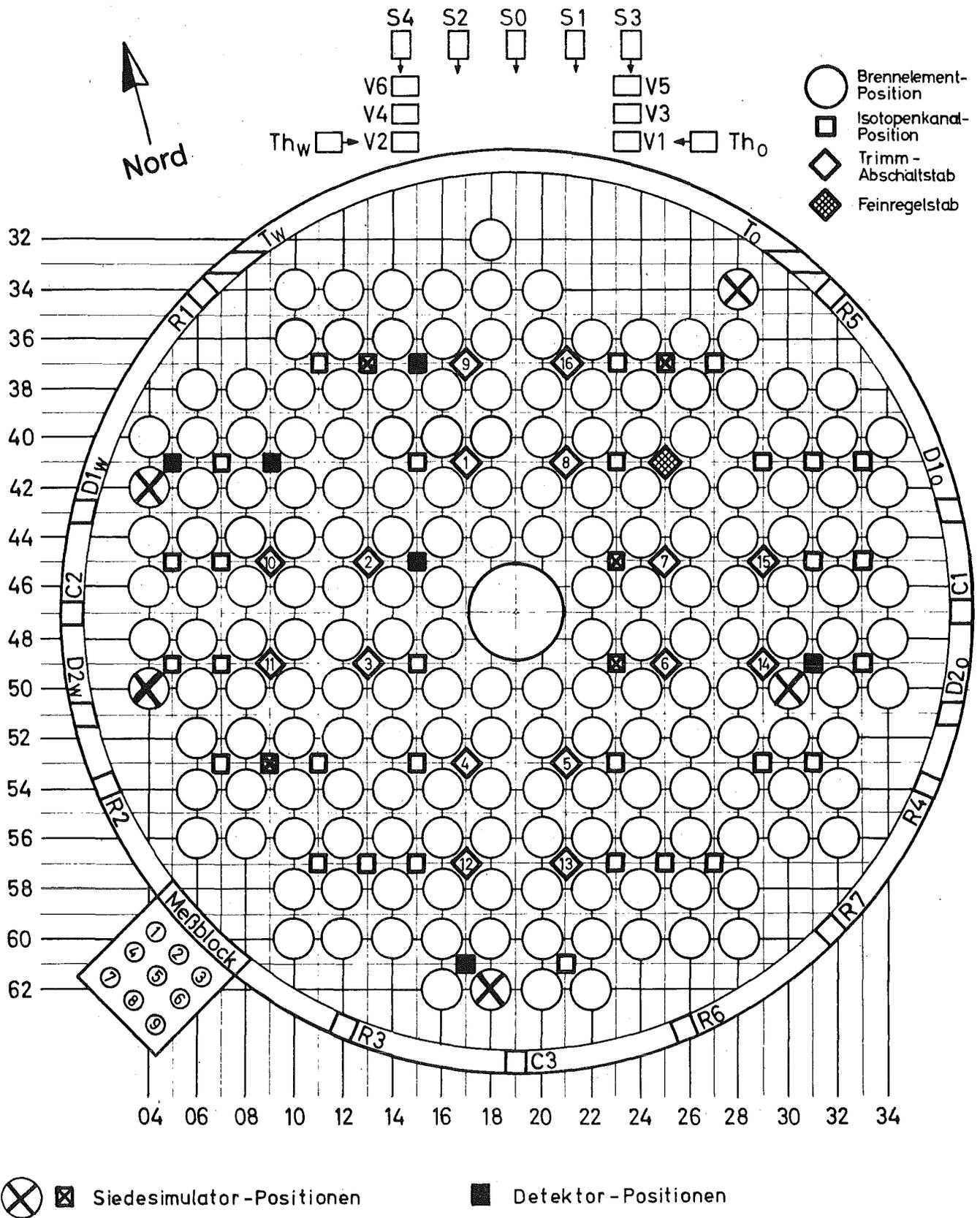


Abb. 21 Schematischer Querschnitt des FR2 - Cores

folgen, die Oszillationsfrequenzen sind bis maximal 2 Hz variierbar. Der zeitliche Verlauf der Oszillation des D₂O-Spiegels hängt ab von den gewählten Werten für Frequenz, Amplitude und Oszillationshöhe im Tauchrohr, zeigt jedoch im Bereich $f = 0.5 + 1.5$ Hz einen nahezu sinusförmigen Verlauf.

Die Messung der Neutronenflußschwankungen erfolgte mit zwei vertikalen Meßeinsätzen, die in Isotopenkanälen des FR2 eingesetzt werden können. Sie sind mit jeweils einer Miniaturspaltkammer MNK61 der Fa. AEG bestückt, die in vertikaler Richtung im Flußmaximum fixiert ist. Jede Kammer enthält 1 mg U²³⁵, die Neutronen-Empfindlichkeit beträgt etwa $\epsilon = 1.6 \cdot 10^{-17}$ A/nv im thermischen Neutronenfluß, die γ -Empfindlichkeit wird mit $\epsilon_{\gamma} = 1.4 \cdot 10^{-14}$ A/R/h angegeben. Meßeinsätze sowie Siedesimulator-Tauchrohr können während des Reaktorbetriebs auf andere Positionen umgesetzt werden.

Vor der Analyse werden die Spaltkammersignale gleichspannungskompensiert, verstärkt und mittels Bandpaßfilter auf den interessierenden Frequenzbereich beschränkt. Die Analyse kann on-line und off-line erfolgen. Für die off-line Auswertungen im Labor wurden die Signale auf ein 14-Spur-Analog-Magnetbandgerät aufgezeichnet.

Die Auswertung der Signale erfolgte zunächst mit einem digitalen Frequenzanalysator, der nach der indirekten Methode arbeitet. Er besteht aus einem digitalen Korrelator, der an einem Kleinrechner mit Standardperipherie (Teletype, Photoleser, Lochstreifen Ausgabe, Display) gekoppelt ist. Der angeschlossene Computer berechnet im zeitlichen Abstand von einigen Zehntelsekunden mittels FFT aus der aktuellen Korrelationsfunktion die spektrale Leistungsdichte. Die APSD kann auf dem an-

geschlossenen Display kontinuierlich betrachtet werden. Zu einem späteren Zeitpunkt wurden die Neutronendetektorsignale von der entwickelten Überwachungseinheit verarbeitet und zum Test unter realistischen Reaktorbedingungen benutzt.

B. Meßergebnisse mit dem Siedesimulator

Die Messungen am FR2 wurden über mehrere Betriebsphasen hin durchgeführt. Neben Rauschmessungen bei Leistungs- und Nulleistungsbetrieb mit und ohne Siedesimulator erfolgten Messungen zur Bestimmung des Reaktivitätswerts der erzeugten Voidvolumina sowie zur Ermittlung der Leistungsübertragungsfunktion des FR2 (Abb.23). Durch Umsetzen der Meßeinsätze und des Tauchrohrs auf verschiedene Corepositionen wurde die Positionsgeometrie verändert, so daß ortsabhängige Ausbreitungseffekte der mit dem Siedesimulator erzeugten Neutronenwellen untersucht werden konnten.

Zunächst wurde die APSD des normalen betrieblichen Neutronenflußrauschens bei Leistungsbetrieb gemessen. Abb.22 zeigt ein typisches Rauschspektrum des FR2 bei 44 MW. Die ursächliche Reaktivitätsstörungen speziell für die einzelnen Resonanzen wurden nicht identifiziert.

Zur Bestimmung des Betrags des APSD der Reaktivitätsschwankungen $P(f)$ bei Leistungsbetrieb kann Gl.(II.7) herangezogen werden, d.h.

$$P(f) = \frac{S(f)}{\epsilon^2 \Phi^2 |H(f)|^2} ,$$

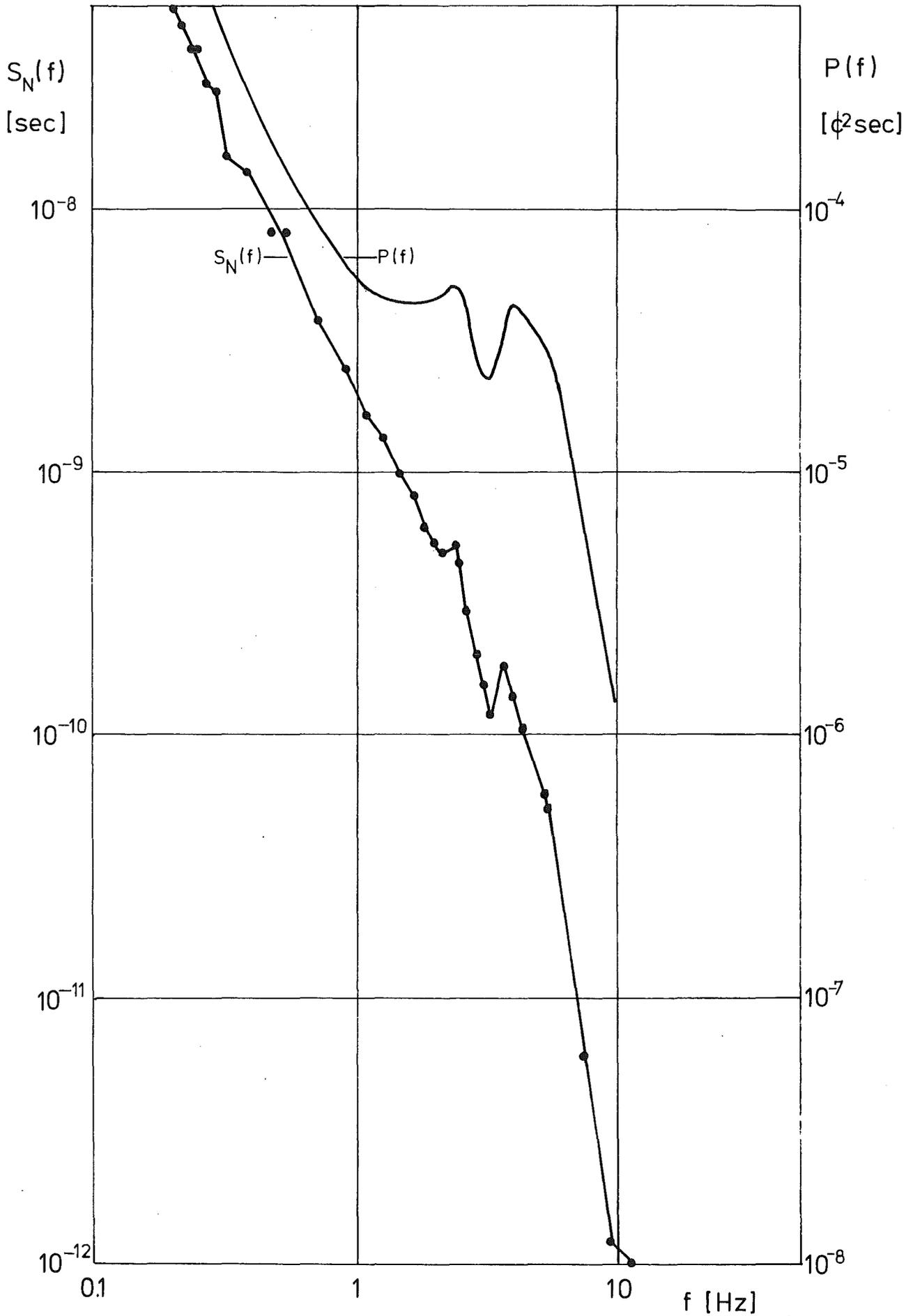


Abb. 22 Spektrale Leistungsdichte der Neutronenfluß- und Reaktivitätsschwankungen am FR2

da Nachweis- und Nulleistungsrauschen im Frequenzbereich ≤ 10 Hz zu vernachlässigen sind. Das so ermittelte $P(f)$ ist für $f = 0.1 \div 10$ Hz in Abb.22 eingetragen. Damit ist der Untergrund des Reaktivitätsrauschens für den FR2 bestimmt, der wesentlich die Nachweismöglichkeit für oszillatorische Reaktivitätsstörungen in der APSD beeinflusst.

Alle im Laufe der Simulationsversuche am FR2 an verschiedenen Corepositionen (Abb.21) erzeugten oszillatorischen Reaktivitätsmodulationen beeinflussten die Reaktorregelung nicht. Sie konnten jedoch in der APSD der Neutronenflußschwankungen am Ort der Detektoren nachgewiesen werden. Die Amplituden der Wassersäule im Tauchrohr lagen dabei zwischen 6.5 cm und 35 cm, was Voidvolumina von $0.13 \text{ l} \div 0.7 \text{ l}$ entspricht. Die resultierenden Reaktivitätsamplituden waren nicht größer als 0.3% ; die Oszillationsfrequenzen wurden zwischen 0.5 Hz und 2 Hz, meist jedoch 1 Hz gewählt, da hier eine bestmögliche Sinusschwingung erzeugt werden konnte. In einer Anzahl von Experimenten wurden Oszillationen in gleicher Höhe, aber mit verschiedener Amplitude erzeugt. Die Auswertung dieser Experimente ergab, daß in Bereichen des linearen Verlaufs des Voidkoeffizienten ein linearer Zusammenhang besteht zwischen der Resonanzhöhe in der APSD und dem Quadrat der Schwingungsamplitude. Dieser Sachverhalt ist ein Sonderfall des allgemeinen, theoretisch abgeleiteten Zusammenhangs Gl.(II.7), der eine lineare Superposition von drei unabhängigen Rauschsignalen mit verschiedenen Ursachen darstellt. Können die einzelnen Beiträge zum Rauschsignal getrennt gemessen und auf Magnetband aufgezeichnet werden, ist es nachträglich möglich, sie mit unterschiedlichen Verhältnissen zu mischen. Damit kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis beliebig variiert und die Empfindlichkeit der zu entwickelnden Überwachungs-

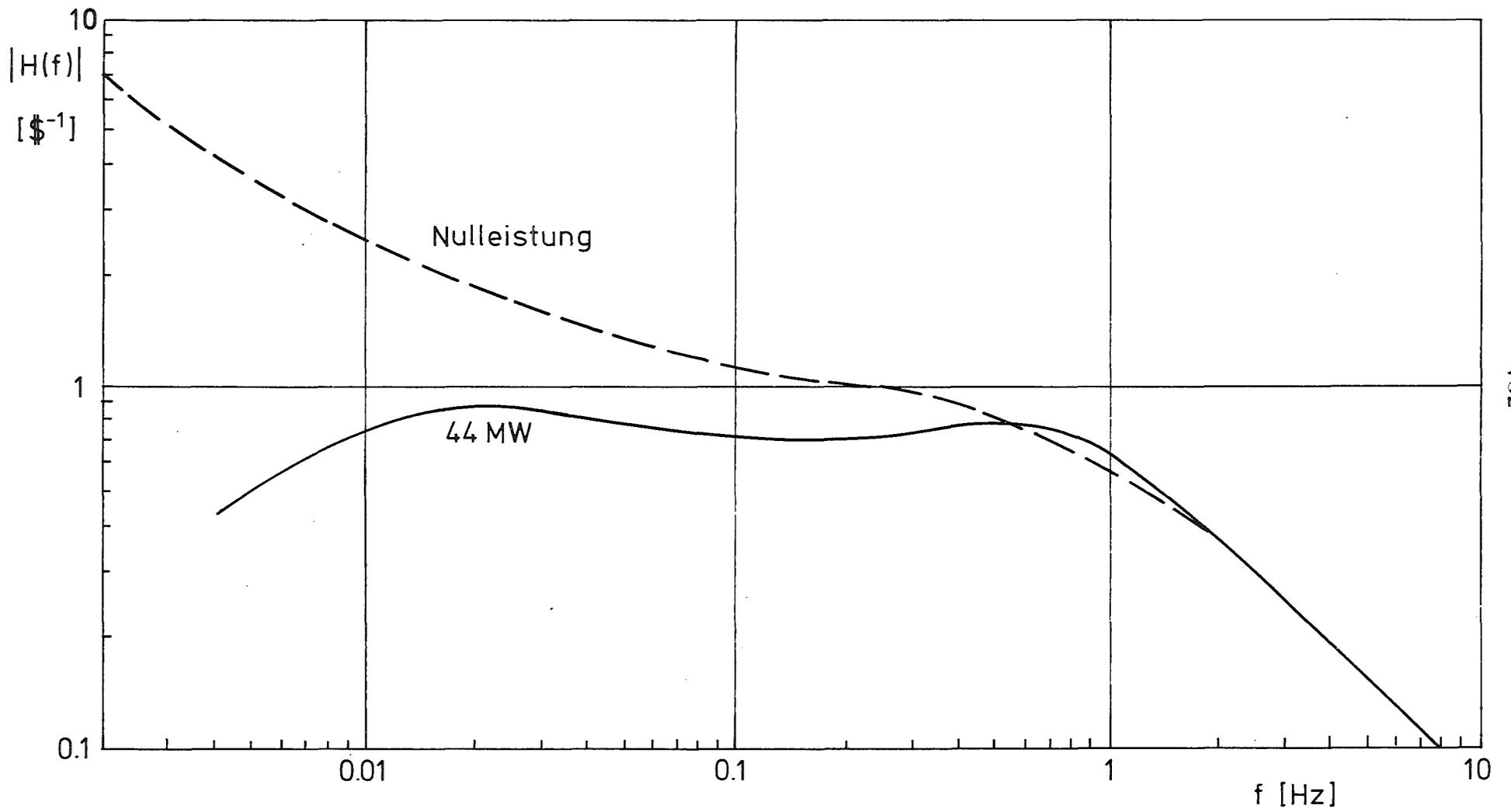


Abb. 23 Übertragungsfunktion des FR 2

methode ermittelt werden.

Im vorliegenden Fall war dies möglich und notwendig, da sich herausstellte, daß der Durchmesser des Siedesimulator-Tauchrohrs zu groß ist, um kleine reproduzierbare Reaktivitätsoszillationen zu erzeugen, die unterhalb der Nachweisgrenze liegen.

VIII. Meßergebnisse mit der Überwachungsanordnung und Vergleich mit theoretischen Resultaten

A. Schwellwerte, Fehlalarmraten und Fehlalarmwahrscheinlichkeiten

Mit der entwickelten Überwachungsanordnung wurde zur Überprüfung der theoretischen Ergebnisse die Häufigkeitsverteilung der Funktionswerte $V(t)$ gemessen. Daraus wurde für die einzelnen Schwellwerte Q die Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k^{exp} bestimmt und mit den theoretischen Werten p_k verglichen.

Wird die bei der Überwachung im zeitlichen Abstand ΔT noch zulässige Fehlalarmrate mit F_A bezeichnet, so darf die Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k pro Überwachungszyklus den Wert

$$p_k = F_A \cdot \Delta T \quad (\text{VIII.1})$$

nicht überschreiten. Sind nun die nach jedem Zeitintervall ΔT überwachten Spektren in ihrer zeitlichen Folge voneinander unabhängig, so muß der Schwellwert Q derart gewählt werden, daß er während N_{zykl} Überwachungszyklen von der Funktion $V(t)$ nur in N_Q Fällen überschritten wird, so daß gilt

$$p_k = \frac{N_Q}{N_{\text{zykl}}} \quad (\text{VIII.2})$$

Das derart definierte p_k ist gleich der in Abschnitt IV.B. eingeführten Fehlalarmwahrscheinlichkeit. Aus dem dort abgeleiteten Zusammenhang Gl.(IV.34) kann also der Schwellwert Q direkt für den über Gl.(VIII.1) festgelegten Wert p_k bestimmt werden.

Die zeitlich aufeinanderfolgenden APSD werden beim vor-

liegenden Überwachungskonzept aus RC-gemittelten AKF bestimmt. Die so berechneten aufeinanderfolgenden Spektren sind jedoch nicht mehr zeitlich unabhängig, sondern über die Zeitkonstante T_{RC} gekoppelt. Statistische Resonanzen besitzen folglich eine gewisse Lebensdauer, während der sie über dem Schwellwert Q liegen. Ist die Zykluszeit ΔT kleiner als diese Lebensdauer der Resonanzen, so werden bei der Messung der Zahl N_Q von Schwellwertüberschreitungen dieselben statistischen Resonanzen mehrfach gezählt und verfälschen so das Ergebnis, da jede statistische Resonanz nur einmal einen Fehlalarm auslösen kann. Sind also zeitlich aufeinanderfolgende Spektren nicht statistisch unabhängig, sondern infolge von Zeitkonstanten korreliert, so gilt für die tatsächlich vorliegende und experimentell bestimmbare Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k^{exp} pro Zyklus

$$p_k^{\text{exp}} = \frac{N_Q^R}{N_{\text{zykl}}} \quad (\text{VIII.3})$$

mit N_Q^R Zahl der Resonanzen, die den Schwellwert Q überschreiten. Zur Bestimmung von N_Q^R wird jeder Funktionswert $V(t)$ nur einmal gezählt, wenn er in aufeinanderfolgenden Überwachungszyklen bei derselben Frequenz über dem Schwellwert Q liegt.

Zwischen dieser tatsächlich vorliegenden und der theoretischen Fehlalarmwahrscheinlichkeit besteht also nach Gl. (VIII.2) und Gl. (VIII.3) der Zusammenhang

$$p_k = \frac{N_Q}{N_Q^R} p_k^{\text{exp}} \quad (\text{VIII.4})$$

Für aufeinanderfolgende zeitlich nicht korrelierte Spektren ist in guter Näherung $N_Q = N_Q^R$. Es ist jedoch

zu beachten, daß schon infolge zufälliger Koinzidenz bei aufeinanderfolgenden statistisch unabhängigen Spektren die Funktion $V(t)$ beim selben Frequenzwert auftreten kann. Nach der Meßvorschrift für N_Q^R wird auch dieser Fall nur einmal gezählt, so daß N_Q^R immer kleiner ist als N_Q . Es gilt also sowohl für zeitlich nicht korrelierte als auch für korrelierte Spektren

$$F_Q \stackrel{\text{df.}}{=} \frac{N_Q}{N_Q^R} > 1 \quad (\text{VIII.5})$$

und damit

$$p_k^{\text{exp}} < p_k \quad (\text{VIII.6})$$

Bei über RC-Mittelung gekoppelten Spektren gibt der Faktor F_Q die mittlere Anzahl von Zyklen an, während denen die jeweils höchste Resonanz im Spektrum über dem Schwellwert Q liegt. Die mittlere Zeitdauer L_Q , während der der Funktionswert $V(t)$ den Schwellwert Q bei derselben Frequenz überschreitet, ist also gegeben durch

$$L_Q = F_Q \cdot \Delta T$$

Sehr kleine Schwellwerte Q werden von jedem Funktionswert $V(t)$ überschritten, d.h. F_Q bzw. L_Q wird unabhängig vom Schwellwert. Trifft dies zu, so gibt L_Q die mittlere Lebensdauer der jeweils größten statistischen Schwankungen in der APSD an.

Die bei einem bestimmten Schwellwert Q tatsächlich vorliegende Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k^{exp} ist also immer kleiner als der theoretische Wert p_k . Wird also die zulässige Fehlalarmwahrscheinlichkeit nach Gl.(VIII.1) berechnet und damit der Schwellwert nach Gl.(IV.34) bestimmt, so ist dieser Schwellwert zu hoch angesetzt.

