



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

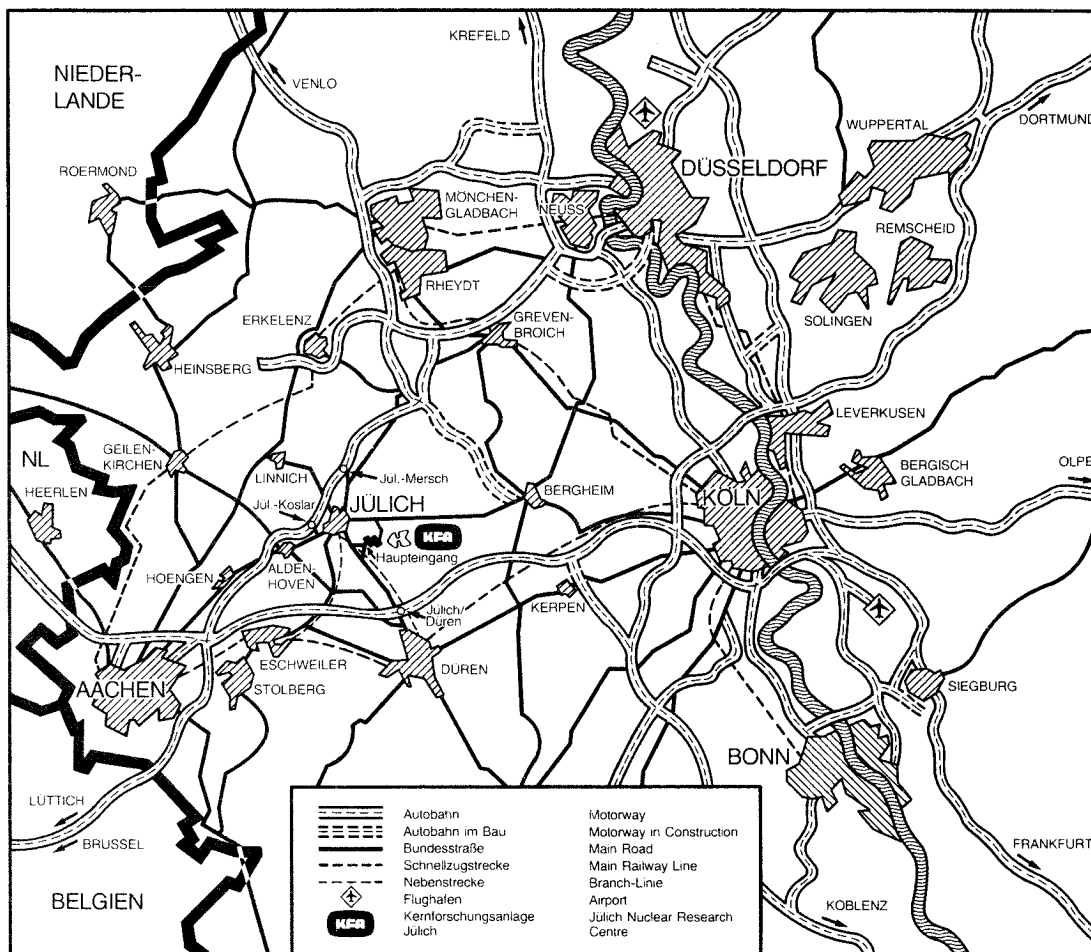
Institut für Reaktorentwicklung

**Das zweidimensionale
Reaktordynamikprogramm TINTE
Teil 2:
Anwendungsbeispiele**

von

Helmut Gerwin

**Jül - 2266
Februar 1989
ISSN 0366-0885**



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2266

Institut für Reaktorentwicklung Jül – 2266

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Das zweidimensionale
Reaktordynamikprogramm TINTE
Teil 2:
Anwendungsbeispiele**

von

Helmut Gerwin

The Two-Dimensional Reactor Dynamics Program

TINTE

Part 2: Examples of Application

by

Helmut Gerwin

ABSTRACT

The TINTE code system deals with the nuclear and the thermal transient behaviour of the primary circuit of an HTGR taking into consideration the mutual feedback effects in two-dimensional r-z geometry.

In Part One of this report (Jül-2167, Nov. 1987) the initial equations were compiled and methods of solution discussed. In an appendix to this second part they are completed by some supplementary points.

The TINTE code construction and a detailed input description will be discussed in Part Three.

The present Part Two shows examples of application, especially a comparative calculation of dynamic experiments performed at the AVR. A good agreement between calculational and experimental results is found.

Further examples show the flexibility of TINTE: first of all, individual moduli of TINTE are used to find a solution to a thermofluid problem. In addition TINTE is used to demonstrate the mutual feedback between nuclear and thermal processes in heating reactors, including those with natural convective conditions, without any control rod movement.

Das zweidimensionale Reaktordynamikprogramm

TINTE

Teil 2: Anwendungsbeispiele

von

Helmut Gerwin

KURZFASSUNG

Das Programmsystem TINTE behandelt das nukleare und das thermische transiente Verhalten des Primärkreises eines HTR unter Berücksichtigung der gegenseitigen Rückkopplungseffekte in zweidimensionaler R-Z-Geometrie.

Im ersten Teil dieser Arbeit (Jül-2167, Nov. 1987) wurden die Grundgleichungen hierfür zusammengestellt und Verfahren zu deren Lösung diskutiert. Sie werden im Anhang dieses zweiten Teils ergänzt.

Der Aufbau des Rechenprogrammes TINTE mit einer ausführlichen Beschreibung der Eingabedaten wird in einem dritten Teil behandelt.

Der vorliegende zweite Teil zeigt Anwendungsbeispiele, darunter insbesondere Nachrechnungen der am AVR durchgeführten dynamischen Experimente. Deren Ergebnisse stimmen gut mit den Experimenten überein.

Weitere Beispiele zeigen die Möglichkeiten für die Anwendung von TINTE auf: Dazu werden zunächst einzelne TINTE-Module für die Lösung eines Thermofluid-Problems benutzt. Ferner wird mit TINTE die Wechselwirkung zwischen nuklearen und thermischen Vorgängen bei einer selbsttätigen Regelung von Heizreaktoren, auch unter Naturumlaufbedingung, demonstriert.