Die zu erwartende Fehlalarmrate wird also bei den theoretisch bestimmten Schwellwerten überschätzt.

1. Simulierte Rauschsignale

Die Berechnung der theoretischen Werte p_k erfolgte nach Gl.(IV.34) unter der Voraussetzung, daß alle M' zu überwachenden Spektralwerte in der APSD statistisch unabhängig und die Amplituden des zugehörigen Rauschsignals normalverteilt sind. Zur experimentellen Überprüfung der Zusammenhänge zwischen p_k , Q , M' , Z und m wurde mittels des in Abschnitt V. beschriebenen Rauschgenerators ein Rauschsignal mit Gauß'scher Amplitudenverteilung und im interessierenden Frequenzbereich weißem Frequenzspektrum erzeugt. Die Häufigkeitsverteilung der Funktionswerte $V(t)$ der APSD dieses simulierten Rauschsignals wurde bei verschiedenen Werten der relevanten Parameter gemessen und der aus (VIII.3) berechenbare Zusammenhang zwischen p_k^{exp} und Q mit den theoretischen Ergebnissen verglichen. Dabei wurde unterschieden zwischen den Forderungen zum integralen und lokalen Siedenachweis. Zur Detektion von oszillatorischen Signalanteilen, die typisch sind für integrales Na-Sieden, wurden die Messungen bei $\Delta t = 2^{-5} \text{ sec}$, $M=64$, $M'=46$ und $\Delta T=0.2 \text{ sec}$ durchgeführt. Abb.24 zeigt die Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k^{exp} als Funktion des Schwellwerts Q bei verschiedenen Werten von Z bzw. $k = \frac{2Z}{M}$ und festem $m=1$ im Vergleich zum theoretischen Verlauf von p_k . Abb.25 zeigt die Messungen bei festem $Z=64$ und verschiedenen Summationsgrenzen m . Für den Fall lokalen Siedens wurden die festen Parameter $\Delta t = 1/100 \text{ sec}$, $M = 64$, $M' = 42$ und $\Delta T = 1 \text{ sec}$ gewählt. In Abb.26 sind die Meßergebnisse p_k^{exp} als Funktion von Q bei unterschiedlichen Werten von Z und konstantem $m=3$, in Abb.27 bei veränderten Summationsgrenzen m und konstantem $Z=2^{10}$ im Vergleich zu p_k eingetragen. Die Ergebnisse bestätigen bei allen durchgeführten Messungen gut die Abschätzung Gl.(VIII.6):

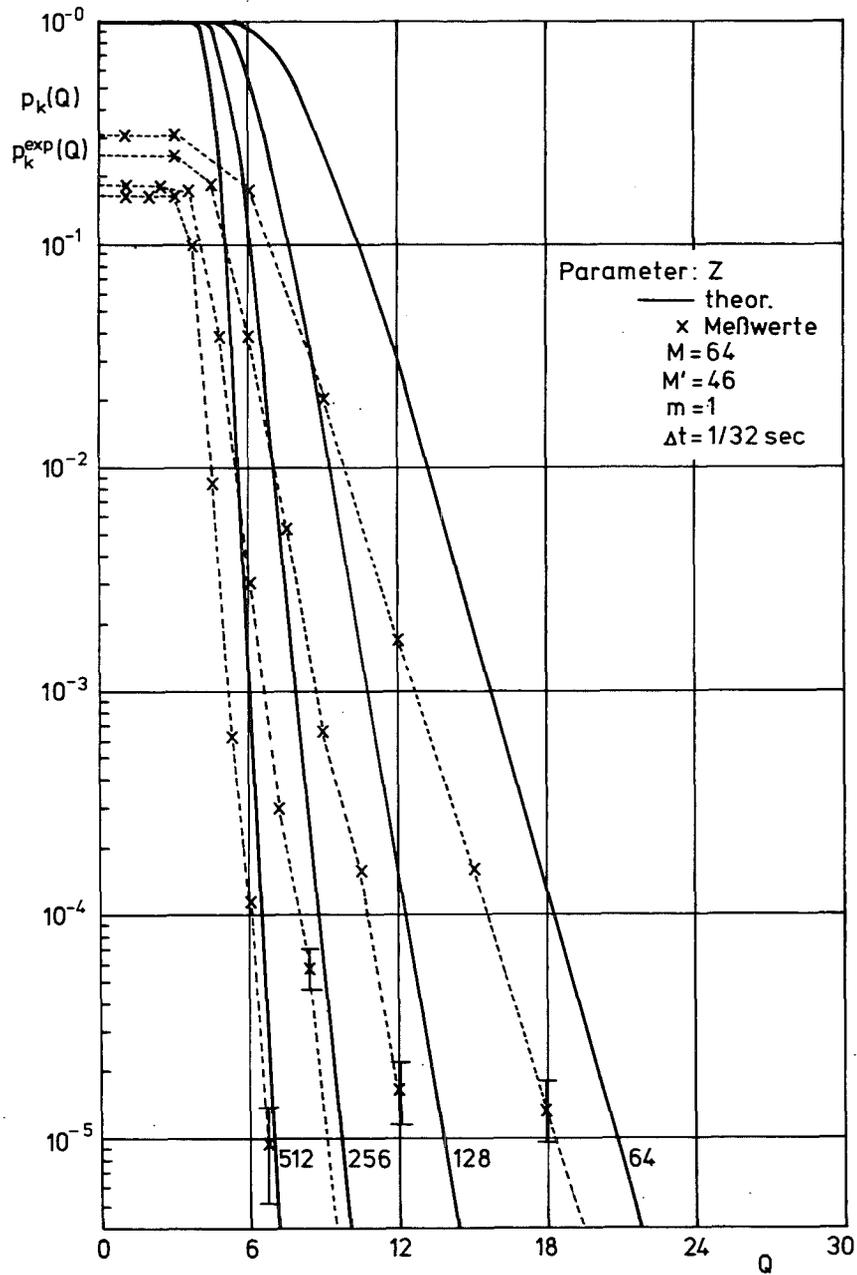


Abb. 24 Fehlalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Simulation

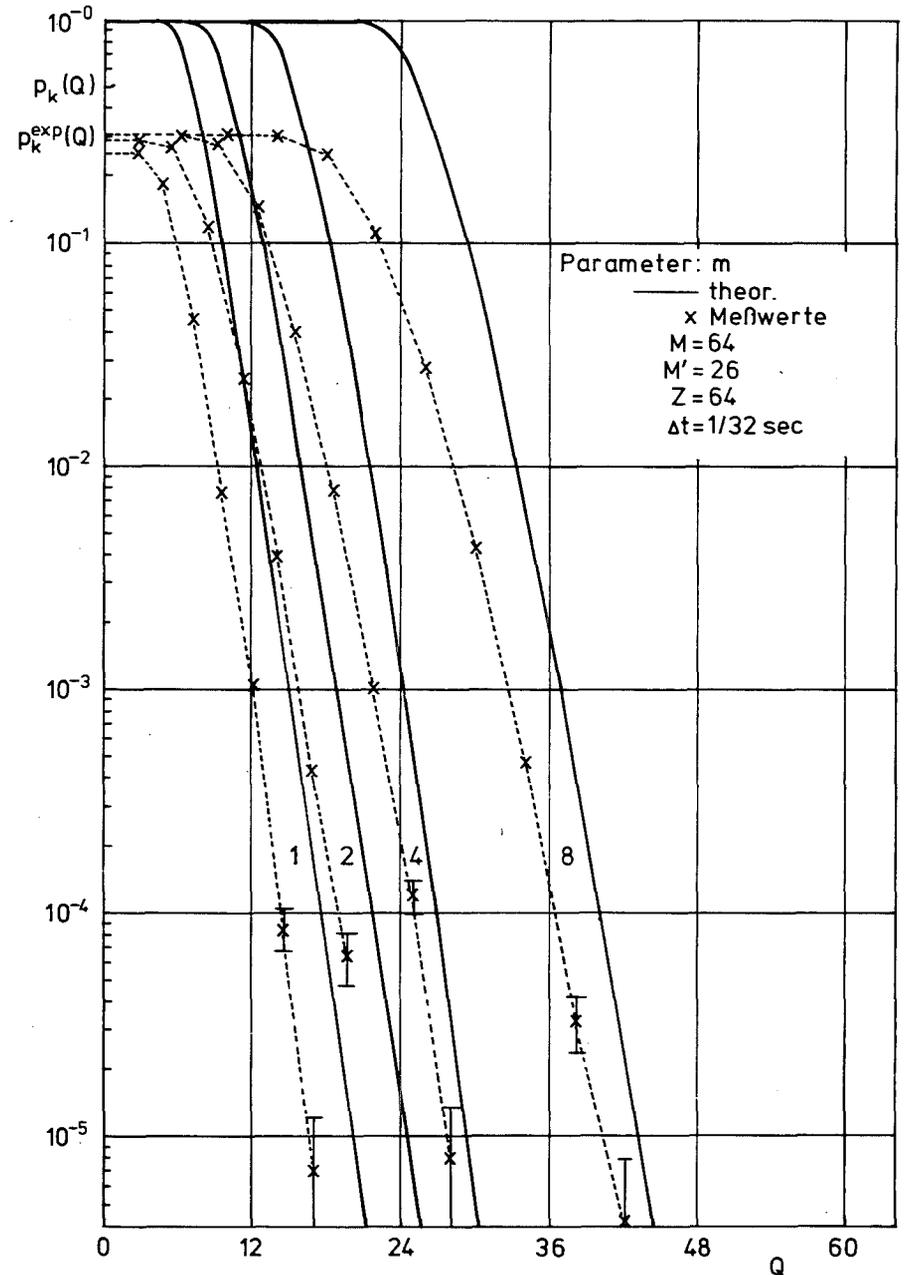


Abb. 25 Fehlalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Simulation

bei gleichem Schwellwert ist die nach Gl.(VIII.3) bestimmte Fehlalarmwahrscheinlichkeit immer kleiner als der theoretische Wert. Der Faktor F_Q lag bei den Messungen im Bereich

$$1.2 \leq F_Q \leq 7$$

Die einzelnen Meßpunkte liegen für sehr kleine Schwellwerte um diesen Faktor F_Q unter den theoretischen Werten p_k und sind dort erwartungsgemäß unabhängig vom Schwellwert. Aus den Abbildungen läßt sich also direkt die mittlere Lebensdauer der höchsten statistischen Resonanzen ablesen. Der experimentell bestimmte Verlauf $p_k^{\text{exp}}(Q)$ zeigt mit zunehmendem Q das gleiche Verhalten wie $p_k(Q)$, wobei immer die Ungleichung (VIII.6) eingehalten wird. Die statistischen Fehler der Meßpunkte wachsen zu kleinen Fehlalarmwahrscheinlichkeiten beträchtlich an. Da die Meßzeit bei etwa $T = 24$ Stunden pro Meßkurve lag, beträgt die mittlere Zahl von Schwellwertüberschreitungen N_Q^R bei

$$p_k^{\text{exp}} = 10^{-5}/\text{Zyklus und } \Delta T = 0.2 \text{ sec}$$

$$N_Q^R = p_k^{\text{exp}} \frac{T}{\Delta T} = 4.3,$$

d.h. die Varianz der Meßwerte ist in diesem Bereich sehr groß. Die Fehlergrenzen sind bei einigen Meßwerten eingezeichnet. Die Tatsache, daß im gesamten Meßbereich die Funktion $p_k^{\text{exp}}(Q)$ den ähnlichen Verlauf wie $p_k(Q)$ aufweist und immer gilt $p_k^{\text{exp}} < p_k$, rechtfertigt die Annahme, daß auch bei größeren Schwellwerten die tatsächliche Fehlalarmwahrscheinlichkeit immer kleiner ist als der theoretische Wert. Eine genauere Aussage kann nur aus Langzeittests gewonnen werden, bei denen die Meßzeit um mindestens den Faktor 100 erhöht wird.

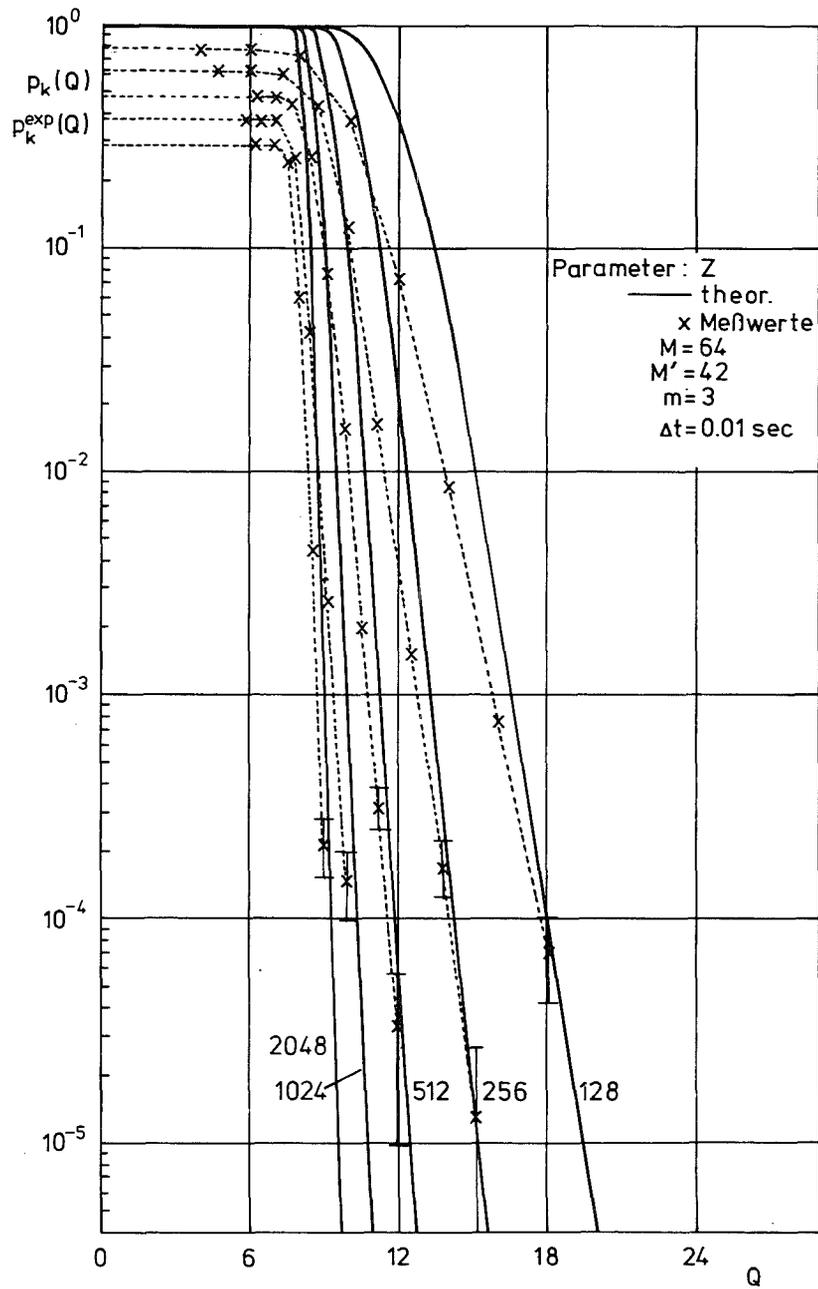


Abb. 26 Fehlalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Simulation

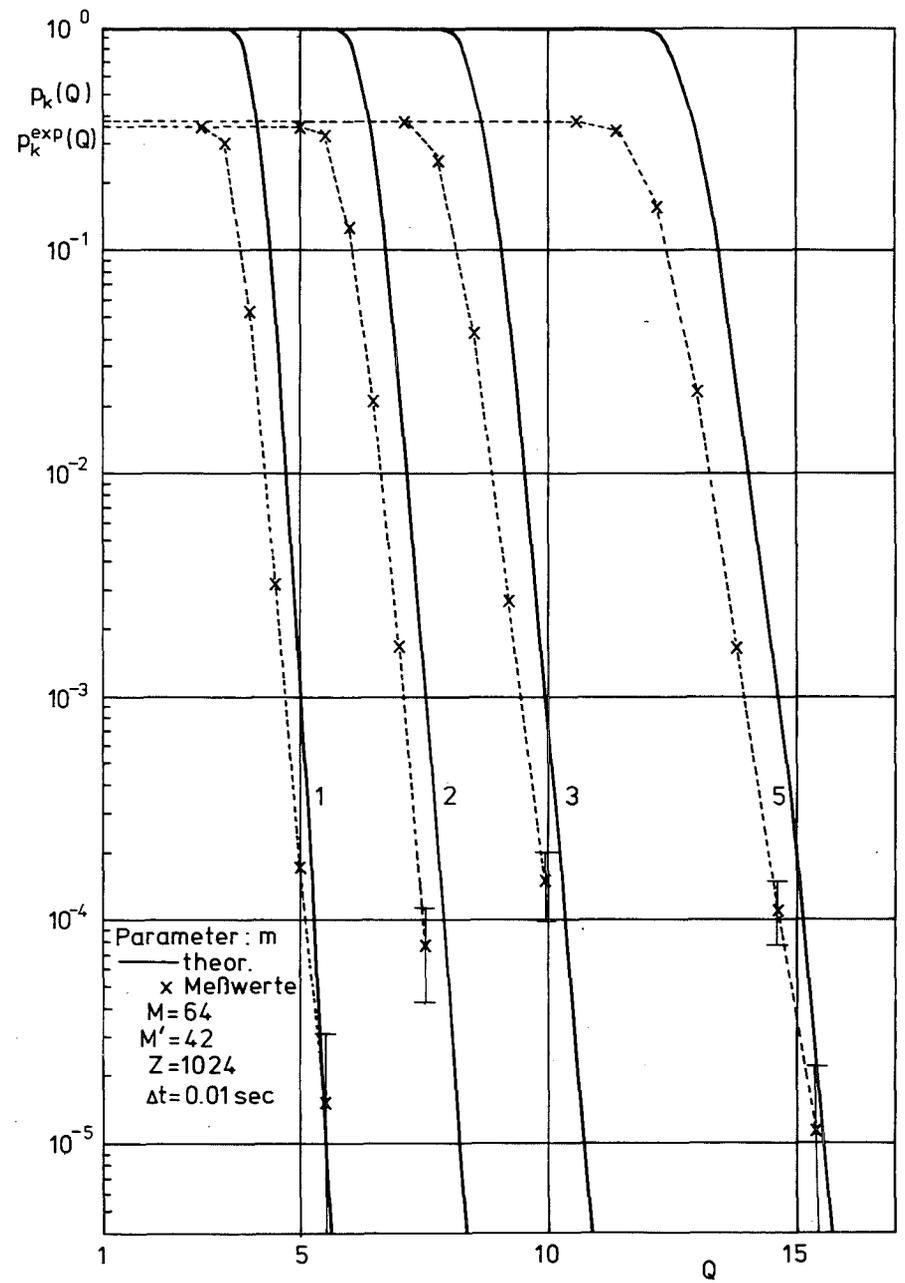


Abb. 27 Fehlalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Simulation

2. Meßergebnisse am FR2

Zum Test der Überwachungsanordnung und Überprüfung der theoretischen Ergebnisse unter realistischen Bedingungen wurden anstatt des simulierten Rauschsignals die Schwankungen von Neutronendetektorsignalen am FR2 on-line untersucht. Die Detektoren und deren Positionierungen wurden schon in Abschnitt VII.A beschrieben. Die APSD am FR2 hat einen stark frequenzabhängigen Verlauf (Abb.22). Sie unterscheidet sich also deutlich von den bisherigen "weißen" Rauschspektren mit in jedem Frequenzbereich normalverteilter Rauschamplitude. Ausgeprägte Resonanzen in den untersuchten Frequenzbereichen weisen deutlich darauf hin. Da jedoch die normierten APSD $S_d(f)$ - also Spektren mit frequenzunabhängigem Verlauf - überwacht werden, ist nur zu klären, ob die Schwankungen der Spektralwerte $S_d(f)$ um ihren Erwartungswert - vor allem im Bereich der Resonanzen - derart vom theoretischen Verhalten abweichen, daß eine Überschreitung der zulässigen Fehlalarmrate nur durch die Einführung höherer und damit frequenzabhängiger Schwellwerte vermieden werden kann. Zusätzlich war zu klären, inwieweit normale betrieblich bedingte Schwankungen im Neutronenfluß (z.B. Regelstabbewegungen) die Fehlalarmrate beeinflussen.

Am FR2 liegt ein ungestörter Reaktorbetrieb nur für kurze Betriebszeiten vor, da durch äußere Einflüsse in wechselnden zeitlichen Abständen Schwankungen im Neutronenfluß erzeugt werden (Rohrpost, Isotopenwechsel, verschiedene in-core Experimentiereinsätze, Abschaltungen). Darum sind Langzeittests am FR2 schwierig durchzuführen und geben nur bedingt Aufschluß über die Fehlalarmrate an schnellen natriumgekühlten Leistungsreaktoren mit "ruhigem" Reaktorbetrieb.

Bei den im letzten Abschnitt beschriebenen Simulationsversuchen waren die Signaleingänge des Überwachungssystems miteinander verbunden, so daß nur ein Rauschsignal überwacht werden konnte. Im Gegensatz dazu wurden am FR2 die Signalschwankungen zweier Neutronendetektoren überwacht. Die in beiden Meßkanälen koinzidenten Schwellwertüberschreitungen wurden registriert, wobei - wie in Abschnitt III.B beschrieben - die Koinzidenz bezüglich Zeit und Frequenz erfüllt sein mußte. Aus der so gemessenen Häufigkeitsverteilung von $V(t)$ konnte dann die Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k^{exp} in Abhängigkeit vom Schwellwert Q bestimmt werden. Zusätzlich wurde der im Überwachungszeitraum bei jeder Frequenz auftretende koinzidente Maximalwert von $V(t)$ registriert. Damit konnte überprüft werden, inwieweit die Schwankungen in der APSD frequenzunabhängig sind, bzw. ob - z.B. im Bereich von Resonanzen - die theoretisch bestimmten Schwellwerte höher anzusetzen sind.

Nach Abb.22 ändert sich die APSD am FR2 im Frequenzbereich von 1 Hz + 10 Hz um etwa 3 Zehnerpotenzen. In diesem Frequenzbereich ist folglich die Amplitude von Rauschsignalen bei Frequenzen um 1 Hz um etwa den Faktor 30 größer als bei 10 Hz. Zur Verbesserung der Auflösung dieser höherfrequenten Anteile in den ADC's wurde das Rauschsignal vor der Frequenzanalyse einem einpoligen Hochpaßfilter (einfaches C-R-Glied) zugeführt. Die Grenzfrequenz des Filters wurde etwa 10 Hz gewählt, so daß die Amplitude von Signalanteilen mit Frequenzen unterhalb 10 Hz proportional f gedämpft wurde. Dadurch reduzierte sich die Frequenzabhängigkeit von Signalamplitude und APSD. Oberhalb von etwa 10 Hz dominiert das Nachweisrauschen gegenüber allen anderen Beiträgen zur APSD, so daß nach Gl. (II.7) das Spektrum frequenzunabhängig wird. Darum war dort eine Korrektur des Frequenzverlaufs nicht notwendig.

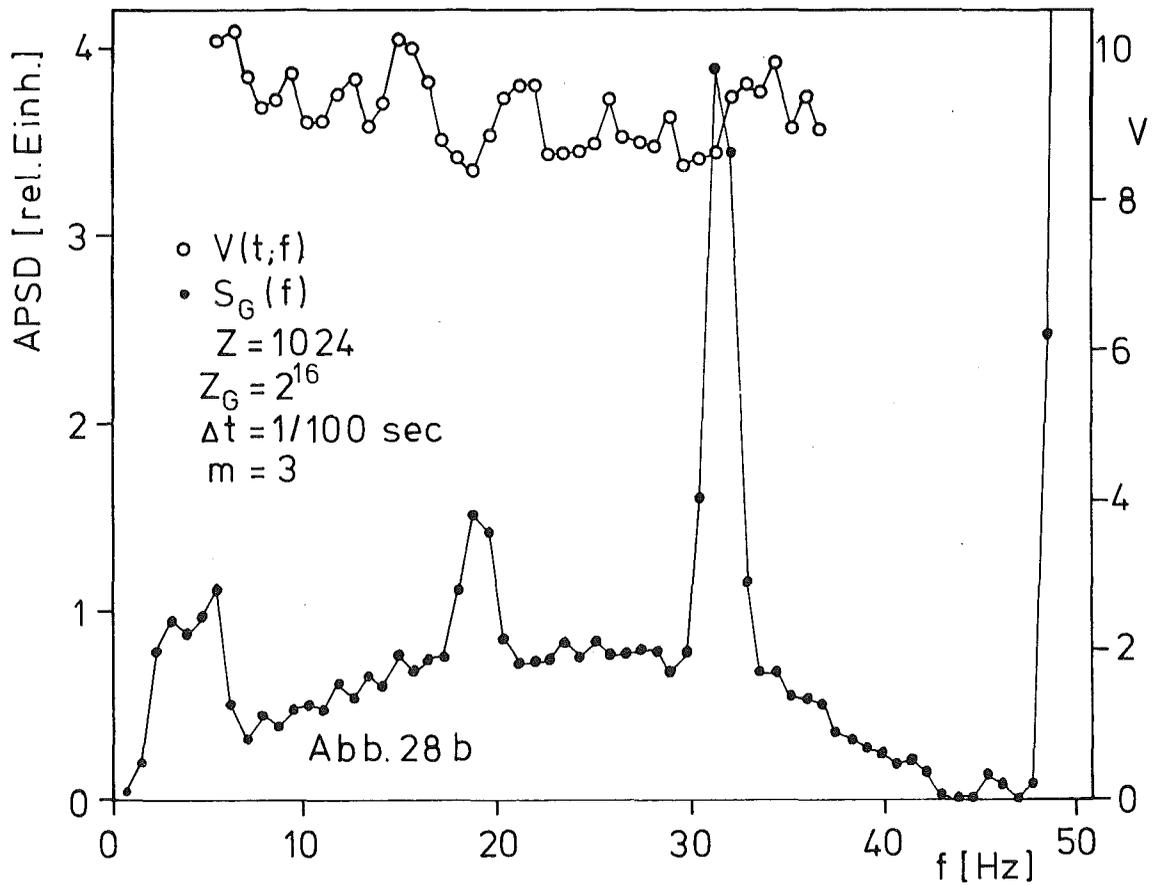
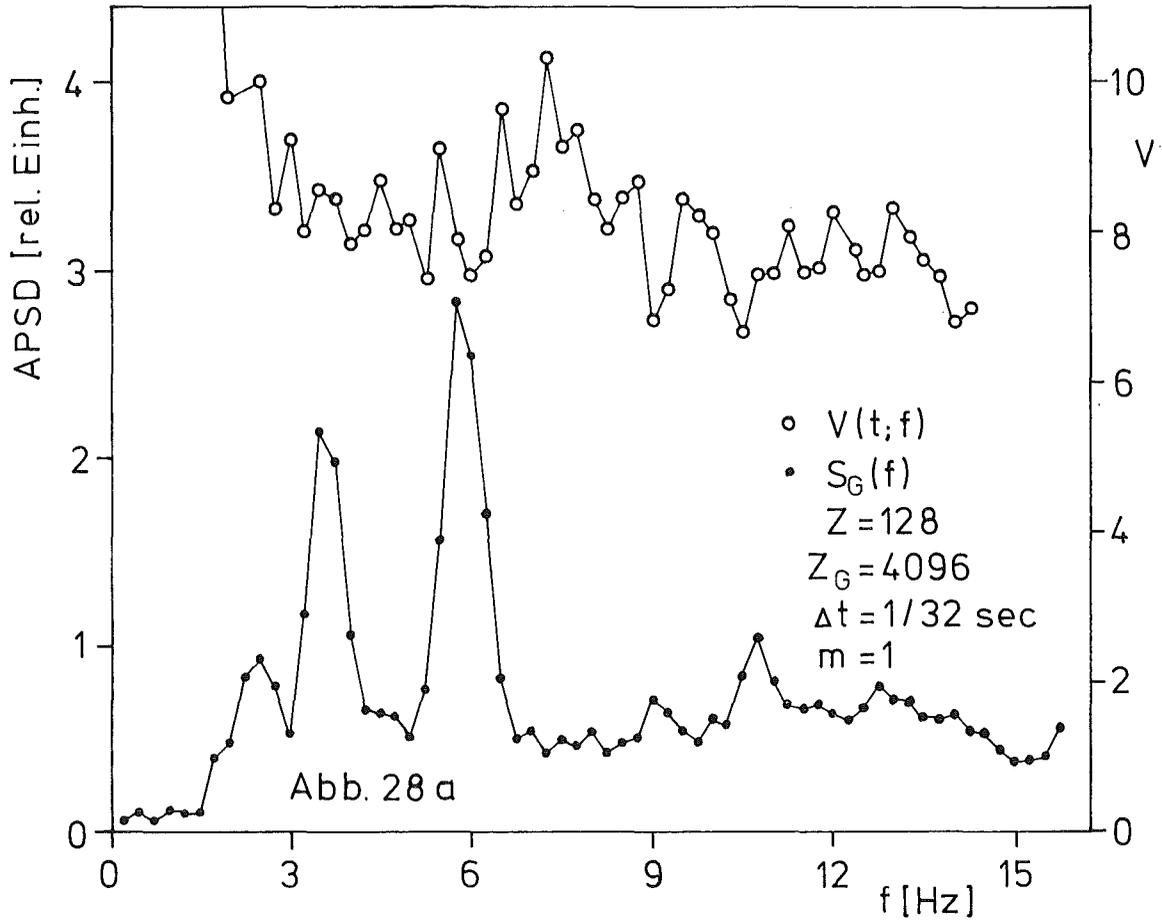


Abb. 28 Frequenzabhängigkeit der Schwankungen in der APSD (FR 2)

Abb.28a zeigt Ergebnisse der Messungen im Frequenzbereich zwischen 0.25 Hz und 16 Hz. Im unteren Teil des Bildes ist die langzeitgemittelte APSD $S_G(f_i)$ aufgetragen, wie sie nach obiger Korrektur des Frequenzverlaufs mit einer Zeitkonstanten $T_G = 128$ sec gemessen wurde. Ein zusätzliches Bandpaßfilter beschränkte das Rauschsignal auf den Frequenzbereich $\Delta F = 1.5 \text{ Hz} \pm 15 \text{ Hz}$. Im oberen Teil des Bildes sind frequenzabhängig die Maximalwerte von $V(t)$ aufgetragen, die innerhalb von $N_{\text{zykl}} = 1.42 \cdot 10^6$ Überwachungszyklen mit der Zeitkonstanten $T_{RC} = 4$ sec erreicht wurden. Man sieht, daß im Bereich oberhalb etwa 3 Hz keine ausgeprägte Frequenzabhängigkeit besteht, wenn man berücksichtigt, daß die Schwankungen durch die kurze Meßzeit von etwa 79 Stunden bedingt sind. Die Funktion $V(t)$ ist also frequenzunabhängig, obwohl in der APSD zwei deutliche Resonanzen bei 3.5 Hz und 6 Hz hervortreten. Bei Frequenzen kleiner als 2.5 Hz wachsen die Maximalwerte von $V(t)$ rasch an und liegen über den theoretischen Schwellwerten. Dies liegt einerseits daran, daß die APSD in diesem Bereich infolge Hochpaß-Filterung des Rauschsignals sehr klein wird, so daß bei Normierung der aktuellen Werte $S_u(f_i)$ auf $S_G(f_i)$ große Fehler auftreten können. Andererseits wird der Einfluß der Regelstabbewegungen unterhalb 3 Hz relevant, wodurch ebenfalls ein Anstieg der Schwankungen in der APSD zu erwarten ist.

Aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Schwankungen wurde oberhalb 2.5 Hz die Fehlalarmwahrscheinlichkeit p_k^{exp} als Funktion des Schwellwerts Q an $M' = 46$ Punkten gemessen. Die Meßpunkte sind in Abb.29 im Vergleich zum theoretischen Verlauf $p_k(Q)$ bei verschiedenen Mittelungskonstanten Z eingetragen. Wie bei den Simulationsversuchen sind auch hier die experimentell ermittelten Fehlalarmwahrscheinlichkeiten deutlich kleiner als die theoretischen Werte; Vergleich mit Abb.24 zeigt, daß der Unterschied

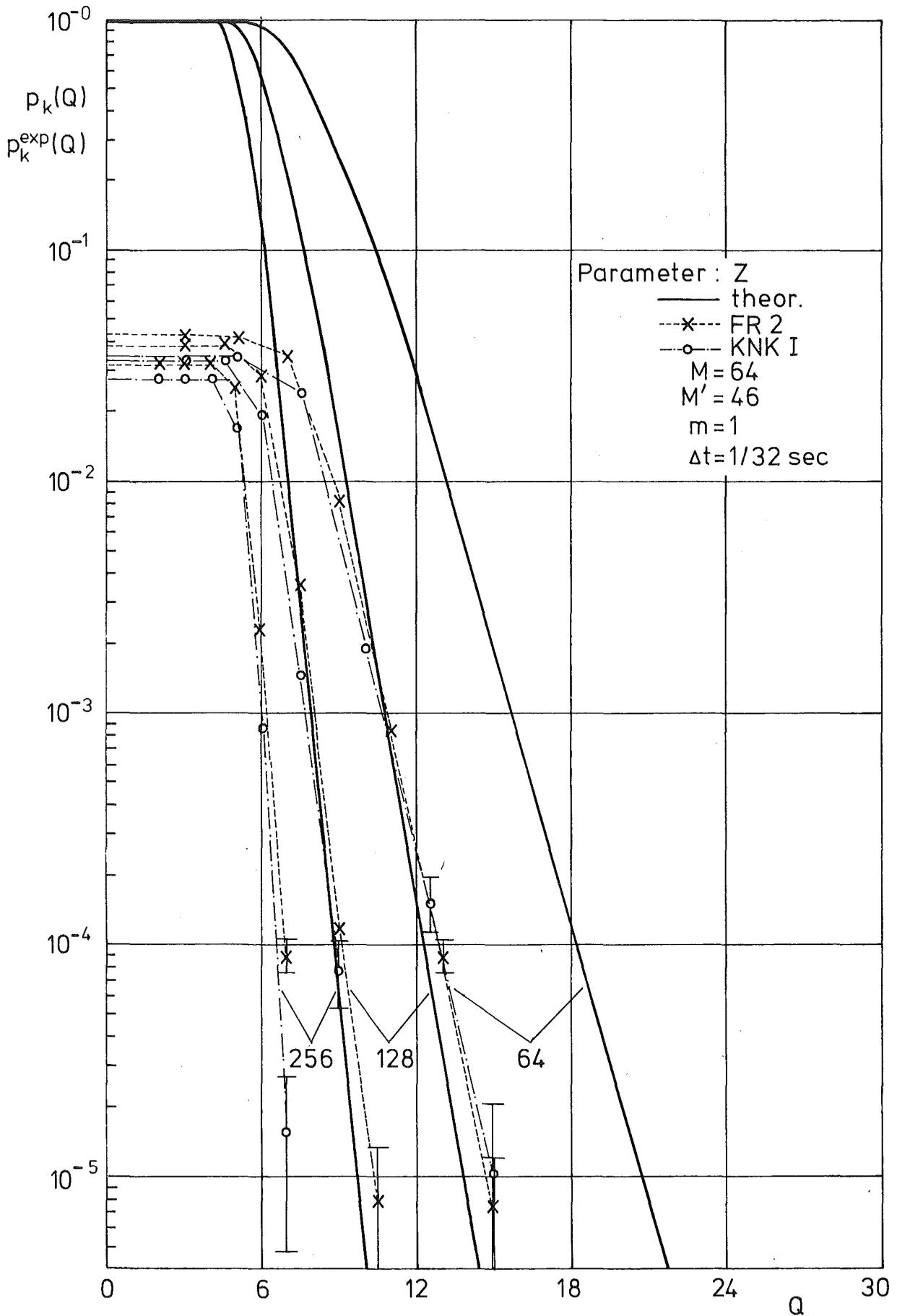


Abb. 29 Fehlalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Experiment FR 2 / KNK I

zwischen p_k und p_k^{exp} am FR2 noch viel größer ist als bei den Messungen mit einem simulierten Rauschsignal. Dies deutet darauf hin, daß die beiden Neutronendetektorsignale nur schwach korreliert sind, da nicht alle Schwankungen in den Meßsignalen in beiden Kanälen auftreten. Dadurch werden in den auf koinzidente Schwellwertüberschreitungen überwachten APSD weniger Resonanzen registriert und die Fehlalarmwahrscheinlichkeit sinkt. Die geringe Korrelation der Meßsignale erklärt sich aus dem mit steigender Frequenz wachsenden Einfluß des Nachweisrauschens, das bei Frequenzen oberhalb etwa 10 Hz dominiert. Insgesamt gleicht jedoch der Verlauf von $p_k^{\text{exp}}(Q)$ im Meßbereich gut dem theoretischen Verhalten $p_k(Q)$. Da immer gilt $p_k^{\text{exp}} < p_k$, kann darum die Fehlalarmwahrscheinlichkeit zu kleinen Werten extrapoliert werden, wobei als sichere Schwelle zur Überwachung der APSD der theoretische Wert von Q heranzuziehen ist.

Zur Untersuchung des Schwankungsverhaltens der APSD im Frequenzbereich von etwa 5 Hz - 50 Hz wurden die gleichen Messungen nochmals durchgeführt. Der untere Teil der Abb.28b zeigt die APSD $S_G(f)$ eines Neutronendetektorsignals am FR2 nach der oben beschriebenen C-R-Korrektur. Die Signalanteile oberhalb etwa 43 Hz wurden mittels Tiefpaßfilter unterdrückt, um den starken Anteil der 50 Hz-Schwingung zu reduzieren. Wie aus dem oberen Teil der Abb.28b hervorgeht, sind auch in diesem Frequenzbereich die Schwankungen in der APSD trotz der vorhandenen Resonanzen frequenzunabhängig. Die Schwankungen in den eingezeichneten Maximalwerten von $V(t,f)$ sind wieder bedingt durch die kurze Meßzeit von $T = 40$ Stunden. Die im Frequenzbereich oberhalb 5 Hz an $M' = 42$ Punkten gemessene Fehlalarmwahrscheinlichkeiten $p_k^{\text{exp}}(Q)$ sind in Abb.30 im Vergleich zu den theoretischen Werten $p_k(Q)$ dargestellt. Es bestätigt sich hier das gleiche Verhalten wie bei den Simulationsversuchen (Abb.26) und im niedrigeren Frequenz-

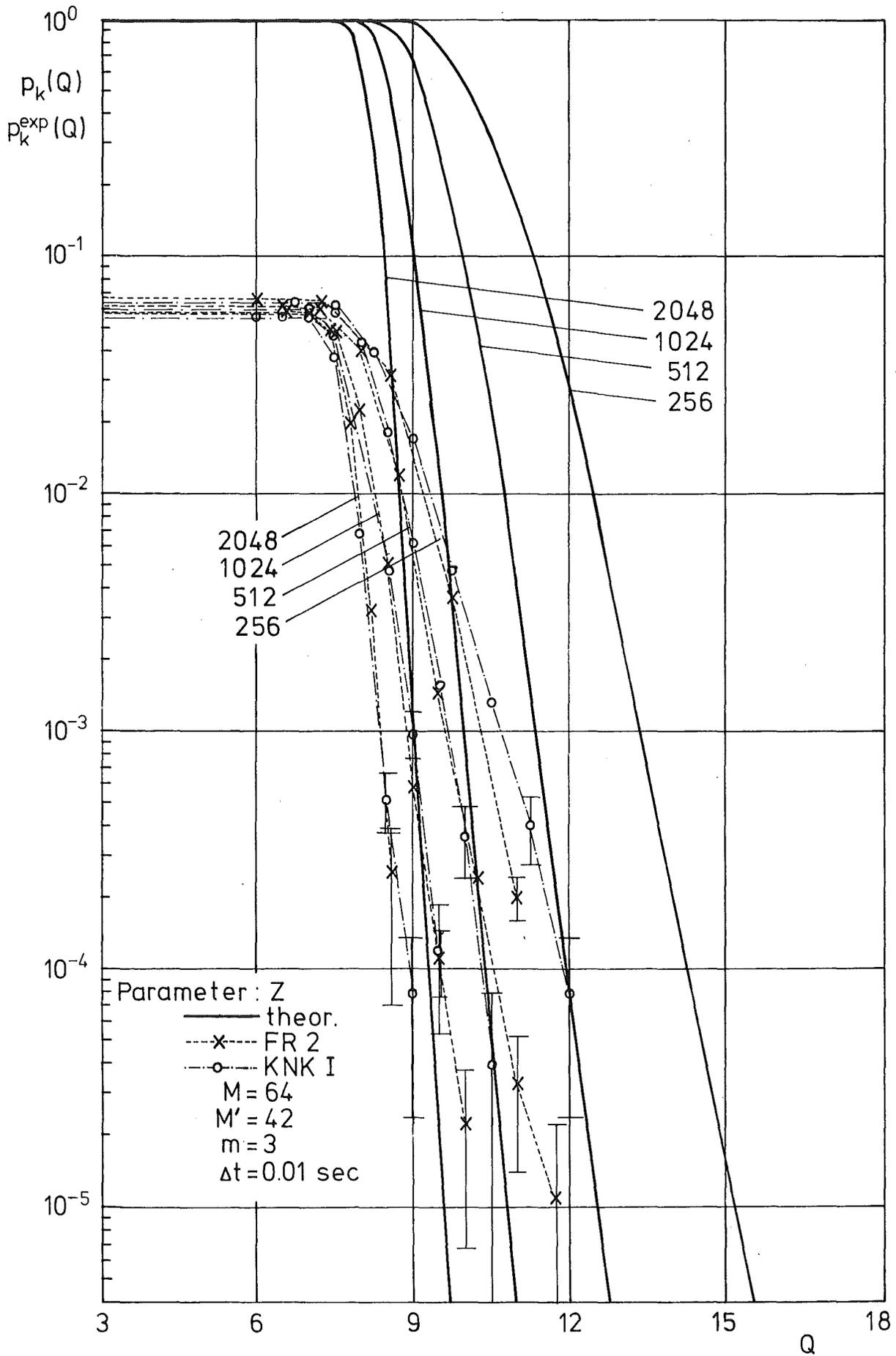


Abb.30 Fehlalarmwahrscheinlichkeit: Vergleich Theorie - Experiment FR 2 / KNK I

bereich (Abb.29): es gilt immer $p_k^{exp} < p_k$, die theoretisch bestimmten Schwellwerte sind also pessimistische Abschätzungen zur Vermeidung von Fehlalarmen.

3. Meßergebnisse am KNK

Zur Zeit der Messungen waren on-line Untersuchungen am thermischen Core des natriumgekühlten KNK nicht mehr möglich, da sich die Reaktoranlage im Umbau befand. Zum Test der Überwachungsanordnung wurden darum Magnetbandaufzeichnungen von früheren Messungen der Rauschsignale zweier Neutronendetektoren sowie der Regelstabsignale des KNK I bei Leistungsbetrieb (58 MW_{th}) herangezogen. Die Messungen waren im Rahmen von Experimenten zur Untersuchung der APSD an KNK I durchgeführt worden /23,26/. Die im folgenden untersuchten Rauschsignale stammen von der betrieblichen Neutronenflußinstrumentierung.

Wie auch am FR2, zeigt die spektrale Leistungsdichte des Neutronenflußrauschens am KNK I eine starke Frequenzabhängigkeit /23/; bei Frequenzen $f > 10^{-2}$ Hz nimmt die APSD etwa proportional zu f^{-2} ab. Oberhalb 3 Hz dominiert das Nachweisrauschen der Neutronendetektoren, so daß die APSD frequenzunabhängig wird. Vor der Analyse wurde darum das Rauschsignal mit einem einpoligen Hochpaßfilter der Grenzfrequenz 10 Hz korrigiert, um die Frequenzabhängigkeit der APSD zu reduzieren und somit eine etwa gleichgute Aussteuerung der ADC's für die Amplituden bei allen zu analysierenden Frequenzen zu erreichen.