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Die dynamischen Experimente am AVR	5
2.1. Die Bestimmung des Massenstroms	6
2.2. Das AVR-Modell	8
2.3. Der stationäre AVR-Zustand	11
2.4. Drehzahltransienten am AVR	12
2.4.1. Drehzahlabsenkung mit nachfolgendem Wiederaufheben	12
2.4.2. Xenontransienten	16
2.5. Stabfahrtransienten	20
2.5.1. Die Stabfahrtransienten vom 5.08.1982	21
2.5.2. Das Stabeinfahren am 29.11.1985	24
3. Anwendungsbeispiel für den Thermofluidteil	27
3.1. Geometrischer Aufbau	28
3.2. Analytischer Lösungsansatz	30
3.3. Numerische Rechnung mit TINTE	31
4. Dynamische Untersuchungen an Heizreaktoren mit PEU À PEU Beschickung	37
4.1. Leistungsregelung im HTR	39
4.2. Der PEU À PEU Heizreaktor mit Naturumlauf	42
4.2.1. Vorgegebene Wärmeabnahme im Wärmetauscher	44
4.2.2. Modellierung des Sekundärkreises	50
4.2.3. Die Tageslastkurve	56
4.3. Der PEU À PEU Heizreaktor mit Mittelsäule	59
5. Zusammenfassung	65
Literatur	67
Anhang A1: Korrekturen zum ersten Teil	71
A1.1. Reihenfolge der TINTE-Berichte	71
A1.2. Schreibfehler im ersten Teil	71
A1.3. Inkonsistente Bezeichnung im ersten Teil	71
A1.4. Das Nusseltgesetz in durchströmten Rohren	71
A1.5. Das Nusseltgesetz im Hohlraum	72
A1.6. Temperaturabhängige Wärmekapazität	72
Anhang A2: Nachträge zum ersten Teil	73
A2.1. Der Referenzdruck	73
A2.1.1. Der Referenzdruck bei konstantem Kühlmittelinventar	73
A2.1.2. Der Einfluß von Berstscheiben und Sicherheitsventilen	74
A2.1.3. Zeitliche Dichteänderungen	75
A2.2. Gasströmung in einem Netzwerk	76
A2.2.1. Wärmeübergänge in den Komponenten	77
A2.2.2. Komponenten mit Ventilsfunktion	79
A2.2.2.1. Regelbare Ventile	79
A2.2.2.2. Überdruckventil und Berstscheibe	79

Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 1.	Reaktorleistung nach Drehzahlabsenkung	13
Abb. 2.	Reaktorleistung nach Drehzahlanhebung	13
Abb. 3.	Beladungseinfluß bei Drehzahlabsenkung	15
Abb. 4.	Beladungseinfluß bei Drehzahlanhebung	15
Abb. 5.	Reaktorleistung nach Drehzahlabsenkung auf 80 %	16
Abb. 6.	Reaktorleistung unter Xenon-Regie nach Drehzahlabsenkung	17
Abb. 7.	Einfluß der Querschnittsentwicklung und des Abbrandes	19
Abb. 8.	Einfluß des Beladezustandes	20
Abb. 9.	Schnelles Einfahren aller Regelstäbe um ca. 60 mNile	22
Abb. 10.	Ausfahren der Stäbe	23
Abb. 11.	Einfahren der Stäbe aus einer Position am Ende der S-Kurve.	25
Abb. 12.	Aufbau des Kohlesteinisolators im MODUL-Reaktor aus Segmenten mit Zentralstopfen und die benutzte Modellierung.	29
Abb. 13.	Lastwechsel 100-0-100 im PEU Ä PEU beschickten Naturumlauf-Heizreaktor	45
Abb. 14.	Gastemperaturen bei Lastwechsel 100-0-100	46
Abb. 15.	Maximale Brennstoff- und mittlere Moderatortemperaturen bei Lastwechsel 100-0-100	47
Abb. 16.	Leistungsverlauf ohne Wärmeabnahme und beim langsamen Wiederauffahren	48
Abb. 17.	Temperaturverlauf ohne Wärmeabnahme und beim Wiederauffahren ...	49
Abb. 18.	Leistungsverlauf bei Regelung der Wärmeabnahme im Sekundärkreis .	52
Abb. 19.	Temperaturverlauf bei Regelung der Wärmeabnahme im Sekundärkreis	53
Abb. 20.	Sekundärkreistemperaturen bei vorgegebener Wärmeabnahme	54
Abb. 21.	Gastemperaturen bei Regelung durch Wärmeabnahme im Sekundärkreislauf (durch Aufheizspanne reduziert)	55
Abb. 22.	Leistungsanforderung und Leistungsverlauf beim Nachfahren einer Tageslastkurve.	57
Abb. 23.	Temperaturverlauf beim Nachfahren einer Tageslastkurve.	58
Abb. 24.	Sekundärkreistemperaturen Nachfahren einer Tageslastkurve.	59
Abb. 25.	Reaktorleistung nach Wärmeabnahmewechsel 100 - 70 - 100 %	62
Abb. 26.	Temperaturverlauf nach Wärmeabnahmewechsel 100 - 70 - 100 %	63
Abb. 27.	Xenon-Absorptionsrate nach Lastwechsel 100 - 70 -100 %	64

1. Einleitung

Im ersten Teil dieser Arbeit¹⁾ wurde die Problematik der Berechnung des nuklearen und thermischen Verhaltens eines HTR ausführlich diskutiert. Dort wird das vielfältig verzahnte System in Einzelprobleme zerlegt, die getrennt gelöst werden. Für die Gesamtlösung wird auf diese Weise das Iterieren der Einzellösungen notwendig.

Ein dritter Teil²⁾ soll als Anleitung für die Benutzung des Rechenprogramms TINTE dienen. Er soll sich mit der Beschreibung der Programmstruktur, der Eingabeparameter und der Bereitstellung der nuklearen Wirkungsquerschnittspolynome vor allem an den Anwender wenden und ihm nicht nur die Benutzung von TINTE ermöglichen, sondern auch als Hilfestellung bei Programmeingriffen dienen.

Im vorliegenden zweiten Teil sind einige Anwendungsbeispiele von TINTE zusammengestellt.

Als erstes werden Nachrechnungen von einigen der dynamischen Experimente gezeigt, die am AVR /1/ durchgeführt wurden /2/. Mit diesen Experimenten wurde anlässlich der Umstellung des AVR-Betriebes vom hochangereicherten Uran-Thorium-Brennstoff (HEU) auf niedrig angereichertes Uran (LEU) begonnen.

Zusätzlich zu den üblichen statischen Experimenten wie z.B. der Bestimmung von Rückkopplungskoeffizienten und von S-Kurven für die Stäbe, bieten sie weitere Prüfungsmöglichkeiten auf Veränderungen von wesentlichen Reaktoreigenschaften bei dieser Brennstoffumstellung. Sie dienen außerdem zur Ertüchtigung von Rechenverfahren für die Behandlung von Reaktortransienten.

Die dynamischen Versuche wurden entweder durch eine Veränderung der Gebläsedrehzahl oder durch eine Stabbewegung eingeleitet.

Mit den Drehzahlveränderungen können Transienten mit großen Leistungsänderungen erreicht werden. Allerdings ist die Änderungsgeschwindigkeit durch die Trägheit der Gebläse beschränkt.