Abb.31a und Abb.31b zeigen die Ergebnisse der Messungen im Frequenzbereich zwischen 0.25 Hz und 16 Hz bzw. 25/32 Hz und 50 Hz. Im unteren Teil der Abbildungen

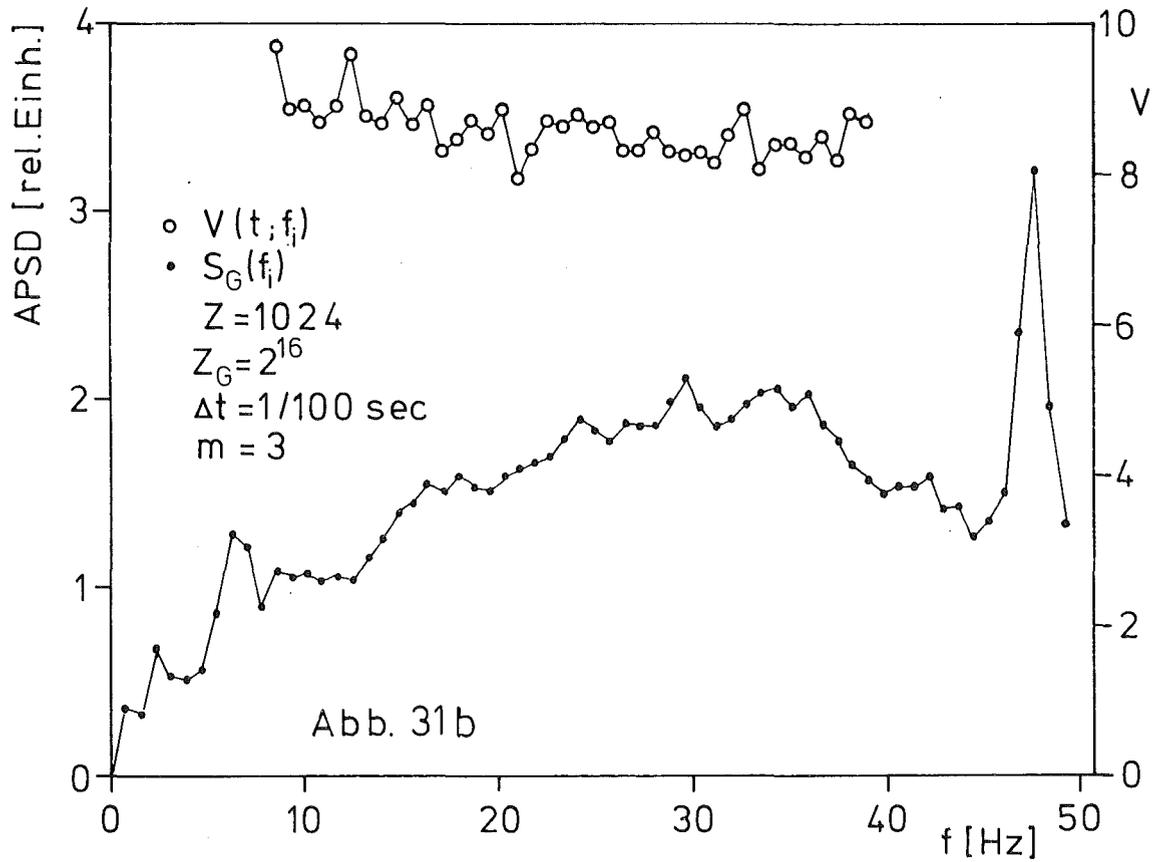
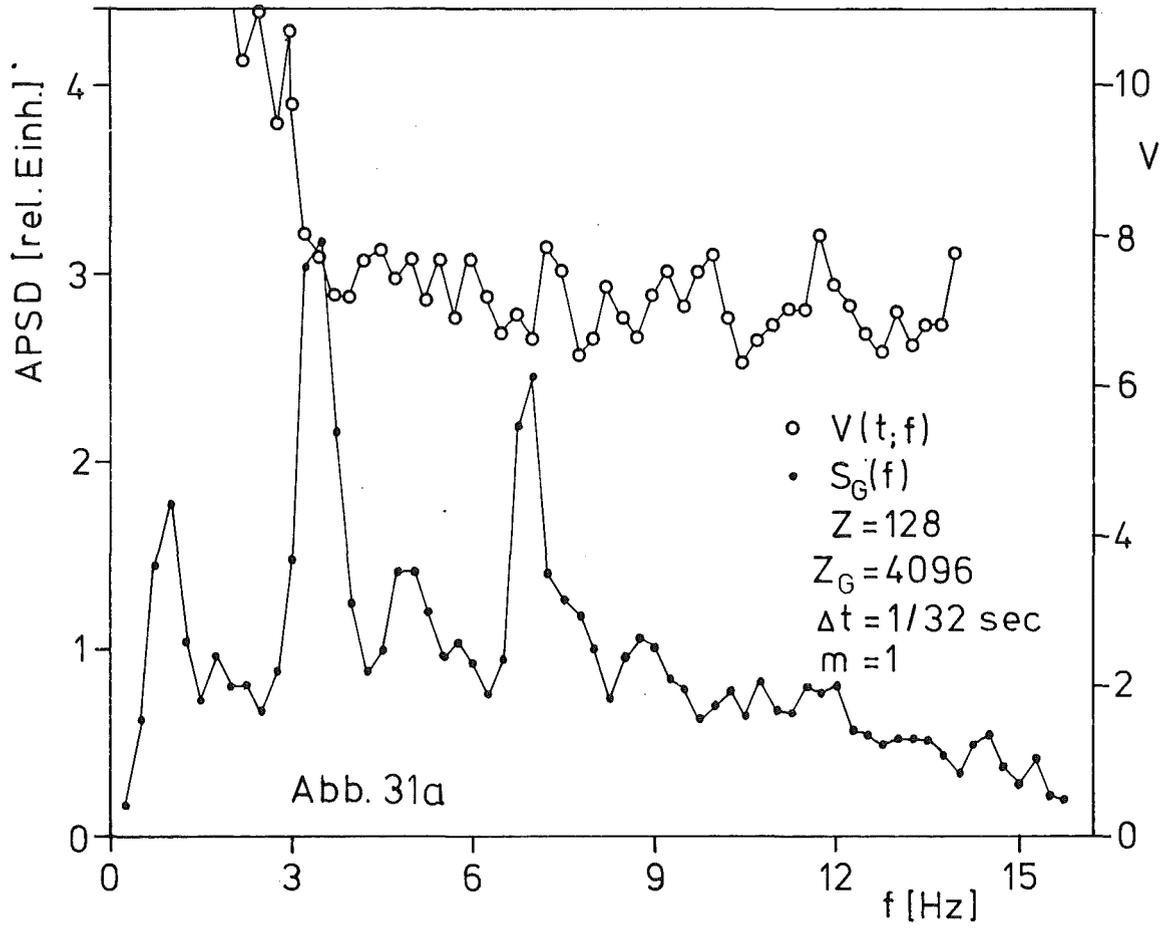


Abb. 31 Frequenzabhängigkeit der Schwankungen in der APSD (KNK I)

ist jeweils die langzeitgemittelte APSD aufgetragen, wie sie nach obiger Korrektur des Frequenzverlaufs mit Zeitkonstanten $T_G = 128$ sec bzw. $T_G = 655$ sec gemessen wurde. Der obere Teil des Bildes zeigt die Maximalwerte von $V(t)$, die innerhalb von $N_{\text{zykl}} = 1.3 \cdot 10^5$ (bei $\Delta T = 0.2$ sec) bzw. $N_{\text{zykl}} = 2.5 \cdot 10^4$ (bei $\Delta T = 1$ sec) Überwachungszyklen der aktuellen mit den Zeitkonstanten $T_{RC} = 4$ sec bzw. $T_{RC} = 10$ sec gemessenen APSD erreicht wurden. Man erkennt deutlich, daß der Einfluß der Regelstabbewegungen bei Frequenzen oberhalb etwa 3 Hz zu vernachlässigen ist und daß trotz der vorhandenen Resonanzen die Schwankungen in der APSD im übrigen Frequenzbereich gleich groß sind. Auch hier zeigt sich also, daß die relativen Schwankungen in der APSD im interessierenden Frequenzbereich in guter Näherung konstant sind und damit ein einziger Schwellwert ausreichend ist, um statistische Resonanzen in der APSD zu diskriminieren. Aufgrund dieser Ergebnisse wurde die Amplitudenverteilung der Funktion $V(t)$ - wie bei den Messungen am FR2 - aufgenommen. Die Meßergebnisse sind in Abb.29 und Abb.30 im Vergleich zu den FR2-Messungen und dem theoretischen Verlauf $p_k(Q)$ eingetragen. Alle Meßwerte liegen deutlich unter den theoretischen Kurven und zeigen das gleiche Verhalten wie die Messungen am FR2. Dies bestätigt die sichere Abschätzung der berechneten Schwellwerte. Zudem zeigt der Verlauf von $p_k^{\text{exp}}(Q)$ sehr gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Kurvenverlauf, die berechneten und gemessenen Werte für p_k bzw. p_k^{exp} unterscheiden sich nur durch den etwa konstanten Faktor F_Q . Dieses Ergebnis bestätigt die Annahme, daß die Voraussetzung χ^2 -verteilter Schwankungen in der APSD in den betrachteten Frequenzbereichen in guter Näherung auch für Detektorsignale aus Leistungsreaktoren zutrifft. Mit den durchgeführten Messungen ist auch die theoretisch vorhergesagte alleinige Abhängigkeit der Schwellwerte von den Parametern k , p_k , M' und m experimentell verifiziert. Aus den Meßergeb-

nissen kann also geschlossen werden, daß auch für sehr viel kleinere Fehlalarmwahrscheinlichkeiten gilt $p_k^{\text{exp}} < p_k$. Die berechneten Schwellwerte, die Fehlalarmraten von 1/Jahr oder weniger zulassen und somit der Messung direkt nicht zugänglich sind, können folglich zur Diskriminierung statistischer Resonanzen eingesetzt werden. Die theoretischen Schwellwerte sind eher pessimistisch und ermöglichen eine sichere Abschätzung der Nachweisempfindlichkeit. Sie wurden darum bei den im folgenden Abschnitt dargestellten Messungen zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Spektrumsüberwachung eingesetzt.

Bei den oben beschriebenen Messungen an FR2 und KNK I war der Einfluß der Regelstabbewegungen nur bei Frequenzen unterhalb 2 Hz bzw. 2.5 Hz relevant. Um auch bei diesen Frequenzen eine Siedeüberwachung zu ermöglichen, müssen entweder die Schwellwerte erhöht werden oder die Überwachung der APSD wird für eine gewisse Totzeit nach dem Schaltsignal für die Regelstabbewegungen im betroffenen Frequenzbereich unterbrochen. Eine Stilllegung des Überwachungssystems hat auch zu erfolgen, wenn durch betrieblich bedingte Manipulationen in oder am Reaktorcore oder den peripheren Aggregaten plötzliche Änderungen im Neutronenfluß erzeugt werden, die Fehlalarme der Überwachungsanordnung hervorrufen können.

B. Nachweiswahrscheinlichkeit

Neben der Messung von Fehlalarmwahrscheinlichkeiten gehört die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von oszillatorischen Störsignalen zu den wichtigsten experimentellen Aufgaben. Nachweiswahrscheinlichkeit und Nachweisempfindlichkeit sind - was leicht einzusehen ist -

direkt gekoppelt: je größer die geforderte Wahrscheinlichkeit W_D , desto kleiner muß wegen (IV.42) der Wert γ nach Gl.(IV.41) gewählt werden, so daß die untere Grenze noch nachweisbarer Oszillationen entsprechend Gl.(IV.45) ansteigt. Da Nachweiswahrscheinlichkeiten leicht meßbar sind, diene ihre experimentelle Bestimmung zur Überprüfung der theoretischen Abschätzungen der Nachweisempfindlichkeit. Die Untersuchungen wurden am Beispiel des Nachweises von Na-Sieden durchgeführt. Die nachzuweisenden Siedesignale wurden elektronisch simuliert, da realistische Siedeexperimente an natriumgekühlten Reaktoren nicht möglich waren und in dem Umfang der durchgeführten Versuche zur Erreichung einer großen statistischen Genauigkeit der Meßwerte wohl auch nicht möglich sein werden. Die Meßergebnisse beziehen sich auf die schnelle Nachweismöglichkeit oszillatorischer Signalanteile, die innerhalb der Nachweiszeit mit einer konstanten mittleren Frequenz f_s schwingen; die Oszillationsfrequenz kann dabei innerhalb einer gewissen Bandbreite um diese Frequenz schwanken. Solange durch Na-Sieden Neutronenflußmodulationen erzeugt werden, die in guter Näherung einer derartigen Signalform gleichen, geben die Ergebnisse direkt Auskunft über den möglichen Nachweis von Na-Sieden.

Die Simulationsversuche wurden mit der neu entwickelten Überwachungsanordnung sowie dem schon in **Abschnitt V.** beschriebenen Überwachungsprogramm bei verschiedenen Werten der relevanten Analysatorparameter in Abhängigkeit von Amplitude, Frequenz und Form der nachzuweisenden Resonanzen durchgeführt. Als Schwellwerte dienten die in den Tabellen und Abbildungen angegebenen Werte, die Fehlalarmraten von $F_A < 1/\text{Jahr}$ implizieren. Das nachzuweisende Oszillationssignal wurde im vom Kleinrechner aus steuerbaren Zeiten zum simulierten Rauschsignal addiert. Da das Rauschsignal im jeweils interessierenden Spektralbereich ΔF ein weißes Frequenzspektrum

besaß, war nach Gl.(IV.45) die Nachweisempfindlichkeit in diesem Frequenzbereich konstant, was entsprechende Messungen auch bestätigten. Ein Sinusgenerator, dessen Frequenz über eine externe Spannung kontinuierlich eingestellt werden konnte (Wavetek, Modell 112), erlaubte es, die Nachweiswahrscheinlichkeit im gesamten Frequenzbereich ΔF durch Zuschalten des Oszillationssignals zum Rauschsignal zu messen. Abb.18 zeigt das Blockschaltbild der Meßanordnung (Test).

Der an die Überwachungseinheit gekoppelte Kleinrechner überwacht im zeitlichen Abstand ΔT die normierten APSD und bestimmt die Zeitpunkte, zu denen über den Schalter S1 das Oszillationssignal zum Rauschsignal addiert wird. Das Summensignal wird auf beide Eingänge der Überwachungseinheit gegeben. Die Frequenz des Oszillationssignals wird über eine vom Überwachungsprogramm aus digital ansteuerbare Gleichspannung nach jedem Nachweis im Frequenzbereich ΔF neu eingestellt. Auf diese Weise werden bei genügend langer Meßzeit alle Frequenzen innerhalb ΔF gleichoft ausgewählt. Als Oszillationssignal wird zur Simulation idealisierten integralen Na-Siedens das reine vom Sinusgenerator gelieferte Signal zum Rauschsignal addiert. Bei zusätzlicher Frequenzunschärfe des integralen Siedesignals oder zur Simulation lokalen Na-Siedens wird dieses Sinussignal mit einem über den Schalter S2 zuschaltbaren gleichspannungsfreien Rauschsignal frequenzmoduliert. Die Amplitude dieses Rauschsignals bestimmt die Breite der resultierenden Resonanz in der APSD bei der Oszillationsfrequenz. In Abb.8 ist die typische durch Frequenzmodulation erreichbare Resonanzform im Vergleich zu den theoretischen Resonanzformen eingezeichnet (Simulation).

Sobald das jeweils nachzuweisende simulierte Siedesignal vom Überwachungsprogramm detektiert ist, wird durch den

Schalter S1 das Oszillationssignal abgetrennt. Nach einer Wartezeit von etwa 10 Zeitkonstanten T_{RC} wird das Siedesignal mit der inzwischen veränderten Oszillationsfrequenz wieder zugeschaltet. Auf diese Weise kann die Häufigkeitsverteilung der Nachweisdauer von oszillatorischen Störsignalen ermittelt werden, da die Zeit zwischen Beginn und Nachweis der Oszillationen im Kleinrechner gespeichert wird.

1. Integrales Na-Sieden

Zur Simulation von integralem Sieden wurde zum Rauschsignal mit der APSD $S_u(f) = \text{const.}$ eine Wechselspannung der mittleren Frequenz f_o und dem Effektivwert x_{eff} hinzuaddiert. Abb.32 zeigt das typische zeitliche Verhalten der APSD nach Addition einer derartigen Sinusschwingung mit einer festen Frequenz $f_o = 4 \text{ Hz}$ und der Leistung $x_{\text{eff}}^2 = A_o \langle S_u(f_o) \rangle$ mit $A_o = 16.2 \text{ Hz}$. Man erkennt deutlich das Anwachsen der Resonanz in Konkurrenz zu den zeitlich veränderlichen statistischen Peaks. Auf Grund dieser statistischen Schwankungen ist die Nachweisdauer mit einer gewissen Varianz σ_D^2 um ihren Mittelwert τ_D verteilt. Die Abb.33 zeigt typische Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen φ_D bei verschiedenen Oszillationsamplituden, wie sie durch Überwachung der APSD im zeitlichen Abstand ΔT gemessen wurden. Die Verteilung φ_D wurde bestimmt aus der Zahl N_{EIN} der Zuschaltungen des Oszillationssignals und der Zahl N_D der Nachweise im Zeitraum $(i-1)\Delta T \leq t \leq i\Delta T$, $i=1,2,\dots,100$:

$$\varphi_D(i) = \frac{N_D}{N_{\text{EIN}} \Delta T} \quad (\text{VIII.7})$$

Daraus lassen sich die statistischen Kenngrößen ermitteln:

$$\tau_D = \frac{\Delta T}{N_{\text{EIN}}} \sum_i N_D \cdot i \quad (\text{VIII.8})$$

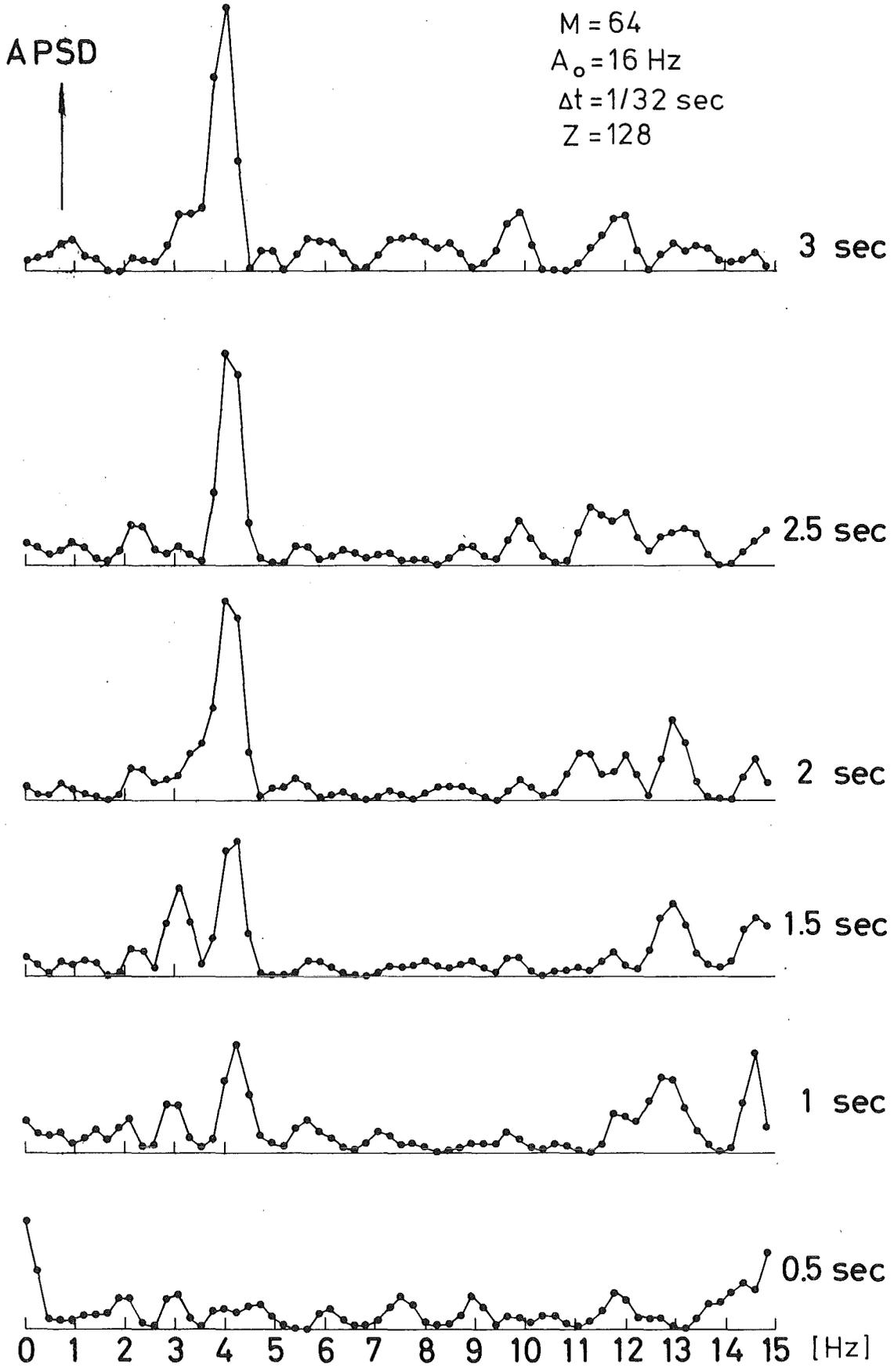


Abb.32 Typisches Zeitverhalten einer Resonanz in der APSD

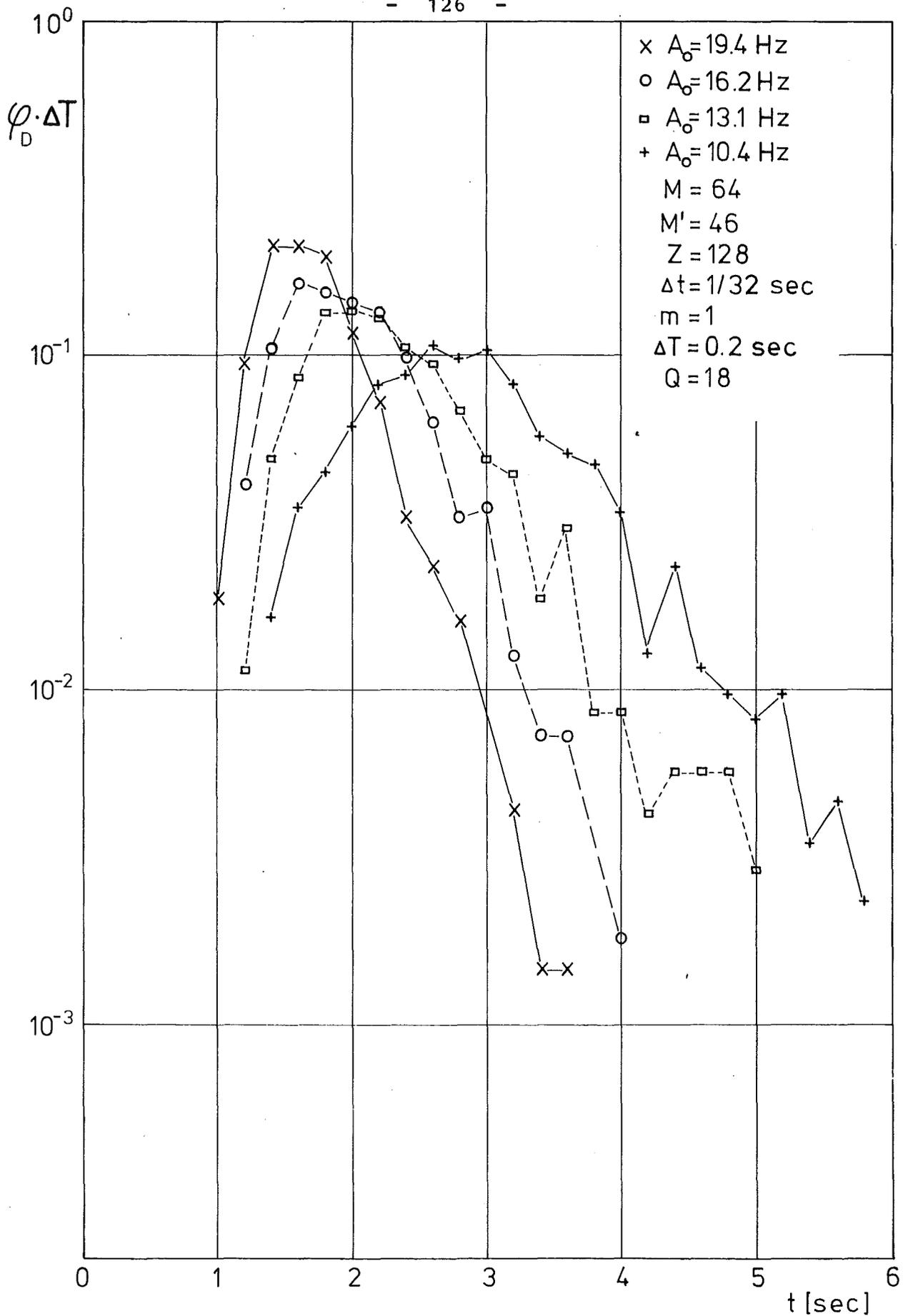


Abb.33 Nachweiswahrscheinlichkeit bei verschiedenen Signalamplituden (integrales Na - Sieden)

und

$$\sigma_D^2 = \frac{1}{N_{\text{EIN}}} \sum_i N_D (i \cdot \Delta T - \tau_D)^2 \quad (\text{VIII.9})$$