Schnelle Transientenanregungen sind durch ein Einfahren der Stäbe zu erreichen. Die schnelle Anregung führt zu einem deutlichen Überschwingen der Reaktorleistung.

¹ Jül-2167, November 1987. Im folgenden wird er als "Teil 1" referiert.

² Jül-Report in Vorbereitung.

Erste Ergebnisse von Nachrechnungen zu diesen Versuchen mit einer frühen Version von TINTE sind in /3/ eingeflossen. Ein Teil der hier gezeigten Vergleiche mit dem Experiment wurde bei einer Vorstellung des TINTE Codes /4/ benutzt.

Wenn die Nachrechnung dieser Versuche auch noch keine vollständige Validierung von TINTE sein kann, so kann sie bei der sehr zufriedenstellenden Übereinstimmung der Rechnungen mit fast allen Messungen doch das Vertrauen in TINTE-Ergebnisse erhöhen.

Ein weiteres Anwendungsbeispiel /5/ zeigt die Flexibilität von TINTE bei der Anwendung auf sehr spezielle Teilaspekte bei thermischen Untersuchungen. Dabei wird die modulare Struktur von TINTE genutzt. Es handelt sich um die Bestimmung der Wärmekonvektion in sehr engen Spalten, bei der andere Codes Konvergenzschwierigkeiten hatten. Auch hier wird als vertrauensbildende Maßnahme mit einem Vergleich begonnen. Da kein Experiment vorliegt, wird dazu auf analytische Lösungsansätze zurückgegriffen.

Schließlich wird für Heizreaktoren das dynamische Verhalten bei Lastwechseln ohne Stabeinsatz untersucht. Es wird gezeigt, daß ein kleiner Heizreaktor, hier mit Naturumlauf, sich problemlos selbst entsprechend der Wärmeabnahme am Wärmetauscher steuern kann, sogar im Bereich 100 - 0 - 100 %. Für einen größeren Heizreaktor mit höherer Leistungsdichte und entsprechend höherem ^{135}Xe -Einfluß ist dies immerhin noch im Bereich 100 - 70 - 100 % möglich.

Im Anhang sind Korrekturanmerkungen sowie Nachträge zum ersten Teil dieser Arbeit zusammengestellt.

In dem ersten dieser Nachträge wird die Möglichkeit einer Genauigkeitssteigerung bei der Berechnung des Druckfeldes durch die Einführung eines "Referenzdruckes" diskutiert. Seine zeitlichen Änderungen können vorgegeben werden, er kann aber auch programmintern aus der Forderung nach einem zeitlich konstanten Kühlmittelinventar bestimmt werden. Im Zusammenhang mit der zeitlichen Veränderung dieses Inventars durch Sicherheitsventile oder Berstscheiben wird ferner auf die zeitliche Änderung der Gasdichte und deren Einfluß auf die Gasströmung zur Austrittsöffnung hin eingegangen.

In einem zweiten Nachtrag wird die Gasströmung in einem zusätzlichen Netzwerk behandelt, um das die zweidimensionale Reaktorabbildung ergänzt werden kann. Dieses Netzwerk erwies sich als notwendig für die Darstellung von nichtzentralen Rohrleitungen und anderen dreidimensionalen Gasführungen. Für die Behandlung von drei-

dimensionalen Coreeinbauten bietet es eine interessante alternative Behandlungsmöglichkeit zu dem Modellgebiet "Azimutale Einbauten". Dies Netzwerk eignet sich auch zur Simulation von Koaxialleitungen und zum Beschreiben der primärseitigen Vorgänge in einem Wärmetauscher oder Dampferzeuger.

Unter vereinfachenden Näherungsannahmen ist es möglich, mit Hilfe dieses Netzwerkes sogar einen Gas-Zwischenkreislauf und dessen Kopplung mit dem Primärkreislauf zu modellieren. Dies wird mit dem Naturumlauf-Heizreaktor demonstriert.

In diesem Netzwerk können Ventilfunktionen modelliert werden, mit denen Transienten beeinflussbar sind. Auch Komponenten zur Simulation von Sicherheitsventilen oder Berstscheiben sind vorgesehen. Bei ihnen gelten die im ersten Teil zusammengestellten Strömungswiderstandsgesetze nicht, da es unter dem Einfluß des anliegenden Gesamtdruckes zu überkritischen Strömungsvorgängen kommt /6/.

2. Die dynamischen Experimente am AVR

Die Untersuchungen zum dynamischen Verhalten wurden am AVR in der Weise durchgeführt, daß nach der Anregung der Transienten der zeitliche Verlauf einiger Reaktorparameter beobachtet und mit einem schnellen Schreiber aufgezeichnet wurde. Dies ermöglichte eine spätere detaillierte Auswertung durch die Experimentatoren /2/.

Für die Nachrechnung der Experimente mit TINTE waren einige der aufgezeichneten Größen als Eingabeparameter notwendig. Andere, insbesondere die an der Reaktorinstrumentierung gemessene Reaktorleistung (relativ zur Leistung zu Beginn der Transiente), werden in TINTE errechnet und mit den Meßergebnissen verglichen.

Leider wurden bei der Konzipierung des AVR derartige Experimente nicht vorgesehen. Es sind nur wenige Meßstellen vorhanden und für einige wesentliche Größen stehen gar keine Meßvorrichtungen zur Verfügung. Für den Kühlgasmassenstrom, eine für Nachrechnungen elementare Eingabegröße, gibt es z.B. keine Möglichkeit einer meßtechnischen Erfassung.

Ähnliche Bedeutung, wie sie der Massenstrom für Drehzahltransienten hat, kommt der Wirksamkeit der Regelstäbe bei den durch Stabbewegung ausgelösten Transienten zu. Die hierfür notwendige S-Kurve der Stäbe kann aber nur im kalten Core gemessen werden. Für eine Benutzung im heißen Betriebszustand wird sie diesem durch Stauchen angepaßt. Dabei bleibt die Verformung des Flußverlaufs durch die axiale Temperaturverteilung unberücksichtigt: Im kalten Core liegt das Flußmaximum wegen des dort geringeren Abbrandes oben, im heißen wegen des Temperaturverlaufs unten. Über die Größe dieses systematischen Fehlers sind Aussagen nur schwer zu machen. Gegenüber der so aus Messungen abgeleiteten zeigt eine neuere, rechnerische bestimmte S-Kurve /7/ deutliche Abweichungen in ihrem Verlauf, insbesondere für fast ausgefahrene Stäbe. Gerade hier aber wurden die dynamische Stabfahrexperimente durchgeführt.

Für die Temperaturmessung stehen an einigen Stellen Thermoelemente zur Verfügung. So kann die Gaseintrittstemperatur als zuverlässig bekannt vorausgesetzt werden. Aber schon die Erfassung der Gastemperatur zwischen Core und Dampferzeuger ist problematisch. Zwar gibt es Thermoelemente auf einer Meßlanze angeordnet im Plenum zwischen dem oberen Kohlestein des Topreflektors und dem Dampferzeuger, doch zeigen diese einen nicht interpretierbaren radialen und in Transienten auch zeitlichen Temperaturverlauf an. Dies dürfte seine Ursachen in ihrer Positionierung

haben, aus der sie zum kälteren Dampferzeuger hin Wärme abstrahlen und diese Wärme im wesentlichen aus dem vorbeiströmenden Gas aufnehmen müssen. Diese beiden Wärmetransportvorgänge verändern sich nach unterschiedlichen Gesetzmäßigkeiten, wenn die Temperaturen und vor allem die Strömungsgeschwindigkeit geändert werden. Dabei wird die Temperatur der Elemente beeinflusst. Nur mit diesen Überlegungen können gewisse Messergebnisse dieser Elemente während Transienten interpretiert werden.

Außer dem Gesamtdruck im Primärkreis können Druckdifferenzen zwischen einigen Punkten des Primärkreises recht genau gemessen werden. Unklar ist dabei, wie die statischen Druckdifferenzen zwischen Meßstelle und Differenzdruckmeßgerät durch die Temperaturen der Leitungen beeinflusst werden.

Die relative Reaktorleistung kann über die Betriebsinstrumentierung genau erfaßt werden. Da die Instrumentierung an günstiger Stelle liegt, unterscheidet ihre Anzeige sich nur wenig vom zeitlichen Verlauf der mittleren Spaltleistung im Core. Dies wird durch die Rechenergebnisse bestätigt.

Absolute Leistungsmessungen sind nur am Dampferzeuger möglich. Dazu muß dieser aber quasistationär betrieben werden. Nur dann kann die aufgenommene Leistung aus dem Durchsatz sowie der Speisewasser- und Dampftemperatur bestimmt werden.

Im stationären Betrieb ist die Reaktorleistung dieser Dampferzeugerleistung bis auf die Verluste durch die Behälterwand gleich.

2.1. Die Bestimmung des Massenstroms

Der Gasdurchsatz, eine für alle Nachrechnungen elementare Eingabegröße, kann am AVR leider nicht experimentell bestimmt werden. Es ist keine Vorrichtung für eine Geschwindigkeits- oder Durchsatzmessung des Gases vorhanden.

Es gibt mehrere Möglichkeiten, Aussagen über den Verlauf des Massenstromes $\dot{m}$ während einer Transiente zu erhalten. Leider sind diese Aussagen nur näherungsweise richtig und beeinflussen mit ihrer Unsicherheit das Rechenergebnis deutlich:

1. Unter sonst konstant gehaltenen Bedingungen ist $\dot{m} \sim n$, der Gebläsedrehzahl. Zu den Bedingungen zählen außer einem unveränderten Gebläsewirkungsgrad eine konstante Druckdifferenz und Eintrittstemperatur. Die Temperatur ändert sich meist innerhalb von Minuten, die anderen Bedingungen sind praktisch nie erfüllt.

Trotzdem konnten auf diese Weise gelegentlich die am besten passenden Leistungstransienten errechnet werden.

2. Statt eines Massenstromes kann in TINTE ein zeitlicher Verlauf der Druckdifferenz zwischen dem Gasquellen- und Senkengebiet vorgegeben werden. Außer an den Unsicherheiten durch die statischen Druckdifferenzen in gegebenenfalls unterschiedlich heißen Leitungen zwischen Meßstelle und Differenzmeßgerät, die eine exakte Bestimmung der Differenzen nur zwischen gleich hoch liegenden Meßstellen mit gleich warmen Leitungen erlauben, scheitert dieses Vorgehen vor allem an einer unzureichenden Genauigkeit der Modellierung des Gaskreislaufs, insbesondere in den Randzonen des Cores sowie im Dampferzeuger und seinen Bypässen.
3. Mit Hilfe von Gebläsekennlinien kann aus dem gemessenen Druckaufbau Δp und der Drehzahl n ein geförderter Volumenstrom ermittelt werden. Dabei gehen Unsicherheiten in Δp weniger empfindlich ein und die Drehzahl ist genau bekannt. Mit der ebenfalls gemessenen Gaseintrittstemperatur T_E (nach der Verdichtung) und dem Systemdruck p liegt die Dichte und damit $\dot{m}$ fest.

Die Genauigkeit des letzten Verfahrens leidet bei der Anwendung auf den AVR an der Tatsache, daß aus dem notwendigen Kennlinienfeld in Abhängigkeit von p , T_E und n nur eine einzige Kennlinie bei $p = 10,8 \text{ bar}$, $T_E = 233^\circ\text{C}$ und $n = 3500 \text{ min}^{-1}$ bekannt ist.

Wenn die näherungsweise gültigen Ähnlichkeitsgesetze benutzt werden, kann das Verfahren 3 trotzdem angewandt werden: Mit diesen läßt sich die fiktive Druckdifferenz

$$\Delta p^* = \Delta p \frac{T_E + 273}{233 + 273} \left(\frac{3500}{n} \right)^2 \frac{10,8}{p}$$

bestimmen, die dem tatsächlichen Betriebszustand unter den Bedingungen der vorhandenen Kennlinie entspricht [8].

Diesem Δp^* ist durch die Kennlinie des Gebläses ein Volumenstrom $\dot{V}^*$ zugeordnet, wie er unter Kennlinienbedingungen zu erwarten ist. Aus ihm erhält man, wieder mit Hilfe der Ähnlichkeitsgesetze, den Massenstrom unter Betriebsbedingungen als

$$\dot{m} = 2 \dot{V}^* \rho \frac{n}{3500}.$$

Der Faktor 2 steht hier für die beiden Gebläse und ρ für die Dichte des Kühlgases unter Betriebsbedingungen. Für eine rechnerische Anwendung dieses Verfahrens kann die Kennlinie $\dot{V}^*(\Delta p^*)$ durch einen Polynomansatz erfaßt werden.

Eine Anpassung, die den Verlauf der gemessenen Kennlinie besser berücksichtigt, findet man als

$$(\dot{V}^* - \alpha)^2 = \beta - \gamma \Delta p^*$$

mit $\alpha = 5.3875 \times 10^{-5}$,

$$\beta = 1.164377 \times 10^{-5}$$

und $\gamma = 1.28521 \times 10^{-7}$.

Mit dieser Anpassung wird der Verlauf vor allem für kleine Δp^* besser beschrieben, sonst liefert er sehr ähnliche Werte, wie der bei AVR benutzte Polynomansatz.