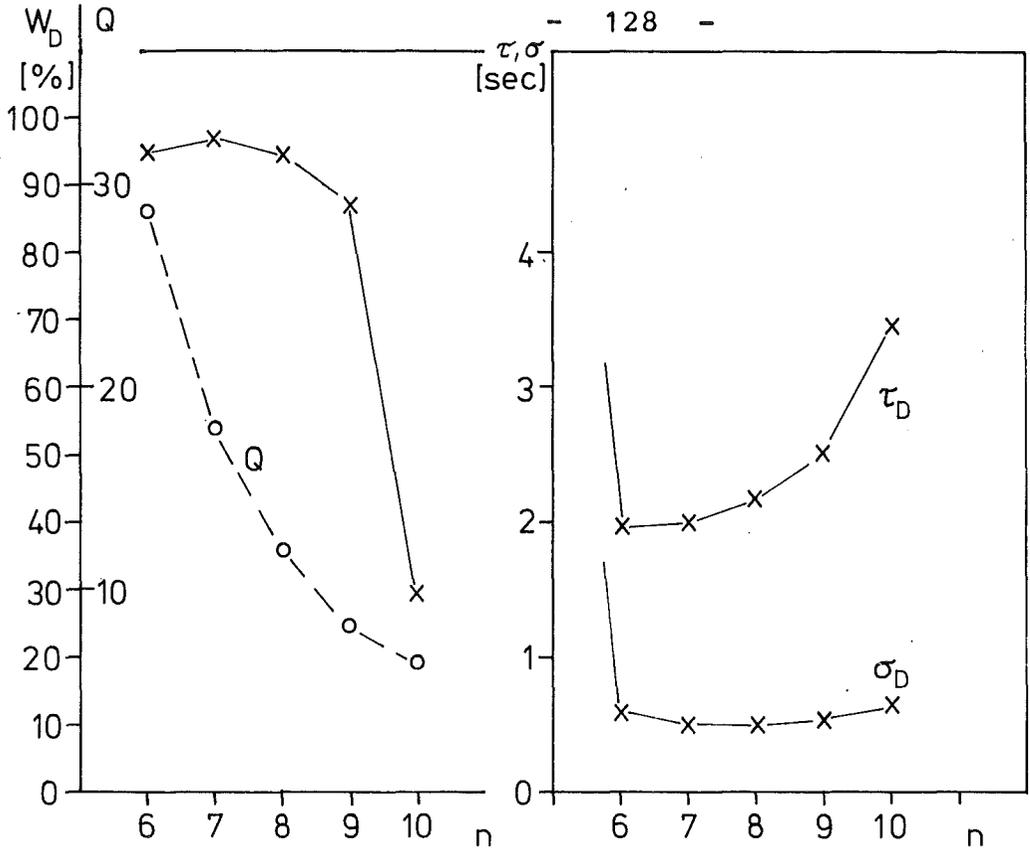
Der innerhalb der zulässigen Nachweiszeit t_0 nachgewiesene Anteil W_D der Oszillationen berechnet sich zu

$$W_D = \int_0^{t_0} \varphi_D dt = \sum_{i=1}^{t_0/\Delta T} \frac{N_D}{N_{\text{EIN}}} \quad (\text{VIII.10})$$

wobei t_0 ganzes Vielfaches von ΔT ist.

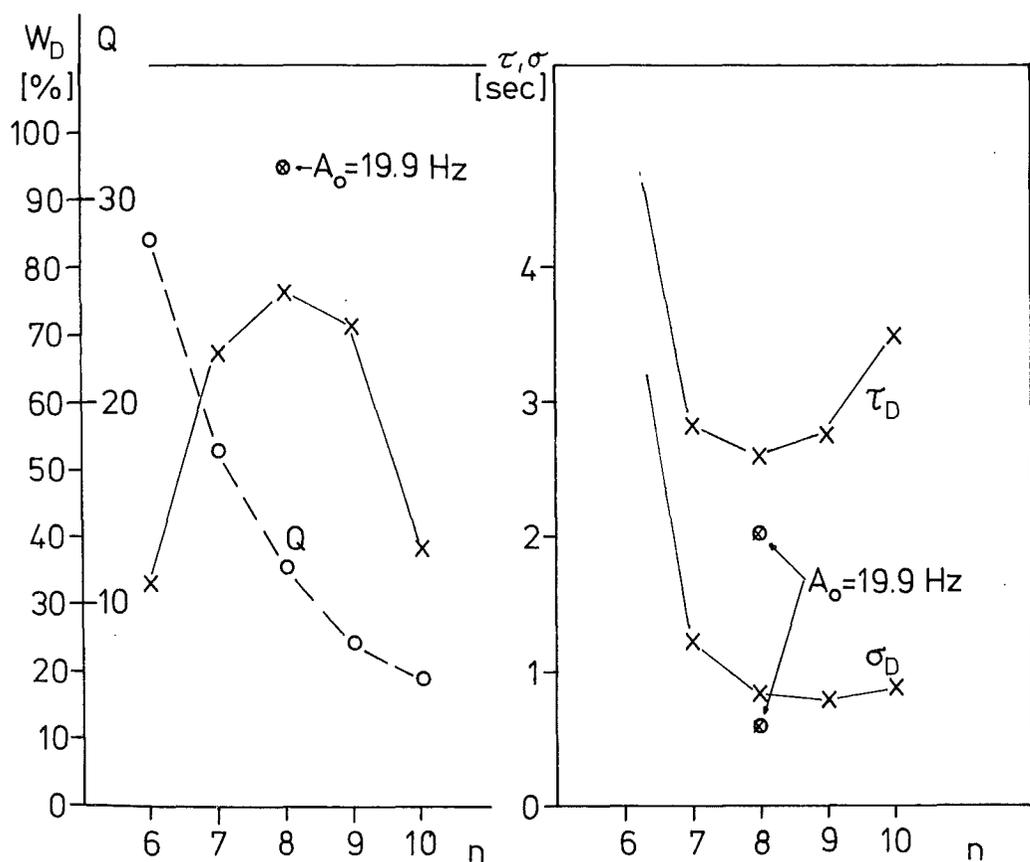
In den Abb.34a,b und 35a,b sind die drei Größen τ_D , σ_D und W_D in Abhängigkeit verschiedener relevanter Parameter eingetragen.

Zunächst zeigt Abb.34a den Einfluß unterschiedlicher Zeitkonstanten auf die Verteilung der Nachweisdauer. Dabei wurden die nach Gl.(IV.30) für $m=1$ berechneten Schwellwerte Q benutzt; die Oszillationsamplitude x_{eff} wurde derart gewählt, daß die Bedingung Gl.(IV.49) mit dem theoretischen Wert $A_0 = 16.2$ Hz für die optimale Analysatoranordnung (IV.57) erfüllt war. Die experimentellen Ergebnisse zeigen deutlich, daß die größte Nachweiswahrscheinlichkeit W_D bei der Mittelungskonstanten $Z=128$ erreicht wird, was mit den theoretischen Resultaten Gl.(IV.51) bzw. (IV.57) übereinstimmt. Die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit $W_D = 97.2\%$ für die Nachweiszeit $t_0 = 3$ sec ist mit einem statistischen Fehler von etwa 4% behaftet und liegt somit im bei den Rechnungen zugrunde gelegten Bereich $90\% < W_D < 99\%$. Beim optimalen Wert Z_{opt} durchläuft sowohl die mittlere Nachweisdauer τ_D als auch die zugehörige Varianz σ_D ein Minimum. Dies bestätigt sich auch in Abb.34b, wo die Meßergebnisse für den Fall $\Delta t = 1/64$ sec eingetragen sind. Da in beiden Fällen der Frequenzbereich $\Delta F = 1.75 \div 13$ Hz überwacht wurde, reduziert sich hier die zu beobachtende Punktzahl auf $M'=23$. Die optimale Zeitkonstante liegt



M = 64
M' = 46
Z = 2ⁿ
Δt = 1/32 sec
A₀ = 16.2 Hz
t₀ = 3 sec
m = 1

Abb. 34a



M = 64
M' = 23
Z = 2ⁿ
Δt = 1/64 sec
A₀ = 16.2 Hz
t₀ = 3 sec
m = 1

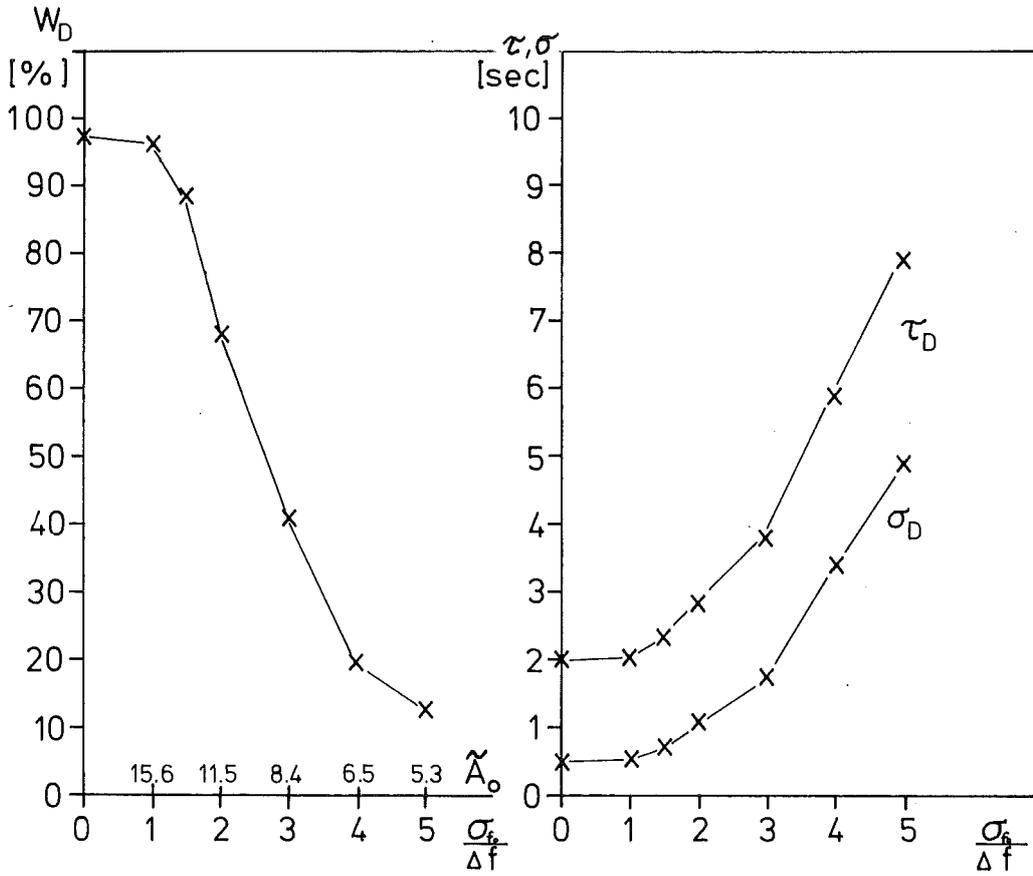
Abb. 34 b

Abb.34 Experimentelle Parameterstudien zur Nachweiswahrscheinlichkeit (integrales Na - Sieden)

in Abb.34b bei $Z=256$, wodurch ebenfalls die theoretisch abgeleitete Bedingung Gl.(IV.51) erfüllt wird. Nach Tabelle 3 ist jedoch die Nachweisempfindlichkeit bei $M=64$, $M'=23$, $\Delta t = 1/64$ sec, $Z = 256$ geringer als für den Fall $M=64$, $M'=46$, $\Delta t = 1/32$ sec, $Z=128$. Dies wird ebenfalls in Abb.34b bestätigt durch das maximale $W_D = 76.5\%$ bei $A_0 = 16.2$ Hz. Erst für den in Tabelle 3 angegebenen theoretischen Wert $A_0 = 19.9$ Hz wird auch eine experimentelle Nachweiswahrscheinlichkeit von $W_D = 95\%$ erreicht.

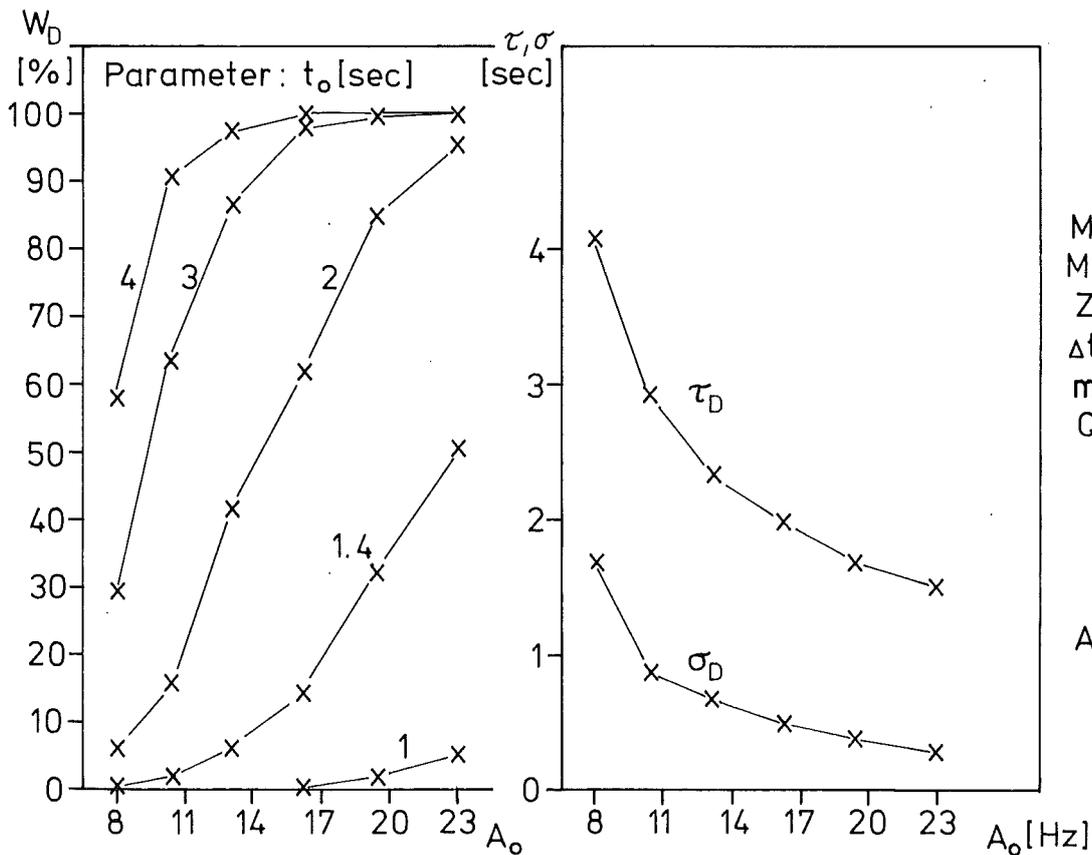
Wie aus den Abb.34a,b zu entnehmen ist, wird bei kleinen Zeitkonstanten T_{RC} die Nachweiswahrscheinlichkeit W_D reduziert, da sich die Varianz σ_D^2 wegen der schlechten Mittelung in der APSD und den daraus resultierenden großen statistischen Schwankungen vergrößert. Da die Spektralwerte χ^2 -verteilt sind, wird somit auch der Mittelwert τ_D zu größeren Werten hin verschoben. Bei großen Zeitkonstanten T_{RC} dagegen benötigen die Resonanzen zu lange Zeit, um im RC-gemittelten Spektrum den Schwellwert zu überschreiten. Dadurch wird der Mittelwert τ_D zu großen Nachweiszeiten hin verschoben. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen also gut die theoretisch vorhergesagte Optimalkonfiguration des Analysators.

Abb.35a zeigt die Ergebnisse der Simulationsversuche für verschiedene Werte der Frequenzunschärfe σ_{f_0} der Oszillationsfrequenz f_0 . Der Einfluß einer nicht-stabilen Oszillationsfrequenz auf die Nachweiswahrscheinlichkeit ist für $\sigma_{f_0} \geq \Delta f$ beträchtlich, die Nachweisdauer τ_D und die Varianz σ_D steigen schnell an. Der mit Gl.(IV.56) beschriebene Zusammenhang zwischen Frequenzunschärfe und Resonanzhöhe kann durch eine reduzierte Oszillationsamplitude \tilde{x}_{eff} berücksichtigt werden:



$M = 64$
 $M' = 46$
 $Z = 128$
 $\Delta t = 1/32 \text{ sec}$
 $A_0 = 16.2 \text{ Hz}$
 $t_0 = 3 \text{ sec}$
 $m = 1$
 $Q = 18$

Abb. 35a



$M = 64$
 $M' = 46$
 $Z = 128$
 $\Delta t = 1/32 \text{ sec}$
 $m = 1$
 $Q = 18$

Abb. 35b

Abb. 35 Experimentelle Parameterstudien zur Nachweiswahrscheinlichkeit (integrales Na-Sieden)

$$\tilde{x}_{\text{eff}}^2 \stackrel{\text{df.}}{=} x_{\text{eff}}^2 \cdot \Theta \left(\frac{(2m+1)\Delta f}{2\sigma_{f_0}} \sqrt{2} \right) \quad (\text{VIII.11})$$

Eine Oszillation wird entsprechend der Bedingung (IV.49) nachgewiesen, wenn für ihre Amplitude mindestens gilt

$$x_{\text{eff}}^2 = A_0 \langle S_u(f_0) \rangle$$

Aus Gl.(VIII.11) folgt damit

$$\tilde{x}_{\text{eff}}^2 = A_0 \cdot \Theta \cdot \langle S_u(f_0) \rangle \quad (\text{VIII.12})$$

Die Oszillationsamplitude \tilde{x}_{eff} erfüllt also nicht mehr die Bedingung (IV.49); die Nachweiswahrscheinlichkeit wird folglich reduziert und entspricht der einer Oszillation, deren Amplitudenquadrat um den Faktor $\tilde{A}_0 = A_0 \cdot \Theta$ über dem Wert $\langle S_u(f_0) \rangle$ der APSD liegt. Die Werte für \tilde{A}_0 sind in Abb.35a eingetragen. Der experimentell ermittelte Zusammenhang zwischen der Oszillationsamplitude x_{eff} und der Nachweiswahrscheinlichkeit ist in Abb.35b für verschiedene maximale Nachweiszeiten t_0 wiedergegeben. Als Abszisse ist nicht die Amplitude selbst, sondern das Verhältnis

$$A_0 = \frac{x_{\text{eff}}^2}{S_G(f_0)}$$

aufgetragen. Die untere Nachweisgrenze für oszillatorische Signale ist deutlich durch ihre Amplitude bestimmt. Diese Eigenschaft erklärt sich aus dem quadratischen Zusammenhang zwischen Resonanzhöhe in der APSD und x_{eff} nach Gl.(IV.48). Mit zunehmender Oszillationsamplitude sinkt erwartungsgemäß die Varianz σ_D^2 sowie die mittlere Nachweisdauer τ_D (siehe auch Abb.33), da die statistischen Schwankungen in der APSD das Wachstum der Resonanzen nur noch wenig beeinflussen. Vergleicht man die Werte für W_D bei \tilde{A}_0 aus Abb.35a mit den zugehörigen Werten in Abb.35b, so erkennt man, daß die Frequenzunschärfe gut

durch Gl.(VIII.12) beschrieben wird. Nach Abb.35a verursacht z.B. eine Frequenzunschärfe von $2\sigma_{f_0} = 4\Delta f$ eine Reduktion der Nachweiswahrscheinlichkeit auf $W_D \approx 70\%$. Geht man mit dem reduzierten Wert $\hat{A}_0 = A_0 \cdot \ominus = 11.5 \text{ Hz}$ in Abb.35b ein, so ergibt sich dort für $t_0 = 3 \text{ sec}$ ebenfalls der Wert $W_D = 70\%$. Der mit Gl.(IV.56) beschriebene Zusammenhang zwischen Frequenzunschärfe und Resonanzhöhe ist damit durch die experimentellen Ergebnisse im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt. Instabilitäten in der Frequenz verringern also deutlich die Nachweiswahrscheinlichkeit und damit die Empfindlichkeit der Nachweismethode. So wird die untere Nachweisgrenze für Oszillationsamplituden nach Gl.(VIII.12) um etwa 57% erhöht, falls die Oszillationsfrequenz mit einer Frequenzunschärfe von $2\sigma_{f_0} = 8 \cdot \Delta f = 2 \text{ Hz}$ ($\Delta f = 0.25 \text{ Hz}$) behaftet ist. Für genauere Abschätzungen zur Bestimmung der noch nachweisbaren Siedesignale ist darum eine möglichst genaue Kenntnis des zu erwartenden Signals in bezug auf Amplituden- und Frequenzverhalten erforderlich.