2.2. Das AVR-Modell

Der AVR ist ein typisch dreidimensionaler Reaktor: Das Kugelfließen erfordert eine Z-Abhängigkeit und die radiale Begrenzung wird durch die Führungs-„Nasen“ für die 4 Regelstäbe azimutabhängig.

Statische Berechnungen können diese komplizierte Geometrie berücksichtigen, für ein Dynamikprogramm wird dies jedoch zu zeitaufwendig. Zu Beginn der rechnerischen Verfolgung der stationären Reaktorgeschichte des AVR wurde jedoch darauf verzichtet /9/, da der Aufwand für die wiederholten Flußbestimmungen während Abbrandrechnungen die damalige Rechnerkapazität überstieg.

Das damals gewählte 2-d-Modell sollte in der Lage sein, die Stabwirksamkeitsbestimmung zu ermöglichen. Dazu wurden die vertikalen Stäbe durch Stabringe gleicher Oberfläche abgebildet, die übereinander angeordnet wurden. Aus dem Grafit der vertikalen Nasen wurden Scheiben um diese Stabringe modelliert und das Kugelfließen durch sprunghaftes Vorrücken über diese Grafitscheiben weg simuliert.

Dieses 2-d-Modell ist für TINTE-Rechnungen nicht benutzbar: Die Grafitscheiben unterbinden eine Gasströmung. Für ein durchströmtes R-Z-Modell bleiben nur zwei Möglichkeiten:

1. Der ganze Grafit der Nasen wird nach außen "verschoben", was zu einem effektiven Coreradius von 142,55 cm führt.
2. Der Grafit der Nasen wird zu einem Hohlzylinder zusammengefaßt, der im Innern des Cores, z.B. um die tatsächliche Stabposition herum, freistehend angeordnet wird.

Das erste Modell berücksichtigt die Anbindung der Nasen an den Reflektor über Wärmeleitung. Die dabei anfallende Veränderung der Grafitoberfläche kann gegebenenfalls durch Anpassung der radialen Grafitleitfähigkeit aufgefangen werden. Dies Modell ermöglicht ferner einen ungehinderten radialen Ausgleich des Gasdrucks.

Sein Nachteil liegt jedoch darin, daß es unmöglich ist, Regelstäbe in ihm in vernünftiger Weise zu simulieren: Ein an seiner Position eingebrachter Stab läßt alle durch den umgebenden Grafit bedingten Spektraleffekte unberücksichtigt. Eine Einbettung in den außen angeordneten Grafit verändert das Flußprofil grundlegend.

Im zweiten Modell können die Stäbe auf richtiger radialer Position, als grauer Vorhang in den Grafit eingebettet, modelliert werden. Die Wärmeleitungskopplung des Grafits an den Reflektor kann jedoch auf keine Weise erreicht werden. Um seine rechnerische Überhitzung zu vermeiden, muß die im Grafit deponierte "nichtlokale" Wärme durch eine Grenzschichtkopplung (vgl. Teil 1, 6.5) direkt an das Kühlgas abgegeben werden. Die Behinderung eines radialen Druckausgleichs ist weniger gravierend, sie kann mit dem Modellgebiet "Azimutale Einbauten" (vgl. Teil 1, 7.1.5. und 8.1.5) oder alternativ mit Hilfe des im Anhang A2.2. ergänzend eingeführten Netzwerkes befriedigend simuliert werden.

In beiden Modellen ist es unmöglich, die Oberfläche und Schichtdicke der Grafitnasen bei einer volumenerhaltenden Verschiebung zu erhalten. So wird im zweiten Modell aus den 25 cm dicken Nasen ein Rohr mit 10 cm Wandstärke und dem Außendurchmesser 114 cm, dessen Oberfläche zu benachbarten Coreregionen hin auf den 2.5-fachen Wert ansteigt. Bei einer Wärmeleitung senkrecht zur Oberfläche reduziert sich der Leitungsweg also auf das 1/2.5-fache während die Querschnittsfläche sich auf das 2.5-fache erhöht. Um in diesem Modell den Wärmestrom in das Innere der Nasen zu erhalten, wurde dem hier benutzten Grafit eine um den Faktor 1/6.25 reduzierte radiale Wärmeleitfähigkeit zugeordnet.

Ausschlaggebend für die Auswahl des Ringmodells für die Grafitnasen war die Notwendigkeit, auch Stabbewegungen und ihre transienten Auswirkungen zu untersuchen.

Das Gesamtmodell des AVR beginnt unten mit dem Kaltgassammelraum, an dessen äußerem Rand die Gasquelle angeordnet ist.

Im Bodenreflektor ist die unterschiedliche Verteilung der Kühlkanäle im inneren und äußeren Bereich berücksichtigt.

Die Gasführung oberhalb des Cores ist im AVR kompliziert: Der oberste Teil der Kaverne ist leer und bildet den "oberen Hohlraum". In ihn ragen die Stabführungs-nasen aus dem Core hinein und dazwischen sind die Brennelementzuführungen. Der anschließende Topreflektor ist aus einer Grafit- und mehreren Kohlesteinlagen mit Zwischenräumen aufgebaut. Für die Gasführung sind die einzelnen Lagen mit gegeneinander versetzten Schlitzten versehen. Der geschlitzte Bereich weitet sich vom Coredurchmesser an seinem unteren Rand trichterförmig nach oben hin auf und erreicht an seinem oberen Rand den Durchmesser des Dampferzeugers. Eine solche schräg verlaufende Gasführung kann in TINTE nicht behandelt werden. Sie wurde im Modell durch eine senkrechte Strömung aus einem auf 175.5 cm erweiterten oberen Hohlraum ersetzt.

Der Dampferzeuger füllt seine Kaverne nicht ganz aus, zwischen ihm und seiner Ummantelung ermöglicht ein Spalt von etwa 2 cm eine Bypassströmung zwischen den Gasplena oberhalb des Kohlesteins und oberhalb des Dampferzeugers. Das gekühlte Gas mischt sich mit der heißeren Bypassströmung und kühlt anschließend den Kohlestein des Seitenreflektors auf seinem weiteren Weg aus diesem letzten Plenum durch den Spalt zwischen dem Seitenreflektor und der Behälterwand zum Senkengebiet hin, das in gleicher Höhe wie die Quelle angeordnet ist.

Die nuklearen Berechnungen beschränken sich auf die Teilbereiche des Modells bis zur Reflektor- (einschließlich Kohlestein-) Außenkante. In den durchströmten Reflektorteilen werden die Strömungskanäle durch eine Behrenskorrektur berücksichtigt.

Das Neutronenstreaming im oberen Hohlraum wird nach dem diffusionstheoretischen Simulationsverfahren behandelt /10/. Für die Bestimmung der Diffusionskonstanten wird dabei nicht der benutzte Hohlraumradius zugrundegelegt, sondern der Radius der an den Hohlraum grenzenden Coreoberfläche (150 cm), wie es den Überlegungen bei der Herleitung des Simulationsverfahrens entspricht.

Um im Core eine dem Lösungsverfahren angepaßte Grobmaschenstruktur zu ermöglichen, wurde das Core in nur 19 Coreregionen unterteilt. Für diese wurden die

Nuklidvektoren aus den von AVR /11/ übernommenen Nuklidkonzentrationen in einer feinmaschigen Corestruktur durch eine räumliche Mittelung gewonnen.

Die für die folgenden Rechnungen benutzten Nuklidvektoren haben zum Teil einen vorläufigen Charakter /11/ oder stammen aus den älteren Abbrandrechnungen /9/.

2.3. Der stationäre AVR-Zustand

Der AVR weist eine sehr große Flexibilität in seiner Betriebsweise auf. Dies beweisen nicht nur seine in den letzten Jahren problemlos durchgeführte Umstellung von HEU- auf LEU-Brennstoff und der Betrieb mit 950°C Gasaustrittstemperatur über einige Jahre hinweg. Es ist auch kurzfristig möglich, durch veränderte Gebläsedrehzahl, unterschiedliche Umwälz- und Beladegeschwindigkeit und gegebenenfalls durch Korrektur der Stabstellung zu anderen Betriebszuständen zu wechseln.

Als Folge dieser vielen Möglichkeiten lag zu Beginn einer jeden Transiente ein anderer Betriebszustand vor, entweder im Hinblick für den Versuch ausgewählt, oder aus der Vorgeschichte erwachsen.

Es wurde immer angestrebt, daß dieser Zustand mindestens zwei Tage vor Versuchsbeginn unverändert gefahren wurde, damit sich nicht nur die Temperaturen, sondern vor allem auch die ^{135}Xe -Konzentration im Gleichgewicht befanden.

Ein solcher stationärer Zustand ist definiert durch die Dampferzeugerleistung, Gaseintrittstemperatur, Gebläsedrehzahl, Druck und Druckabfall.

Mit Hilfe des in 2.1. beschriebenen Verfahrens läßt sich aus den letzten Angaben ein Massenstrom bestimmen. Das benutzte AVR-Modell, das auch den Dampferzeuger als Wärmesenke enthält, bildet den Kühlgasstrom von einem Quellgebiet am Gebläseaustritt bis zu einem Senkengebiet am Ansaugstutzen ab. Es sollte deshalb eine Gastemperatur in der Senke liefern, die etwa zwei Grad unter der Gaseintrittstemperatur (hinter dem Gebläse) liegt, weil das Gas bei der Kompression um diesen Betrag erwärmt wird. Um dies zu erreichen, ist die nukleare Gleichgewichtsleistung entsprechend anzupassen.

Diese Anpassung kann nur so genau sein, wie die Wärmeverluste an den Behälter beschrieben werden können. Der exakte Wert der nuklearen Leistung ist aber sowohl für den Reaktorbetrieb, als auch für die Berechnung der Transiente nicht so wesentlich. Hier beeinflußt er lediglich das ^{135}Xe - und Nachwärmeniveau geringfügig.

Das Bestimmen eines Gleichgewichtszustands mit TINTE erfordert weniger als 5 Minuten CPU-Zeit auf einer IBM 3081, wenn von geschätzten Temperaturen gestartet wird. Kann auf ein Restartfile eines ähnlichen Zustandes zurückgegriffen werden, so reduziert sich diese Zeit erheblich.

2.4. Drehzahltransienten am AVR

Wie kein anderer Reaktortyp, bietet der HTR die Möglichkeit, die Leistung ohne den Einsatz von Regelgiften zu verändern. Dies wurde schon früher am AVR demonstriert und wird mit den Gebläsedrehzahltransienten erneut gezeigt.

Bei diesen Transienten wurden die Gebläsemotoren so schnell, wie es geht, auf ca. 50 % oder ca. 80 % ihrer Drehzahl heruntergefahren.

Die dabei reduzierte Wärmeabfuhr durch das Kühlgas führt zu einer Erhöhung der Brennelementtemperatur um wenige Grad und dies über die Temperaturrückwirkung zur Leistungsreduktion. Zum Schutz des Dampferzeugers muß dessen Bespeisung dem neuen Leistungsniveau angepaßt werden. Auf diesem Wege wird gleichzeitig die Gaseintrittstemperatur in der Nähe des Ausgangswertes gehalten.

Bedingt durch Temperaturänderungen im Primärkreis variiert dessen Gesamtdruck. Es besteht die Möglichkeit, diesen (verzögert) auf seinen Sollwert zurückzuregeln.

Abweichungen dieser Parameter (Gaseintrittstemperatur, Gesamtdruck) von ihren Sollwerten können bei der Nachrechnung mit TINTE berücksichtigt werden.

2.4.1. Drehzahlabsenkung mit nachfolgendem Wiederanheben

Eine sehr häufig durchgeführte Transiente ist das Absenken der Drehzahl auf ca. 50 % des vorher stationär gefahrenen Wertes. Für diese Drehzahlreduktion ist ungefähr eine Minute notwendig.

Die Antwort der Reaktorleistung ist für das Experiment vom 2. 12. 1985 mit einer Absenkung auf 48 % in Abb. 1 dargestellt. In den ersten 20 Sekunden sinkt die Leistung sehr zögernd und verläuft dann nahezu parallel zur relativen Drehzahl. Die 48 %-Marke wird ca. 20 Sekunden nach dem Stoppen der Drehzahlreduktion erreicht. In der nächsten halben Minute wird der Abfall der Leistung gebremst. Nach einem Flußminimum unter 40 % und einem schwach ausgeprägten Maximum bei ca. 50 % pendeln sich Fluß und Leistung bei ca. 47,5 % ein.