2. Lokales Na-Sieden

Wie beim integralen Na-Sieden wurde auch bei der Simulation lokalen Siedens die statistische Verteilung φ_D der Nachweisdauer sowie ihre Kerngrößen τ_D , σ_D^2 und W_D gemessen. Abb.36 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichte φ_D bei verschiedenen Oszillationsamplituden, wie sie durch Überwachung der APSD im Frequenzbereich $\Delta F = 8.6 \div 40.6 \text{ Hz}$ bei einem Überwachungszyklus $\Delta T = 1 \text{ sec}$ gemessen wurde. Die Verteilung φ_D sowie die Meßgrößen τ_D , σ_D und W_D wurden nach Gl.(VIII.7-10) aus der Zahl N_{EIN} der Zuschaltungen des Siedesignals und der Zahl N_D der Nachweise in den Zeitintervallen $(i-1)\Delta T \leq t \leq i \cdot \Delta T$, $i=1, \dots, 100$, berechnet. Die Abb.37,38 zeigen Meßergebnisse der Simulationsversuche. Der Einfluß unterschiedlicher Zeitkonstanten auf die Verteilung der Nachweisdauer ist in Abb.37a dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hat

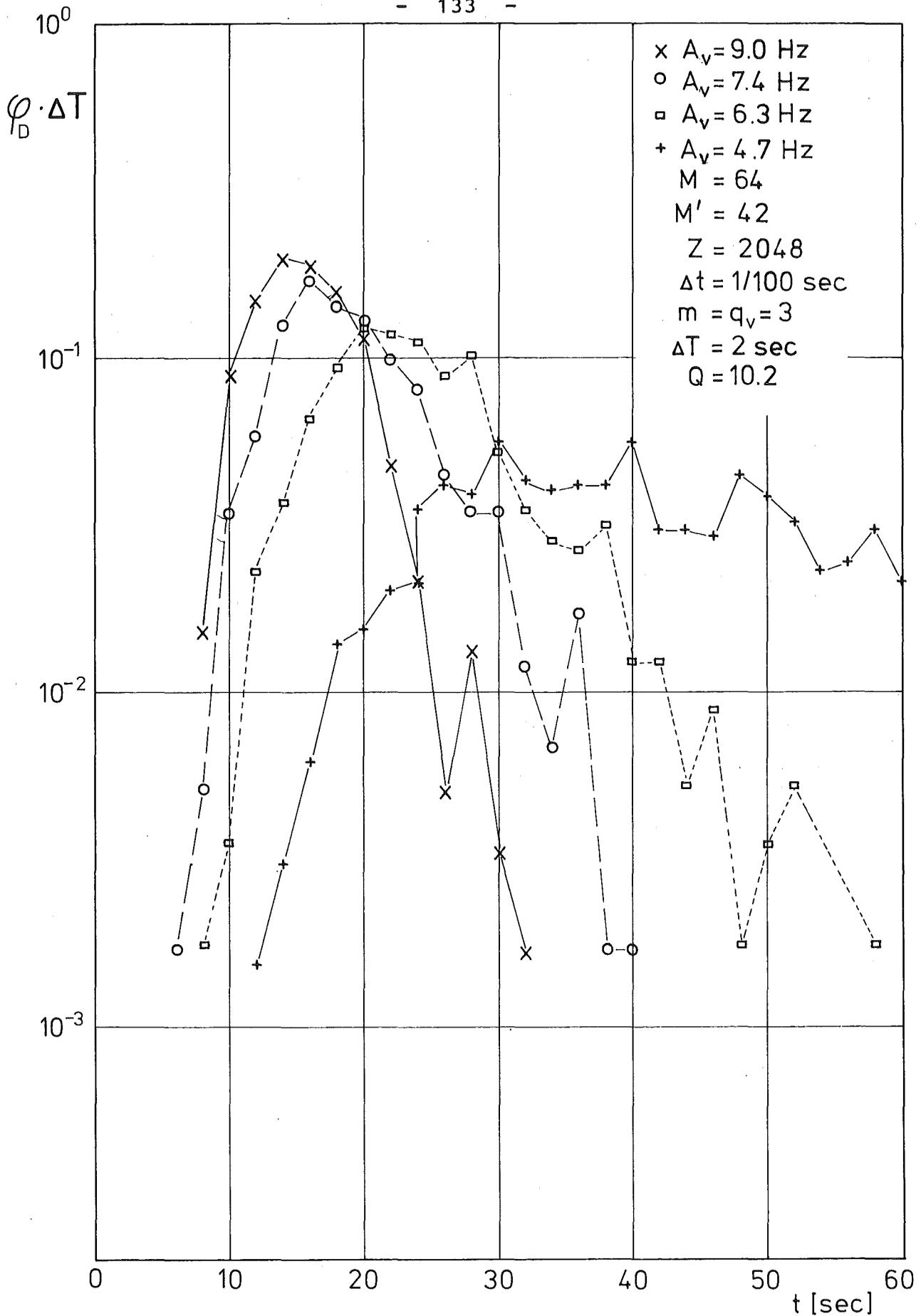


Abb.36 Nachweiswahrscheinlichkeit bei verschiedenen Signalamplituden (lokales Na-Sieden)

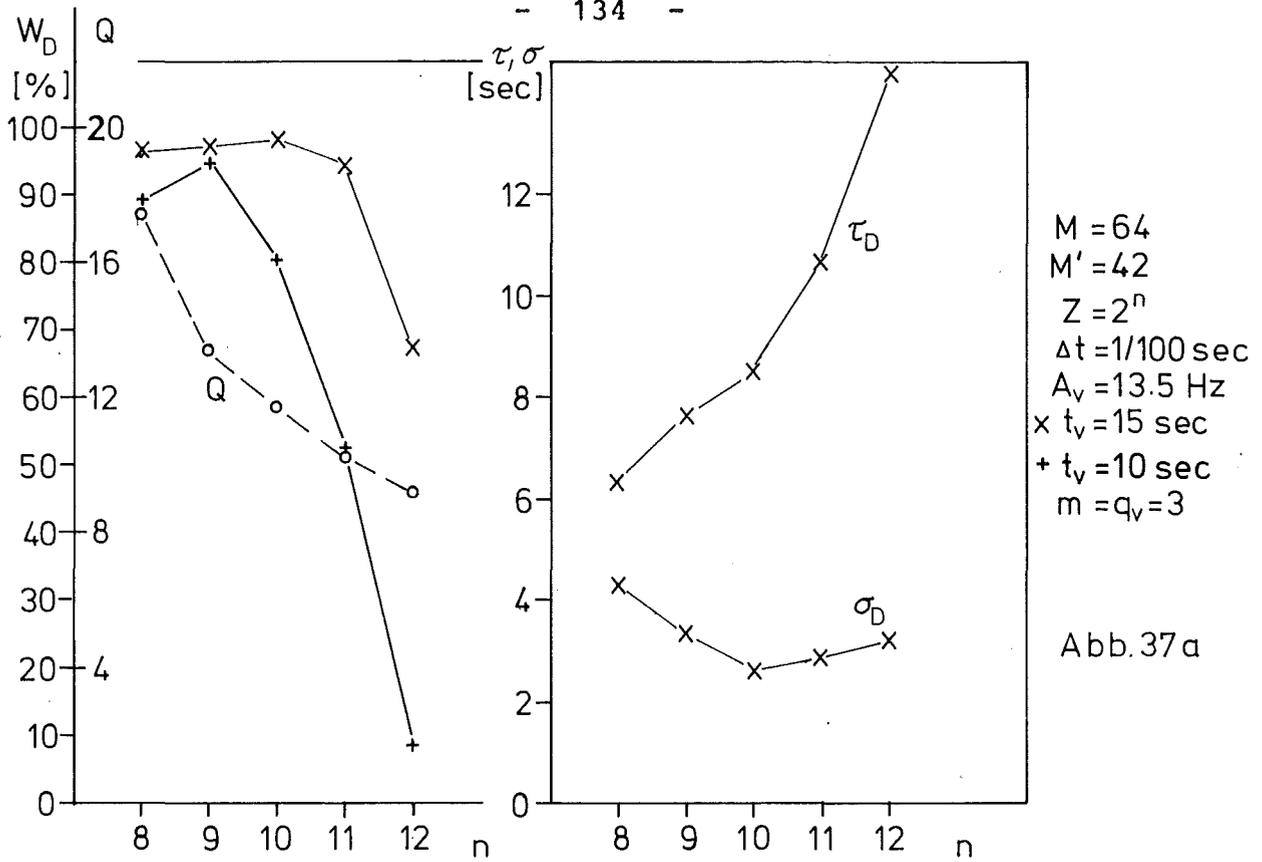


Abb. 37a

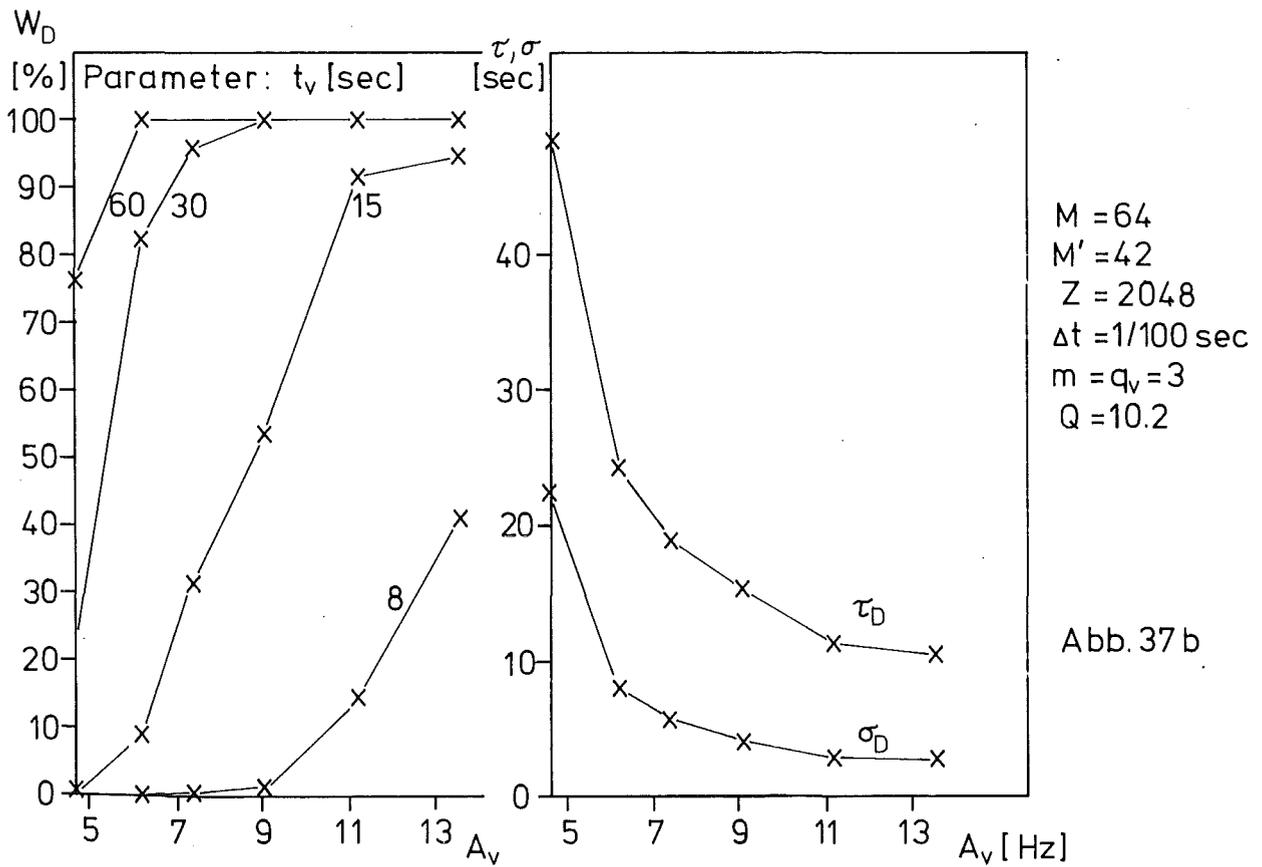
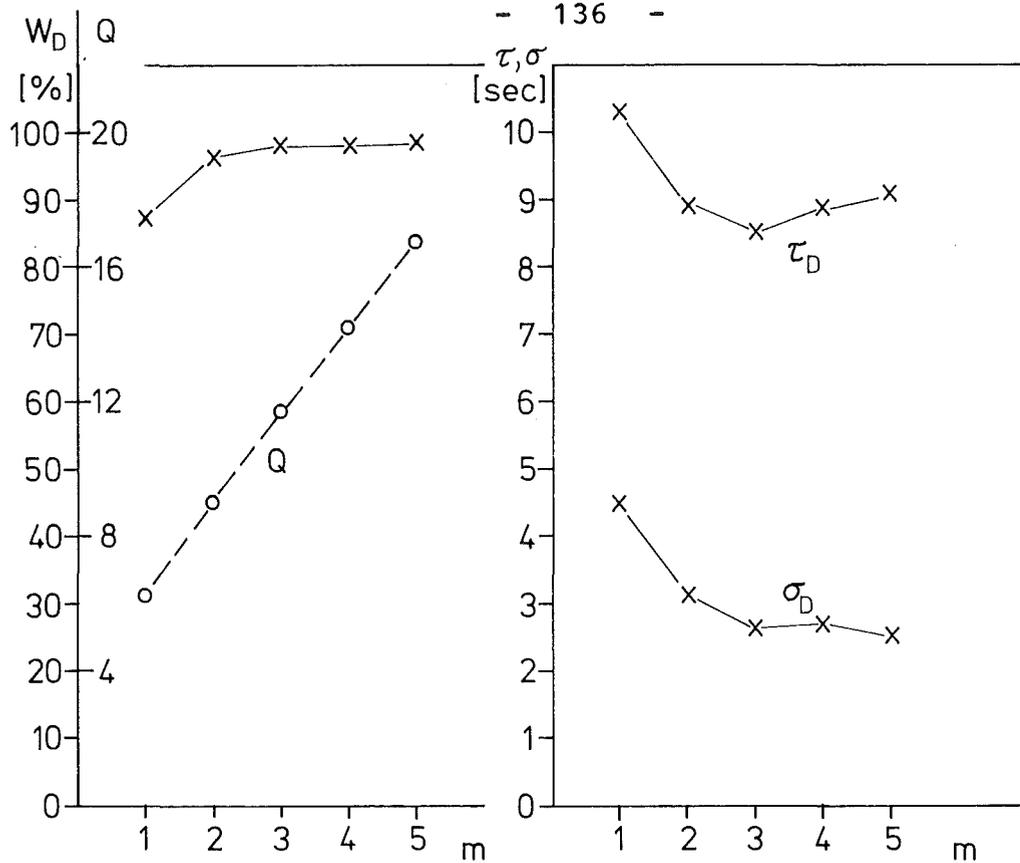


Abb. 37b

Abb. 37 Experimentelle Parameterstudien zur Nachweiswahrscheinlichkeit (lokales Na - Sieden)

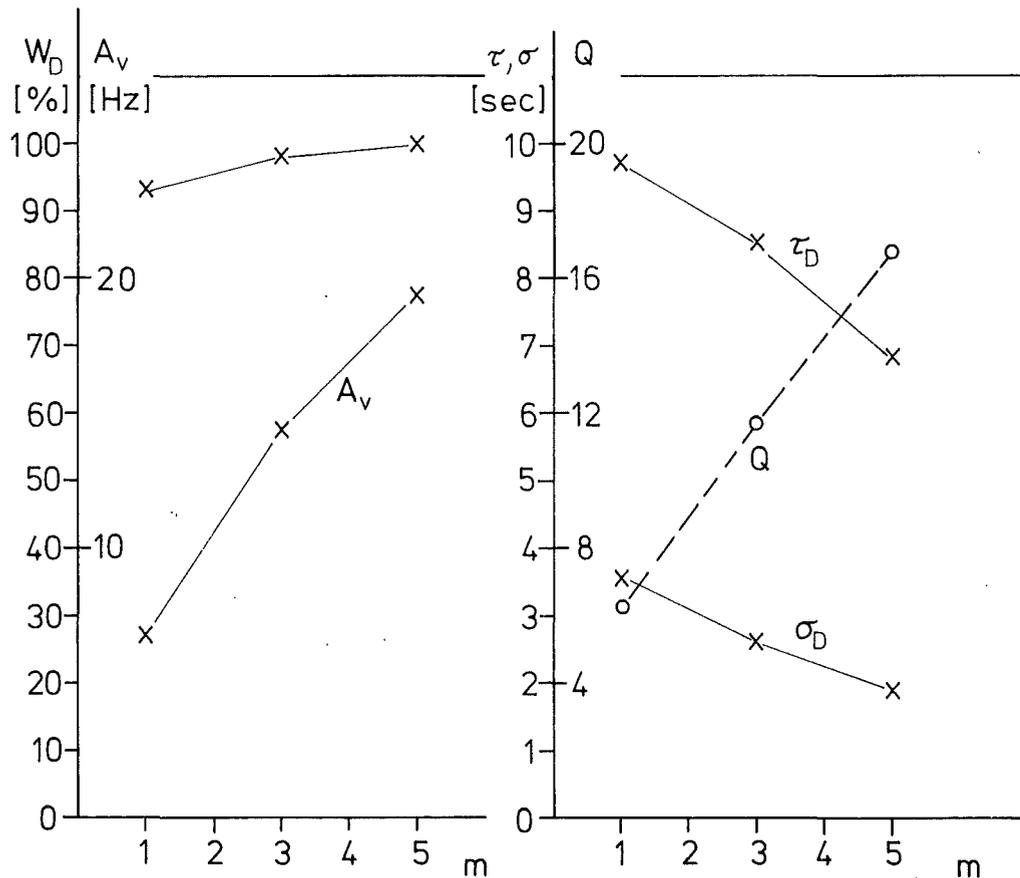
für den dargestellten Fall ihr Maximum $W_D = 98.1\%$ bei $Z=1024$, was die theoretischen Ergebnisse für die angegebenen Parameterwerte bestätigt. Die Schwellwerte wurden nach Gl. (IV.30) berechnet. Auch hier erklärt sich das Maximum von W_D - wie beim integralen Siedenachweis - aus zwei gegenläufigen Effekten: die Nachweiswahrscheinlichkeit verringert sich bei kleinen Zeitkonstanten infolge der wachsenden Varianz der Nachweisdauer, während bei großen Zeitkonstanten die Abnahme auf die stark anwachsende mittlere Nachweisdauer zurückzuführen ist.

Abb.37b zeigt die Abhängigkeit der statistischen Parameter W_D , τ_D , σ_D von der Oszillationsamplitude für verschiedene zulässige Nachweiszeit t_v . Als Amplitude ist das Verhältnis $A_v = \frac{x_{\text{eff}}}{S_G(f)}$ aufgetragen. Eine geringe Unterschreitung der theoretisch vorhergesagten Amplitudengrenzen für oszillatorische Signale reduziert beträchtlich die Nachweismöglichkeit. Die Ergebnisse ähneln prinzipiell denen bei integralem Sieden, obwohl eine viel größere Resonanzbreite von $2\sigma_v = 6 \cdot \Delta f = 4.7 \text{ Hz}$ vorlag. Dies bestätigt die Gültigkeit der theoretischen Überlegungen für beide Siedeformen. Man erkennt deutlich aus Abb.37a,b, daß größere Werte von t_v eine erhöhte Nachweiswahrscheinlichkeit und damit Nachweisempfindlichkeit zulassen, da durch erneute Optimierung bzw. Vergrößerung der Zeitkonstanten die Zahl der Freiheitsgrade erhöht und somit die Schwellwerte in der APSD reduziert werden können. In weiteren Simulationsexperimenten wurde untersucht, inwieweit die Summationsgrenzen m die Nachweisempfindlichkeit beeinflussen. Abb.38a zeigt den Verlauf von W_D , τ_D und σ_D in Abhängigkeit von m . Die Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht bei $m=3$ ihr Maximum und bestätigt damit die Forderung $m=q_v$. Bei größeren Werten von m erfolgt keine weitere Verbesserung, wohl aber ein Anstieg der mittleren Nachweiszeit τ_D . Unter der Bedingung $m=q_v$ ist in Abb.38b der experimentell bestimmte Zusammen-



M = 64
M' = 42
Z = 1024
Δt = 1/100 sec
A_v = 13.5 Hz
t_v = 15 sec
q_v = 3

Abb. 38 a



M = 64
M' = 42
Z = 1024
Δt = 1/100 sec
t_v = 15 sec
q_v = m

Abb. 38 b

Abb.38 Experimentelle Parameterstudien zur Nachweiswahrscheinlichkeit (lokales Na-Sieden)

hang zwischen Resonanzbreite und Nachweisempfindlichkeit dargestellt, wenn die Amplituden der simulierten Siedesignale gleich sind den theoretisch berechneten, eingezeichneten Nachweisgrenzen A_V . Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist über einen weiten Bereich nahezu konstant und bestätigt damit die theoretische Abschätzung $90\% < W_D < 99\%$ in guter Näherung. Allerdings scheint die berechnete Nachweisgrenze A_V bei kleinen Werten von $q_V = m$ etwas zu niedrig zu liegen.

Insgesamt werden die theoretischen Ergebnisse durch die Messungen mit den simulierten Siedesignalen gut bestätigt, so daß die Voraussetzungen zur Ableitung der Formeln und Berechnung der Nachweisempfindlichkeiten als gerechtfertigt erscheinen. Weiterhin haben die Messungen gezeigt, daß das entwickelte Überwachungskonzept geeignet ist, schnell und sicher oszillatorische Anteile in Rauschsignalen nachzuweisen, falls genügend genaue Kenntnisse über das zu detektierende Signal vorliegen.

IX. Zusammenfassende Aussagen über den möglichen Nachweis
plötzlich auftretender oszillatorischer Signalanteile
im Rauschen

Nach den bisherigen in den Abschnitten III. bis VIII. dargestellten Untersuchungen ist die vorgestellte Überwachungsanordnung geeignet, in einem Rauschsignal plötzlich auftretende oszillatorische Signalanteile durch kontinuierliche Überwachung der spektralen Autoleistungsdichte (APSD) des Meßsignals nachzuweisen, falls gewisse Voraussetzungen erfüllt sind. Im einzelnen sind folgende Ergebnisse relevant:

- 1) Es konnten theoretisch allgemeine Kriterien entwickelt werden, mit deren Hilfe die jeweils günstigste Anordnung zum schnellen Nachweis plötzlich auftretender oszillatorischer Signalanteile in einem Rauschsignal durch Überwachung der APSD berechnet werden kann. Unter Berücksichtigung der Forderung nach möglichst geringer Fehlalarmwahrscheinlichkeit kann die Nachweisempfindlichkeit dieser optimalen Überwachungsanordnung berechnet werden. Dabei beziehen sich die theoretischen Überlegungen auf Rauschsignale mit normalverteilten Amplituden. Experimentelle Untersuchungen bestätigen die theoretischen Ergebnisse bezüglich Fehlalarmwahrscheinlichkeit und Nachweisempfindlichkeit an der entwickelten Überwachungsanordnung. Die untere Nachweisgrenze für oszillatorische Signalanteile in einem Rauschsignal kann für beliebige Analysatorparameter unter der Voraussetzung berechnet werden, daß innerhalb der maximal zulässigen Nachweiszeit nach Auftreten des gesuchten Signals dessen Frequenz innerhalb einer gewissen Bandbreite um eine mittlere Frequenz schwankt. Dabei sind die vorliegenden theoretischen und experimentellen Ergebnisse gültig, solange nur innerhalb eines kleinen Frequenzintervalls um die betrachtete Analysierfrequenz das Rauschsignal

näherungsweise normalverteilte Amplituden besitzt. Entsprechende Messungen zeigten, daß selbst ausgeprägte Resonanzen in der APSD keine erhöhte Fehlalarmrate hervorrufen.