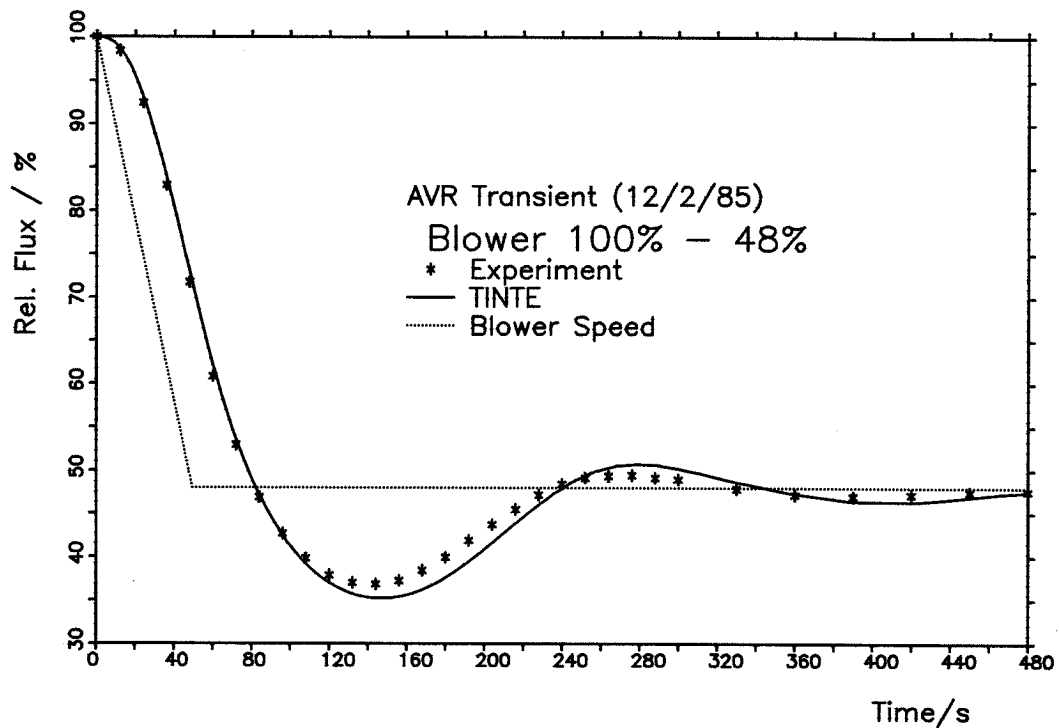


Abb. 1. Reaktorleistung nach Drehzahlabsenkung

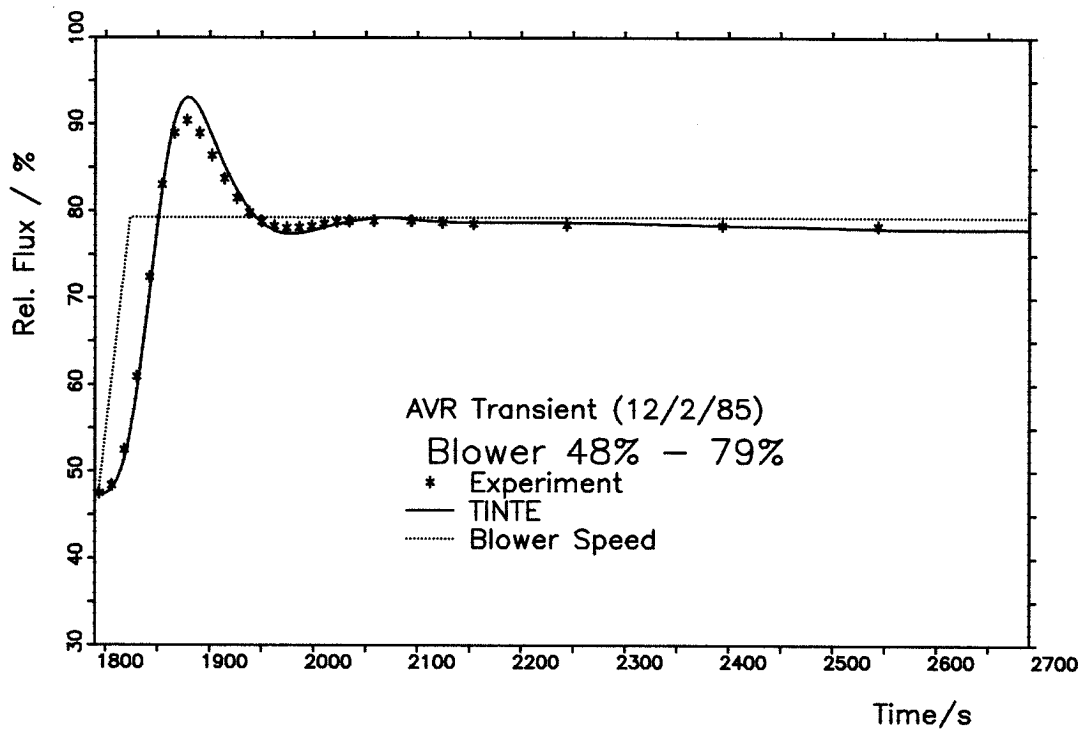


Abb. 2. Reaktorleistung nach Drehzahlanhebung

Es wird aus dieser Abbildung deutlich, daß die Rechnung nur geringfügig hinter der Messung herhinkt und daß die Extremwerte die gemessenen Werte um höchstens 1 % übersteigen.

Nach einer Viertelstunde wurde die Drehzahl wieder angehoben und zwar auf 79 %. Das Anheben geschah nicht bis zum Vollastzustand weil sonst das Überspringen der Leistung zu einem Scram führen würde.

Auch hier (Abb. 2) folgt die Reaktorleistung mit geringer Zeitverzögerung und ähnlicher, etwas größerer Überreaktion, die schnell in einen neuen konstanten Verlauf übergeht.

Der nachgerechnete Flußverlauf zeigt ein sehr ähnliches Verhalten: Ein schwaches, zeitliches Nachhinken sowie eine etwas höhere Überreaktion im ersten Maximum. Das errechnete neue Leistungsniveau stimmt, wie auch schon vor der Drehzahlanhebung, sehr gut mit dem gemessenen überein.

Es kann hier nicht entschieden werden, ob die Ursachen für das Nachhinken der gerechneten Transienten hinter den gemessenen im vorläufigen Charakter des Nuklidvektors, in der zweidimensionalen Modellierung in TINTE oder in anderen Unzulänglichkeiten des Modells zu suchen sind. Insgesamt ist die Übereinstimmung mit dem Experiment als gut zu bezeichnen.

Ziel der dynamischen Versuche am AVR war es, Veränderungen im Reaktorverhalten zu untersuchen. Wenn man die Transienten bei HEU-Beladung mit der hier dargestellten vergleicht, bei der das ganze Außencore, d.h. die Hälfte aller Brennelemente LEU-Brennstoff enthält, fallen wenig Unterschiede auf, was auch an den nie identischen Versuchsbedingungen liegen kann. Zur Verdeutlichung von Unterschieden wurde die Transientenberechnung deshalb nochmals mit einem alten HEU-Nuklidvektor wiederholt (Wiederbeladung (WB) 240 statt der zum Versuchszeitpunkt vorhandenen WB 303).