- 2) Die Nachweismethode beruht auf der kontinuierlichen Überwachung der APSD des Meßsignals. Die für oszillatorische Signalanteile typischen Resonanzen werden relativ zu einem Referenzspektrum detektiert, das kontinuierlich - jedoch mit einer sehr viel größeren Zeitkonstanten T_G - aus demselben Meßsignal berechnet wird. Dadurch werden Langzeitänderungen der Frequenzabhängigkeit und im Betrag der Referenz-APSD berücksichtigt, wenn sie mit Zeitkonstanten größer als T_G vor sich gehen, d.h. derartige Änderungen erzeugen keine Fehlalarme.
- 3) Mit dem entwickelten Nachweiskonzept werden nur Relativänderungen in der APSD in Form von Resonanzen erfaßt, die einen gewissen durch die geforderte Fehlalarmwahrscheinlichkeit bestimmten Schwellwert überschreiten. Durch diese Relativüberwachung ist die Nachweismethode unabhängig vom Betrag und vom frequenzabhängigen Verlauf der APSD des Rauschsignals. Angewandt auf die Überwachung von Neutronendetektorsignalen an Kernreaktoren bedeutet dies, daß die Überwachungsmethode unabhängig ist von der speziellen Frequenzabhängigkeit der APSD des Neutronenflußrauschens. Sie ist außerdem unempfindlich gegen langsame Änderungen in der Detektorempfindlichkeit und der Reaktorleistung sowie gegen Driften der Verstärkerkanäle.
- 4) Das Überwachungskonzept basiert auf der Überwachung der APSD der Signale aus zwei getrennten Meßkanälen. Wesentliches Kriterium für den sicheren Nachweis einer "echten" Resonanz ist die Koinzidenzforderung,

die sicherstellt, daß nur solche Schwellwertüberschreitungen zu einem Alarm führen, die in beiden Kanälen zur selben Zeit und bei derselben Frequenz erfolgen. Dadurch werden Fehlalarme infolge nicht gleichzeitig in den Kanälen auftretenden Störungen weitgehend vermieden.

- 5) Für den speziellen Zweck der Überwachung von schnellen Na-gekühlten Reaktoren zum Nachweis von integralem Na-Sieden innerhalb von höchstens 3 Sekunden wurde eine geeignete Konfiguration für die Überwachungsanordnung ermittelt. Es wurden theoretisch und experimentell die unteren Grenzen für die Amplituden der - für integrales Na-Sieden typischen - oszillatorischen Signalanteile derart bestimmt, daß Nachweiswahrscheinlichkeiten größer als 90% erreicht werden. Die Fehlalarmrate ist dabei kleiner als 1/Jahr.
- 6) Die entwickelte Überwachungsanordnung ist ebenfalls geeignet, lokales Na-Sieden nachzuweisen, falls in der APSD des Neutronenflußrauschens eine Resonanz erzeugt wird, deren Frequenz bis zum Nachweis innerhalb einer gewissen Bandbreite um die mittlere Frequenz der zusätzlich erzeugten Neutronenflußmodulationen schwankt. Dann sind die entwickelten Nachweiskriterien geeignet, Optimalkonfiguration und Nachweisempfindlichkeit der Überwachungsanordnung zu bestimmen. Da aber weder die zulässige Nachweisdauer noch die Resonanzform für lokales Sieden genau bekannt sind, konnten in diesem Bericht keine Zahlenangaben bezüglich des optimalen Nachweissystems gemacht werden.
- 7) Messungen unter realistischen Reaktorbedingungen zeigten, daß die Voraussetzungen bezüglich der Verteilung der Schwankungen in der APSD in guter Nä-

herung zutreffen. Selbst im Bereich von Resonanzen sind die aus der χ^2 -Verteilung berechneten Schwellwerte geeignet, eine Überschreitung der zulässigen Fehlalarmrate zu verhindern. Allerdings muß damit gerechnet werden, daß an anderen Reaktoren das Schwankungsverhalten der einzelnen Punkte in der APSD von der χ^2 -Verteilung abweicht und in bestimmten Frequenzbereichen höhere Schwellwerte erforderlich sind. Ebenso ist im Einzelfall zu klären, in welchen Frequenzbereichen betriebsbedingte Regelvorgänge die APSD kurzfristig verändern, so daß dadurch mögliche Fehlalarme durch zeitlich begrenzte Sperrschaltungen vermieden werden.

X. Abschätzungen und Kriterien zum Nachweis von Na-Sieden
am SNR 300 bei Verwendung der betrieblichen Neutronen-
flußinstrumentierung

Die in diesem Bericht entwickelten Kriterien ermöglichen es, für jeden Reaktortyp bei Kenntnis der Frequenzspektren des normalen Neutronenflußrauschens die Nachweisgrenzen für plötzlich auftretende oszillatorische Neutronenflußschwankungen anzugeben. Nach Gl.(IV.49) lautet die Bedingung, daß eine im Rauschsignal auftretende Oszillation der mittleren Frequenz f_0 mit der effektiven Amplitude x_{eff} innerhalb der Zeit t nachgewiesen wird

$$x_{\text{eff}}^2 \geq A(t) \cdot \langle S_u(f_0) \rangle$$

Der Funktionswert $A(t)$ sei bei der jeweils optimalen Konfiguration für das Überwachungssystem berechnet.

Nach Gl.(II.8a) wird ein im Rauschsignal eines Neutronendetektors der Empfindlichkeit W auftretender Signalanteil der Amplitude x_{eff} bei der Frequenz f_0 erzeugt von einer Reaktivitätsstörung mit der Amplitude ρ_{eff} , für die gilt

$$\rho_{\text{eff}}^2 = \frac{x_{\text{eff}}^2}{|H(f_0)|^2 W^2 q^2 F^2}$$

Damit lautet die Bedingung für nachweisbare Reaktivitätsstörungen

$$\rho_{\text{eff}}^2 \geq \frac{A(t)}{|H(f_0)|^2} \frac{\langle S_u(f_0) \rangle}{W^2 q^2 F^2} = \frac{A(t)}{|H(f_0)|^2} \langle S_N(f_0) \rangle \quad (\text{X.1})$$

wobei $S_N(f_0)$ die auf den Gleichanteil normierte APSD

des Neutronendetektorsignals bezeichnet.

An schnellen Na-gekühlten Reaktoren hat die Übertragungsfunktion im interessierenden Frequenzbereich von $f=1 \div 50$ Hz den Betrag

$$|H(f)| = 1 \text{ s}^{-1}$$

Damit lautet die Nachweisbedingung

$$\rho_{\text{eff}}^2 \geq A(t) \langle S_N(f_0) \rangle ,$$

wenn ρ_{eff} in [§] angegeben wird. Solange $|H(f)| = 1 \text{ s}^{-1}$, ist die normierte APSD $S_N(f)$ des Detektorsignals gleich der APSD der normalen betrieblich bedingten Reaktivitätsstörungen:

$$\langle P(f) \rangle = \langle S_N(f) \rangle \quad (\text{X.2})$$

Gl.(X.2) trifft jedoch nur solange zu, wie das Nachweisrauschen gegenüber dem "Leistungsterm" in Gl.(II.7) vernachlässigt werden kann. Je unempfindlicher die Detektoren an einem Leistungsreaktor sind, desto größer wird der Einfluß des Nachweisrauschens; bei hohen Frequenzen dominiert darum in den meisten Fällen dieser Einfluß, so daß die normierte APSD gegeben ist durch

$$\langle S_N(f) \rangle = \frac{\overline{q^2}}{\overline{q^2}_{WF}}$$

Unter der Voraussetzung $\overline{q^2}/\overline{q^2} = 1.2$ /20/ folgt

$$\langle S_N(f) \rangle = \frac{1.2}{W \cdot F} \quad (\text{X.3})$$

Für große Frequenzen wird die APSD also frequenzunabhängig, so daß die Nachweisgrenze (X.1) dort nach (X.3) nur durch die Detektorempfindlichkeit bestimmt wird.

Für den SNR 300 sind weder der absolute Wert noch der relative Verlauf der normierten APSD $S_N(f)$ bekannt. Messungen an vergleichbaren Reaktoren stehen im interessierenden Frequenzbereich nicht zur Verfügung. Für weitere Abschätzungen werden darum bekannte Daten einiger Reaktoren zugrunde gelegt.

Wie aus Abb.22 zu entnehmen ist, liegen am FR2 die Werte von $S_N(f)$ bei Frequenzen von 1.5 Hz bis 10 Hz im Bereich

$$S_N(f) = 10^{-9} \div 10^{-12} \text{ sec} .$$

Am FERMI-Reaktor im Frequenzbereich bis 0.2 Hz durchgeführte Messungen der APSD des Neutronenflußrauschens /21/ gestatten unter der Annahme, daß die APSD bei Frequenzen oberhalb 0.2 Hz proportional zu f^{-2} abfällt, für Frequenzen größer als 2 Hz die Abschätzung

$$S_N(f) \leq 10^{-8} \text{ sec} .$$

Bei Messungen am HFIR /22/ lag die normierte APSD im Bereich zwischen 2 Hz und 10 Hz bei

$$S_N(f) = 10^{-8} \div 10^{-9} \text{ sec} .$$

Neueste Messungen am KNK /23/ lieferten für Frequenzen oberhalb 2 Hz den Wert

$$S_N(f) \leq 3 \cdot 10^{-9} \text{ sec} ;$$

der Beitrag des Nachweisrauschens dominierte ab etwa 4 Hz und lieferte den konstanten Wert

$$S_N(f) \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ sec} .$$

Für die weiteren Abschätzungen wird also pessimistisch vorausgesetzt, daß für die APSD am SNR 300 im Frequenz-

bereich zwischen 1.5 Hz und 15 Hz die obere Grenze der zitierten Meßwerte von

$$S_N(f) = 10^{-8} \text{ sec} \quad (\text{X.4})$$

vorliegt. Im Frequenzbereich $\Delta F = 10+50$ Hz soll entsprechend gelten

$$S_N(f) = 10^{-9} \text{ sec} . \quad (\text{X.5})$$

Werden günstigerweise die Signale der am SNR 300 sowieso vorgesehenen Neutronendetektoren zur Siedeüberwachung herangezogen, so begrenzt die Empfindlichkeit bzw. das Nachweisrauschen dieser Detektoren die APSD zu kleinen Werten hin. Nach /24/ beträgt die Empfindlichkeit der für Leistungsbetrieb vorgesehenen Ionisationskammern

$$W = 4 \cdot 10^{-10} \text{ Nachweise/Spaltung} .$$

Am SNR 300 beträgt die Spaltrate F bei Leistung ($730 \text{ MW}_{\text{th}}$)

$$F = 2.26 \cdot 10^{19} \text{ Spaltungen/sec} .$$

Das Nachweisrauschen hat also nach (X.3) eine APSD von

$$S_N(f) = 1.33 \cdot 10^{-10} \text{ sec} ; \quad (\text{X.6})$$

durch diesen Wert ist über Gl.(X.1) in den Frequenzbereichen die untere Nachweisgrenze bestimmt, in denen der Einfluß des "Leistungsrauschens" zu vernachlässigen ist.

Dieses Ergebnis zeigt durch Vergleich mit (X.4) und (X.5) aber auch, daß der Beitrag des Nachweisrauschens so niedrig liegt, daß er für die folgenden Abschätzungen zu vernachlässigen ist. Falls also Detektorempfindlich-

keit und/oder Spaltrate am SNR 300 nicht wesentlich absinken, ist die vorgesehene Neutronenflußinstrumentierung zur Siedeüberwachung geeignet. Allerdings ist noch zu prüfen, ob infolge der großen Entfernung der Detektoren (Abb.39) vom eigentlichen Reaktorcore Neutronenflußschwankungen im Frequenzbereich bis etwa 50 Hz durch Dispersion der Neutronenwellen gedämpft werden. Nach neueren Untersuchungen /25/ ist jedoch eine Dispersion oder überproportionale Dämpfung von Neutronenflußschwankungen gegenüber dem mittleren Neutronenfluß im Blanket und in der Abschirmung in diesem Frequenzbereich auszuschließen. Für die Rauschmessungen kann folglich mit der gleichen Detektorempfindlichkeit gerechnet werden wie bei der betrieblichen Leistungsmessung. Insgesamt scheint es also möglich, die betriebliche Neutronenflußinstrumentierung bei entsprechender Auslegung der Meßkanäle zur Siedeüberwachung heranzuziehen.

Das Auftreten von Na-Sieden in einem natriumgekühlten Reaktor bedeutet lokalen Kühlmittelverlust, der infolge des Voideffekts Reaktivitätsstörungen hervorruft. Falls die bisherigen Vorstellungen über den zeitlichen und örtlichen Verlauf des Siedevorgangs zutreffen und somit die erzeugten Reaktivitätsmodulationen Neutronenflußschwankungen erzeugen, die mit den bei der Simulation nachgewiesenen oszillatorischen Signalen vergleichbar sind, können mit Hilfe der Bedingung (X.1) aus (X.4) und (X.5) die Corebereiche abgeschätzt werden, in denen die Überwachungsanordnung einen sicheren Siedenachweis ermöglicht. Zu den wichtigsten Voraussetzungen, die der Siedeverlauf erfüllen muß, gehört, daß innerhalb des Nachweiszeitraums ein oszillatorisches Signal mittlerer Frequenz vorliegt; eine gewisse Varianz der Oszillationsfrequenz ist zugelassen, sie reduziert jedoch die Nachweisempfindlichkeit.

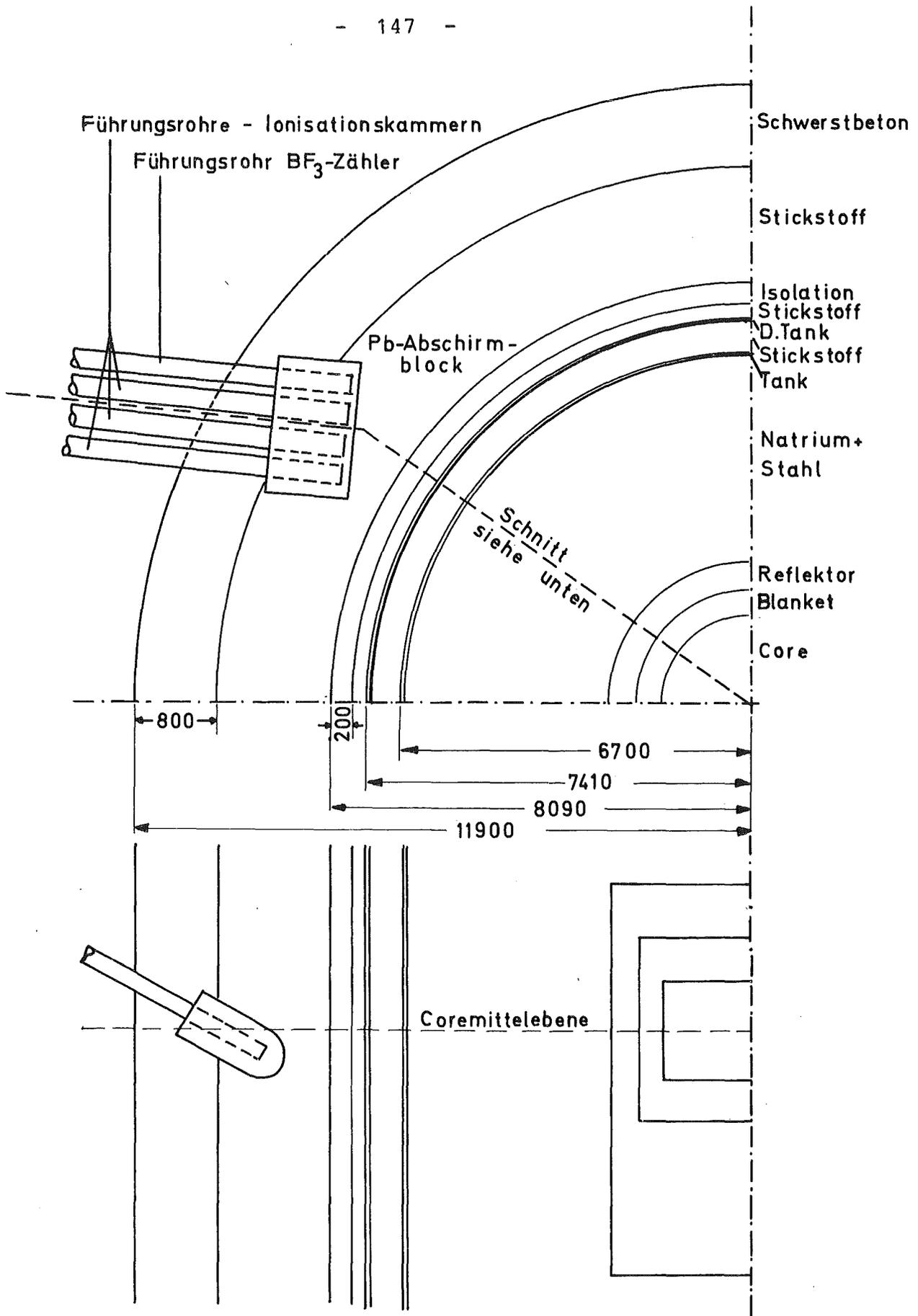


Abb.39 Position einer der vier Neutronenflußmeßgruppen in einem 90°-Querschnittssektor des SNR 300 (Maße in mm)

a) Integrales Na-Sieden

Die für den Nachweis integralen Na-Siedens optimale Konfiguration der Überwachungsanordnung kann nach (IV.58) und (X.1) Reaktivitätssoszillationen der festen Frequenz f_0 mit einer effektiven Amplitude ρ_{eff} innerhalb 3 sec nachweisen, für die gilt

$$\rho_{\text{eff}}^2 \geq 16 \text{ Hz} \cdot \langle S_N(f_0) \rangle, \text{ wobei } |H(f_0)| = 1 \text{ s}^{-1}.$$

Werte der unteren Grenze $\rho_{\text{eff}}^{\text{min}}$ sind in der folgenden Tabelle in Abhängigkeit einer möglichen Frequenzunschärfe σ_{f_0} für eine APSD mit $S_N(f) = 10^{-8} \text{ sec}$ eingetragen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Reaktivitätssoszillationen der Amplitude $\rho_{\text{eff}}^{\text{min}}$ liegt im Bereich $90\% < W_D < 99\%$.

$\sigma_{f_0} \text{ [Hz]}$	$\rho_{\text{eff}}^{\text{min}} \text{ [}\phi\text{]}$
0	$4 \cdot 10^{-2}$
0.5	$4.8 \cdot 10^{-2}$
1.0	$6.35 \cdot 10^{-2}$
1.5	$7.65 \cdot 10^{-2}$

Reine sinusförmige Reaktivitätsschwingungen werden **also** nachgewiesen, wenn für ihre Amplitude $\rho_0 = \sqrt{2} \cdot \rho_{\text{eff}}$ gilt

$$\rho_0 \geq 0.05 \phi ;$$

falls die Oszillationsfrequenz mit einer Unschärfe von $\sigma_{f_0} \approx \pm 1$ Hz behaftet ist, verdoppelt sich die untere Nachweisgrenze:

$$\rho_0 \geq 0.1 \phi \quad . \quad (X.7)$$

Die unteren Grenzen für ρ_0 sind unter pessimistischen Annahmen berechnet, da die APSD i.a. bei Frequenzen oberhalb 2 Hz ungefähr proportional zu f^{-2} abfällt.

Vergleicht man nun die für ρ_0 angegebenen Nachweisgrenzen mit den in Tabelle 1 und Abbildung 6 aufgeführten Werten für die durch idealisiertes Blasensieden erzeugten Reaktivitätsamplituden, so lassen sich für den SNR 300 (Mark Ia-Core) die Corebereiche angeben, die mit der beschriebenen Nachweismethode überwacht werden können. In Abb.6 ist die Nachweisgrenze $\rho_0 = 0.1\phi$ eingetragen. Man erkennt deutlich, daß Schwingungen von Dampfblasen mit Amplituden von $a_b = 20$ cm nahezu im gesamten Corebereich nachgewiesen werden können, wenn durch Überwachung der APSD im Frequenzbereich $\Delta f = 1.5 \div 15$ Hz die 1. Oberwelle mit berücksichtigt wird. Nur im axialen Blanket wird bei einigen Ringzonen die Bedingung (X.7) nicht erfüllt. Davon betroffen ist vor allem die Ringzone 8. Dies erklärt sich aus dem ungünstigen Verlauf des Voidkoeffizienten im axialen Blanket, der dort - wie aus Abb.2 zu entnehmen ist - sein Vorzeichen wechselt. Dieses Ergebnis bezieht sich jedoch nur auf das Beispiel einer idealisierten Dampfblase, deren Volumen mit einer Amplitude von 20 cm oszilliert. Eine allgemeingültige Aussage über die nicht erfaßbaren Corebereiche ist erst möglich, wenn gesicherte Kenntnisse über das zeitliche Verhalten des Voidvolumens vorliegen. Dabei ist besonders wichtig, daß die wahrscheinlichste Amplitude der Volumenschwingung bekannt ist, da hauptsächlich von ihr die Nachweismöglichkeit begrenzt wird. Zusätzlich sind genauere Abschätzungen über das Leistungsrauschen im zu überwachenden Frequenzbereich erforderlich. Die Ergebnisse lassen aber schon jetzt den Schluß zu, daß integrales Na-Sieden, das Dampfblasen er-

zeugt, die innerhalb des eigentlichen Corebereichs oszillieren, mit großer Wahrscheinlichkeit vom entwickelten Überwachungssystem innerhalb 3 sec nach Siedebeginn nachgewiesen werden kann.

b) Lokales Na-Sieden

Die mit der jeweils optimalen Überwachungsanordnung innerhalb der Zeit t_v noch nachweisbaren oszillatorischen Reaktivitätsmodulationen mit mittleren Frequenzen f_v im Frequenzbereich $\Delta F = 5 \text{ Hz} \div 50 \text{ Hz}$ müssen nach (IV.50) und (X.1) die Bedingung

$$\rho_{\text{eff}}^2 \geq A_v(t_v) \langle S_N(f_v) \rangle$$

erfüllen. Mit $S_N(f) = 10^{-9} \text{ sec}$ und den Werten von $A_v(t_v)$ aus Tab.6 lassen sich die Nachweisgrenzen für verschiedene zulässige Nachweiszeiten t_v und verschiedene Resonanzbreiten σ_v angeben. Einige Beispiele sind in der folgenden Tabelle aufgeführt. Sobald die durch lokales Na-Sieden erzeugten effektiven Reaktivitätsamplituden die angegebenen Werte $\rho_{\text{eff}}^{\text{min}}$ überschreiten, werden sie innerhalb der Zeit t_v nachgewiesen; die Nachweiswahrscheinlichkeit für Reaktivitätsmodulationen der Amplitude $\rho_{\text{eff}}^{\text{min}}$ liegt bei $90\% < W_D < 99\%$.

		$\rho_{\text{eff}}^{\text{min}} [10^{-2} \text{ c}]$			
$\sigma_v [\text{Hz}]$	$t_v [\text{sec}]$	15	30	60	120
1,56		1,05	0,92	0,82	0,74
2,34		1,19	1,05	0,95	0,86
3,91		1,40	1,26	1,14	1,04
4,70		1,49	1,34	1,21	1,12

Die Nachweisgrenzen liegen alle bei Werten um $10^{-2} \phi$, so daß als grobe Abschätzung die Nachweisbedingung gilt

$$\rho_{\text{eff}} \geq 10^{-2} \phi \quad (\text{X.8})$$

Im Frequenzbereich, in dem das Leistungsrauschen am SNR 300 gegen das Nachweisrauschen zu vernachlässigen ist, wird die APSD durch den Wert (X.6) gegeben. Dann liegt die Nachweisgrenze tiefer und die Nachweisbedingung lautet

$$\rho_{\text{eff}} \geq 0.4 \cdot 10^{-2} \phi$$

Unter der Voraussetzung des idealisierten lokalen Na-Siedens nach Gl.(II.4) kann für ein bestimmtes Dampfblasenvolumen aus Abb.2 der Corebereich abgeschätzt werden, der vom Überwachungssystem erfaßt wird. Für Blasenvolumen $V_v = 50 \text{ cm}^3$ sind die Nachweisgrenzen unter Berücksichtigung von (X.8) eingezeichnet. Demnach kann im gesamten Corebereich zwischen 60 cm und 120 cm Corehöhe lokales Na-Sieden nachgewiesen werden, ebenso in gewissen Bereichen des axialen Blankets. Diese Aussage gilt jedoch nur für die spezielle Form (II.4) des Siedevorgangs und für das betrachtete Blasenvolumen. Da gesicherte Angaben über den zeitlichen Ablauf und das mittlere Blasenvolumen bei lokalem Na-Sieden bisher jedoch nicht zur Verfügung stehen, sind Aussagen über den zu überwachenden Corebereich nur spekulativ. Falls es sich herausstellt, daß lokales Na-Sieden Neutronenflußschwankungen hervorruft, die den simulierten Siedesignalen ähnlich sind, ist die entwickelte Nachweismethode geeignet, große Corebereiche zu überwachen.

XI. A n h a n g

1. Varianz RC-gemittelter Werte

Die arithmetische Mittelung über N im zeitlichen Abstand Δt aufeinanderfolgende Werte y_i erfolgt nach

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{\ell=1}^N y_{\ell} \quad (\text{XI.1})$$

Für die Varianz dieses Mittelwertes gilt mit $N \gg 1$

$$\sigma^2(\bar{y}) = \frac{\sigma^2(y_i)}{N} , \quad (\text{XI.2})$$

wobei $\sigma^2(y_i)$ die Varianz der y_i bedeutet.

Im "exponential-averaging mode" (auch: "RC-Mittelung") gilt für den Mittelwert $\bar{y}(i)$ zur Zeit $t=i\Delta t$

$$\bar{y}(i) = \bar{y}(i-1) + \frac{y_i - \bar{y}(i-1)}{Z} , \quad (\text{XI.3})$$

wobei y_i der zur Zeit $t=i\Delta t$ anliegende Signalwert ist.

Die Gl.(XI.3) beschreibt ein digitales Tiefpaßfilter 1. Ordnung mit einer Zeitkonstanten $T_{RC} = Z\Delta t$. Die Rekursionsformel (Gl.XI.3) läßt sich auch in folgender Form schreiben:

$$\bar{y}(i) = \sum_{\ell=0}^{\infty} a_{\ell} y_{i-\ell} \quad (\text{XI.4a})$$

mit

$$a_{\ell} = \frac{1}{Z} \left(1 - \frac{1}{Z}\right)^{\ell} . \quad (\text{XI.4b})$$

Wegen

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} a_{\ell}^2 = \frac{1}{2Z-1}$$

folgt bei statistischer Unabhängigkeit der y_i aus Gl.(XI.4a) /15/

$$\sigma^2(\bar{y}(i)) = \frac{\sigma^2(y_i)}{2Z-1}$$

bzw. mit Gl.(XI.2)

$$\sigma^2(\bar{y}(i)) = \frac{N}{2Z-1} \sigma^2(\bar{y}) \quad (\text{XI.5})$$

Bei gleichen Mittelungskonstanten $Z=N$ und mit Werten $Z=N>100$ gilt in guter Näherung

$$\sigma^2(\bar{y}(i)) = \frac{1}{2} \sigma^2(\bar{y}) \quad (\text{XI.6})$$

Die Beziehung (Gl.XI.6) zeigt, daß unter den gemachten Voraussetzungen bei der RC-Mittelung die Varianz der Mittelwerte nur halb so groß ist wie bei der arithmetischen Mittelung. Andererseits folgt aus Gl.(XI.5) bei gleicher Varianz $\sigma^2(\bar{y}(i)) = \sigma^2(\bar{y})$ und $2Z \gg 1$

$$N = 2 \cdot Z, \quad (\text{XI.7})$$

d.h. bei einer Summation der Werte y_i über die Zeit $T=N\Delta t$ ist der Mittelwert \bar{y} mit dem gleichen Fehler behaftet wie bei RC-Mittelung mit der Zeitkonstanten $T_{RC} = \frac{N}{2}\Delta t$.

2. Spektrale Leistungsdichte eines Oszillationssignals mit normalverteilter Frequenzunschärfe

Das nachzuweisende Siedesignal läßt sich nach Gl.(IV.54) in der Form

$$x(t) = x_0 \sin 2\pi \cdot (f_0 + \delta f_0(t)) t$$

darstellen, d.h. die Oszillationsfrequenz schwankt mit der Varianz $\sigma_{f_0}^2 = \sigma^2(\delta f_0(t))$ um ihren Mittelwert f_0 .

Wenn $\delta f_0(t)$ normalverteilt ist, so gilt im Frequenzbereich für die Fouriertransformierte $Z(f)$ von $x(t)$

$$Z(f) \sim \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{f_0}} e^{-\frac{(f-f_0)^2}{2\sigma_{f_0}^2}}$$

Für die APSD gilt dann wegen

$$\langle S_0(f) \rangle \sim Z^2(f)$$

entsprechend

$$\langle S_0(f) \rangle = K e^{-\frac{(f-f_0)^2}{\sigma_{f_0}^2}} \quad (\text{XI.8})$$

Die Normierungskonstante K ergibt sich aus der Bedingung

$$\int_{-\infty}^{\infty} \langle S_0(f) \rangle df = K \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(f-f_0)^2}{\sigma_{f_0}^2}} df = \frac{x_0^2}{2}$$

zu

$$K = \frac{x_0^2}{2\sigma_{f_0} \sqrt{\pi}}$$

Aus Gl. (XI.8) folgt damit

$$\begin{aligned} \langle S_0(f) \rangle &= \frac{x_0^2}{2} \cdot \frac{1}{\sigma_{f_0} \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(f-f_0)^2}{\sigma_{f_0}^2}} \\ &= \frac{x_0^2}{2} \cdot \varphi_G'(f) \quad , \quad (\text{XI.9}) \end{aligned}$$

wobei $\varphi_G'(f)$ Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Gauß-Verteilung mit der Varianz $\sigma'^2 = \frac{1}{2} \sigma_{f_0}^2$.

Die APSD ist ebenfalls normalverteilt um **den** Mittelwert der Oszillationsfrequenz f_0 , allerdings mit einer um

die Hälfte reduzierten Varianz.

Bei der digitalen Frequenzanalyse ist jeder Punkt der APSD Mittelwert über das Frequenzintervall Δf um die Mittenfrequenz f_0 , d.h. aus Gl.(XI.9) folgt

$$\langle S_0(f_0) \rangle = \frac{1}{\Delta f} \int_{-\frac{\Delta f}{2}}^{\frac{\Delta f}{2}} \langle S_0(f) \rangle df = \frac{x_0^2}{2\Delta f} \cdot \Theta \left(\frac{\Delta f}{2\sigma_{f_0}} \sqrt{2} \right)$$

mit Θ Wahrscheinlichkeitsintegral.

Für $\sigma_{f_0} \rightarrow 0$ geht $\Theta \left(\frac{\Delta f}{2\sigma_{f_0}} \sqrt{2} \right) \rightarrow 1$ und es bleibt der bekannte Ausdruck für die APSD einer Sinusschwingung.

Integration der APSD über das Frequenzintervall $f_0 - m\Delta f - \frac{\Delta f}{2} \leq f \leq f_0 + m\Delta f + \frac{\Delta f}{2}$ liefert bei digitaler Frequenzanalyse

$$\begin{aligned} \langle S_0(f_0; m, \sigma_{f_0}; t) \rangle &= \frac{1}{\Delta f} \int_{f_0 - m\Delta f - \frac{\Delta f}{2}}^{f_0 + m\Delta f + \frac{\Delta f}{2}} \langle S_0(f) \rangle df \\ &= \frac{x_0^2}{2\Delta f} \cdot \Theta \left(\frac{(2m+1)\Delta f}{2\sigma_{f_0}} \sqrt{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{XI.10})$$

Referenzen

- /1/ Gast, K., Schlechtendahl, E.G.:
Schneller natriumgekühlter Reaktor Na 2
KFK-Bericht 660, EUR 3706 d (1967)
- /2/ Wirtz, K.:
Lectures on Fast Reactors
Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe (1973)
- /3/ Fröhlich, R., Royl, P., Schmuck, Ph.:
Analyse hypothetischer Störfälle im SNR 300 (Mark Ia-
Core)
KFK-Bericht, wird veröffentlicht (1975)
- /4/ Peppler, F.W.:
Experimentelle Untersuchungen der Siedevorgänge mit
Natrium in engen Kanälen und deren Anwendung auf
schnelle Reaktoren
KFK-Externer Bericht 8/72-1 (Febr.1972)
- /5/ Schlechtendahl, E.G.:
Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten schnellen
Reaktoren
KFK-Bericht 1020, EUR 4302 d (Juni 1969)
- /6/ Schleisiek, K.:
Natriumexperimente zur Untersuchung lokaler Kühlungs-
störungen in brennelementähnlichen Testanordnungen
KFK-Bericht 1914 (Febr. 1974)
- /7/ Wright, S.A., Albrecht, R.W., Edelmann, M.F.:
Cross-Correlation of Neutronic and Acoustic Noise
Signals from Local Boiling
KFK-Bericht 2069 (Oktober 1974)

- /8/ Borgwaldt, H.:
Neutron Noise in a Reactor with an External Control
Loop
Nukleonik 11, 2 (1968) 76
- /9/ Seifritz, W.:
At-Power Reactor Noise Induced by Fluctuations of
the Coolant Flow
Atomkernenergie 16, 5 (1970) 29
- /10/ Diven, B.C. et al.:
Multiplicities of Fission Neutrons
Phys. Rev., Vol.101, No.3 (1956)
- /11/ Blackman, R.B., Tukey, J.W.:
The Measurement of Power Spectra
Dover Publications, Inc., New York (1959)
- /12/ Cooley, J.W., Tukey, J.W.:
An Algorithm for the Machine Calculation of Complex
Fourier Series
Math. Comput., Vol.19, 297 (April 1965)
- /13/ Schwartz, M.:
Information, Transmission, Modulation and Noise
McGraw-Hill, New York (1959)
- /14/ Bendat, J.S., Piersol, A.G.:
Measurement and Analysis of Random Data
John Wiley and Sons, Inc., New York (1966)
- /15/ Graf, Henning, Stange:
Formeln und Tabellen der mathematischen Statistik
Springer Verlag, Berlin (1966)
- /16/ Bronstein-Semendjajew:
Taschenbuch der Mathematik
Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main (1966)

- /17/ Giloi, W.:
Simulation und Analyse stochastischer Vorgänge
Oldenburg-Verlag, München (1967)
- /18/ Ehrhardt, J., Massier, H.:
Überwachungsgerät für den schnellen Nachweis
oszillatorischer Komponenten in verrauschten
Signalen
KFK-Bericht 2159, wird veröffentlicht 1975
- /19/ Middleton, D.:
An Introduction to Statistical Communication
Theory
McGraw-Hill, New York (1960)
- /20/ Väth, W.:
Bestimmung reaktorphysikalischer Parameter aus der
Frequenzanalyse des Reaktorrauschens
Diplom-Arbeit, Universität (TH) Karlsruhe (1966)
- /21/ Batch, M.L., Klickman, A.E.:
Evaluation of Noise Analysis for the Enrico Fermi
Reactor
APDA-NTS-13 (1968)
- /22/ Fry, D.N.:
Experience in Reactor Malfunction Diagnosis Using
On-Line Noise Analysis
Nucl. Techn., 10, 273 (1971)
- /23/ Mitzel, F., Hoppé, P.:
Messung und Analyse der Übertragungsfunktion zwi-
schen der Reaktivität und der Leistung an der Kom-
pakten Natriumgekühlten Kernreaktoranlage Karlsruhe
(KNK)
Tagungsbericht Reaktortagung 1975 des Deutschen
Atomforums/KTG in Nürnberg

/24/ Brandl, H. (INTERATOM):
Private Mitteilung 1973

/25/ Edelmann, M.:
Some Considerations on Neutron Instrumentation
Requirements for Malfunction Diagnosis in Power
Reactors Using Noise Analysis Techniques
NEACRP Specialist Meeting on Reactor Noise
(SMORN 1), Rom (Oktober 1974)

/26/ Hoppé, P., Mitzel, F.:
Private Mitteilung 1975

Tabelle 1 Reaktivitätseffekt durch idealisierte Blasen-
oszillation

N_R	Oszillationsdaten [cm]			Reaktiv.- rampe [¢]	Spektralanalyse		
	b_u	$v_b t_b$	a_b		$\rho_o(f_o)$ [¢]	$\rho_o(2f_o)$ [¢]	$\rho_o(3f_o)$ [¢]
1	40	70	20	3,08	1,61	0,34	0,05
	40	90	20	5,25	2,27	0,02	0,07
	40	110	20	5,81	1,37	0,39	0,02
	40	130	20	5,81	0,00	0,21	0,09
	40	140	20	5,81	0,24	0,01	0,06
	40	150	20	5,79	0,19	0,09	0,02
	4	40	70	20	2,51	1,30	0,29
40		90	20	4,30	1,87	0,02	0,06
40		110	20	4,83	1,17	0,31	0,02
40		130	20	4,82	0,08	0,18	0,06
40		140	20	4,82	0,12	0,01	0,05
40		150	20	4,82	0,12	0,05	0,01
6		40	70	20	2,43	1,25	0,25
	40	90	20	4,26	1,84	0,02	0,07
	40	110	20	4,72	1,14	0,34	0,01
	40	130	20	4,72	0,02	0,18	0,07
	40	140	20	4,73	0,21	0,00	0,05
	40	150	20	4,70	0,18	0,07	0,01
	10	40	70	20	0,71	0,35	0,12
40		90	20	1,44	0,70	0,03	0,03
40		110	20	1,56	0,38	0,18	0,01
40		130	20	1,55	0,24	0,08	0,05
40		140	20	1,54	0,29	0,05	0,04
40		150	20	1,42	0,19	0,08	0,02
12		40	70	20	1,03	0,48	0,03
	40	90	20	1,62	0,57	0,01	0,01
	40	110	20	2,00	0,48	0,05	0,00
	40	130	20	2,13	0,25	0,06	0,00
	40	140	20	2,13	0,14	0,05	0,01
	40	150	20	2,13	0,06	0,03	0,01

α_k k	0,999	0,995	0,99	0,95	0,9	0,5	0,25	0,1	0,05	0,01
2	0,002	0,010	0,02	0,103	0,211	1,39	2,77	4,61	5,99	9,21
4	0,091	0,207	0,297	0,711	1,06	3,36	5,39	7,78	9,49	13,28
8	0,857	1,34	1,65	2,73	3,49	7,34	10,22	13,36	15,51	20,09
16	3,94	5,14	5,81	7,96	9,31	15,34	19,37	23,54	26,30	32,00
32	12,81	15,14	16,36	20,07	22,27	31,34	36,97	42,59	46,19	53,48
48	23,30	26,51	28,18	33,10	35,95	47,33	54,20	60,91	65,17	73,68

α_k k	$5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}	$5 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}
2	10,60	13,81	15,22	18,42	19,82	23,02	24,42	27,64	29,00	32,25
4	14,86	18,47	20,00	23,48	25,00	28,48	29,96	33,40	34,85	38,4
8	21,96	26,13	27,84	31,84	33,20	37,36	37,96	42,72	44,31	48,2
16	34,27	39,25	41,3	45,95	47,90	52,40	54,05	58,45	60,13	64,22
32	56,33	62,49	65,0	70,40	73,00	78,10	80,28	85,24	87,32	92,09
48	76,97	84,04	87,50	92,80	94,69	99,83	101,65	106,83	109,73	113,27

Tabelle 2 χ^2 -Verteilung ($\chi^2_{1-\alpha;k}$)

M	M'	z	Δt [$\overline{\text{sec}}$]	Q	$A_0(t_0)$					
					$t_0=2\text{sec}$	$t_0=3\text{sec}$	$t_0=4\text{sec}$	$t_0=5\text{sec}$	$t_0 \rightarrow \infty$	
32	23	32	1/32	28,1	31,2	28,4	27,4	27,2	26,6	
		64		17,6	26,3	21,2	19,0	17,9	16,3	
		128		11,8	27,0	19,9	16,5	14,6	10,3	
		256		8,1	31,0	21,6	17,0	14,3	6,6	
32	12	32	1/64	27,2	53,2	52,4	52,3	52,3	51,3	
		64		17,2	36,7	33,3	32,2	31,8	31,4	
		128		11,6	32,4	26,2	23,4	22,1	20,2	
		256		8,0	33,4	24,8	20,6	18,2	12,9	
64	46	64	1/32	28,8	22,1	17,8	16,0	15,0	13,6	
		128		18,0	22,2	16,2	13,3	11,7	8,2	
		256		12,0	25,6	17,6	13,8	11,6	5,2	
		512		8,2	31,2	20,8	15,8	12,9	3,4	
64	23	64	1/64	28,1	31,0	28,2	27,2	27,0	26,6	
		128		17,6	26,3	21,2	18,9	17,8	16,2	
		256		11,8	27,0	19,9	16,5	14,6	10,3	
		512		8,1	31,0	21,6	17,0	14,4	6,6	
128	91	128	1/32	29,5	25,3	14,6	11,3	9,9	7,0	
		256		18,4	28,1	15,4	11,4	9,5	4,2	
		512		12,2	34,1	18,3	13,1	10,6	2,7	
		1024		8,3	42,4	22,4	15,7	12,6	1,7	
	91	46	128	1/64	28,8	22,1	17,8	15,9	15,0	13,6
			256		18,0	22,2	13,3	11,7	10,7	8,2
			512		12,0	25,6	17,6	13,8	11,6	5,2
			1024		8,2	31,2	20,8	15,8	12,9	3,4
	91	23	128	1/128	28,1	31,0	28,2	27,3	27,0	26,6
			256		17,6	26,3	21,2	18,9	17,9	16,2
			512		11,8	27,0	19,9	16,5	14,6	10,3
			1024		8,1	31,0	21,6	17,0	14,4	6,6

$\Delta T = 0,2 \text{ sec}$

Tabelle 3 $A_0(t_0)$ für $p_k = 6,4 \cdot 10^{-9} / \text{Zyklus}$

$\sigma_{f_0} \backslash m$	0	1	2	3
0	1,0000	1,00	1,00	1,00
0,5·Δf	0,8415	1,00	1,00	1,00
Δf	0,5202	0,9655	0,9997	1,00
1,5·Δf	0,3616	0,8415	0,9812	0,9990
2,0·Δf	0,2763	0,7109	0,9233	0,9873
2,5·Δf	0,2220	0,6019	0,8415	0,9523
3,0·Δf	0,1858	0,5202	0,7620	0,9011
4,0·Δf	0,1397	0,4039	0,6238	0,7850
5,0·Δf	0,1124	0,3291	0,5202	0,6778
6,0·Δf	0,0935	0,2767	0,4448	0,5906
7,0·Δf	0,0797	0,2381	0,3864	0,5203
8,0·Δf	0,0701	0,2089	0,3408	0,4647
9,0·Δf	0,0625	0,1866	0,3064	0,4177
10,0·Δf	0,0563	0,1678	0,2767	0,3794

Tabelle 4 Wahrscheinlichkeitsintegral $\Theta \left(\frac{(2m+1)\Delta f}{2\sigma_{f_0}} \sqrt{2} \right)$

M'	$U_{1-\alpha}$	α_k	Q
5	5,88	$2 \cdot 10^{-9}$	11,41
10	6,00	10^{-9}	11,51
20	6,11	$5 \cdot 10^{-10}$	11,60
30	6,18	$3,3 \cdot 10^{-10}$	11,66
40	6,22	$2,5 \cdot 10^{-10}$	11,70
50	6,26	$2 \cdot 10^{-10}$	11,73
60	6,29	$1,67 \cdot 10^{-10}$	11,76

$M=64$ $Z=1024$ $m=3$ $k=32$ $k_\Sigma=224$ $p_k=10^{-8}$

Tabelle 5 Schwellwerte Q als Funktion von M'

Z	m=q _v	Q	A _v (t _v)				
			t _v =15sec	t _v =30sec	t _v =60sec	t _v =120sec	t _v →∞
256	1	10,70	11,58	11,55	11,55	11,55	11,55
	2	14,28	16,22	16,17	16,17	16,17	16,17
	3	17,57	19,98	19,92	19,92	19,92	19,92
	5	23,66	26,31	26,24	26,24	26,24	26,24
	6	26,57	29,14	29,06	29,06	29,06	29,06
	512	1	7,98	8,38	7,95	7,93	7,93
2		11,09	12,10	11,49	11,46	11,46	11,46
3		13,40	15,22	14,45	14,41	14,41	14,41
5		19,48	20,61	19,56	19,51	19,51	19,51
6		22,11	23,06	21,89	21,83	21,83	21,83
1024		1	6,28	7,39	6,00	5,70	5,68
	2	9,07	11,01	8,95	8,49	8,47	8,47
	3	11,71	14,14	11,49	10,90	10,87	10,87
	5	16,75	19,68	15,98	15,17	15,13	15,13
	6	19,20	22,24	18,07	17,15	17,10	17,10
	2048	1	5,2	8,18	5,52	4,49	4,26
2		7,76	12,58	8,49	6,90	6,55	6,53
3		10,21	16,48	11,13	9,04	8,58	8,56
5		14,95	23,55	15,91	12,92	12,27	12,23
6		17,26	26,88	18,15	14,75	13,99	13,96
4096		1	4,49	10,80	6,38	4,31	3,50
	2	6,89	17,12	10,11	6,83	5,55	5,25
	3	9,21	22,87	13,50	9,12	7,41	7,01
	5	13,73	33,51	19,79	13,26	10,86	10,28
	6	15,95	38,58	22,78	15,39	12,50	11,83
	8192	1	4,03	16,08	8,77	5,18	3,50
2		6,30	26,23	14,31	8,45	5,71	4,39
3		8,53	35,66	19,46	11,49	7,76	5,97
5		12,90	53,44	29,16	17,22	11,63	8,94
6		15,06	62,02	33,84	19,98	13,50	10,38

M=64 M'=42 Δt = 1/100 sec ΔT = 1 sec

Tabelle 6 A_v(t_v) für p_k = 10⁻⁸/Zyklus