In Abb. 3 und in Abb. 4 sind die Ergebnisse dieser Rechnung zusätzlich eingezeichnet. Es fällt auf, daß besonders beim Absenken die zeitliche Verzögerung der Flußreaktion zunimmt und daß das neue Leistungsniveau nach, aber auch schon vor dem Wiederanheben, deutlich niedriger liegt. Die Veränderungen werden hier sichtbar, sie können aber als klein bezeichnet werden, wenn man berücksichtigt, daß beiden Rechnungen grundsätzlich verschiedene Corezusammensetzungen zugrunde liegen, und daß deren Temperaturkoeffizient, wie aus anderen Untersuchungen bekannt ist,

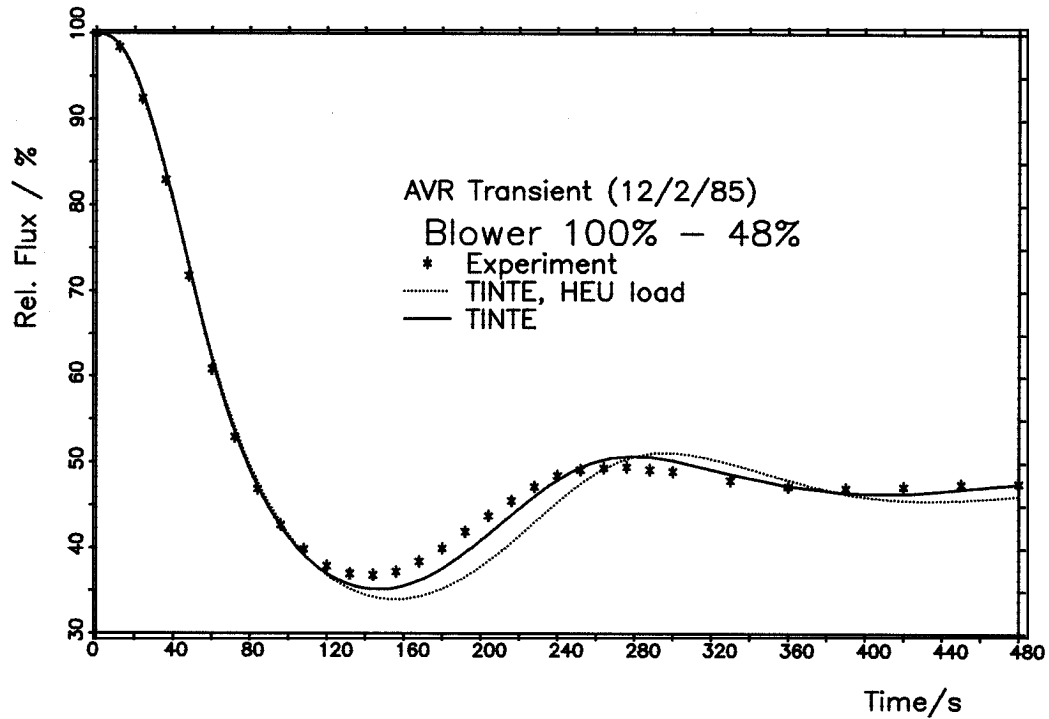


Abb. 3. Beladungseinfluß bei Drehzahlabsenkung

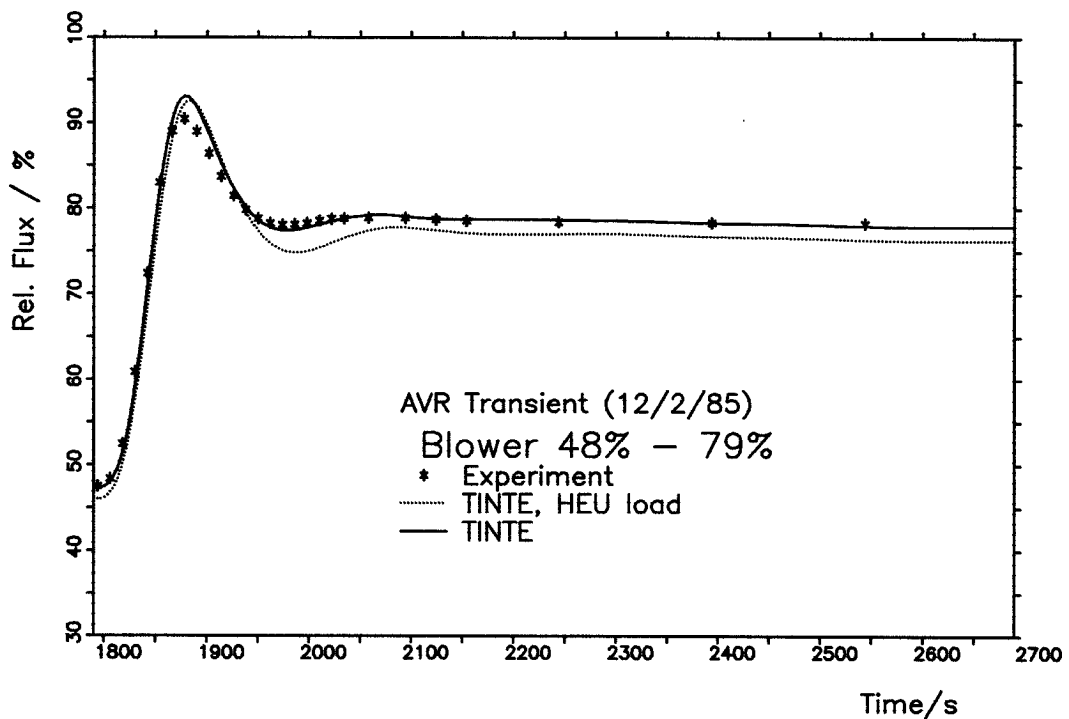


Abb. 4. Beladungseinfluß bei Drehzahlanhebung

sich mit zunehmender Umstellung auf LEU-Brennstoff verändert (im Absolutbetrag zunimmt).

Bei der zeitlichen Verzögerung ist der Unterschied der beiden Rechnungen nur wenig größer als der Unterschied der ersten Rechnung gegenüber der Messung.

Die niedrigere Temperaturrückkopplung des HEU-Brennstoffs erfordert in den Extrema ein stärkeres Temperatur- und damit Leistungsüberschwingen, um die eingebrachte Reaktivität zu kompensieren.

2.4.2. Xenontransienten

Als nächstes wird in Abb. 5 die Transiente vom 4. 12. 1985 demonstriert. Bei ihr wurde die Drehzahl auf 80 % reduziert. Ihr Verlauf, sowie der der Nachrechnung zeigen in den ersten Minuten wenig neues.

Wesentlich ist aber, daß das Verhalten des Reaktors auf diesem neuen Leistungsniveau auch über längere Zeiträume untersucht wurde. Dazu wurde der Reaktor in diesem Versuch über 47 Stunden sich selbst überlassen. Lediglich der Gesamtdruck

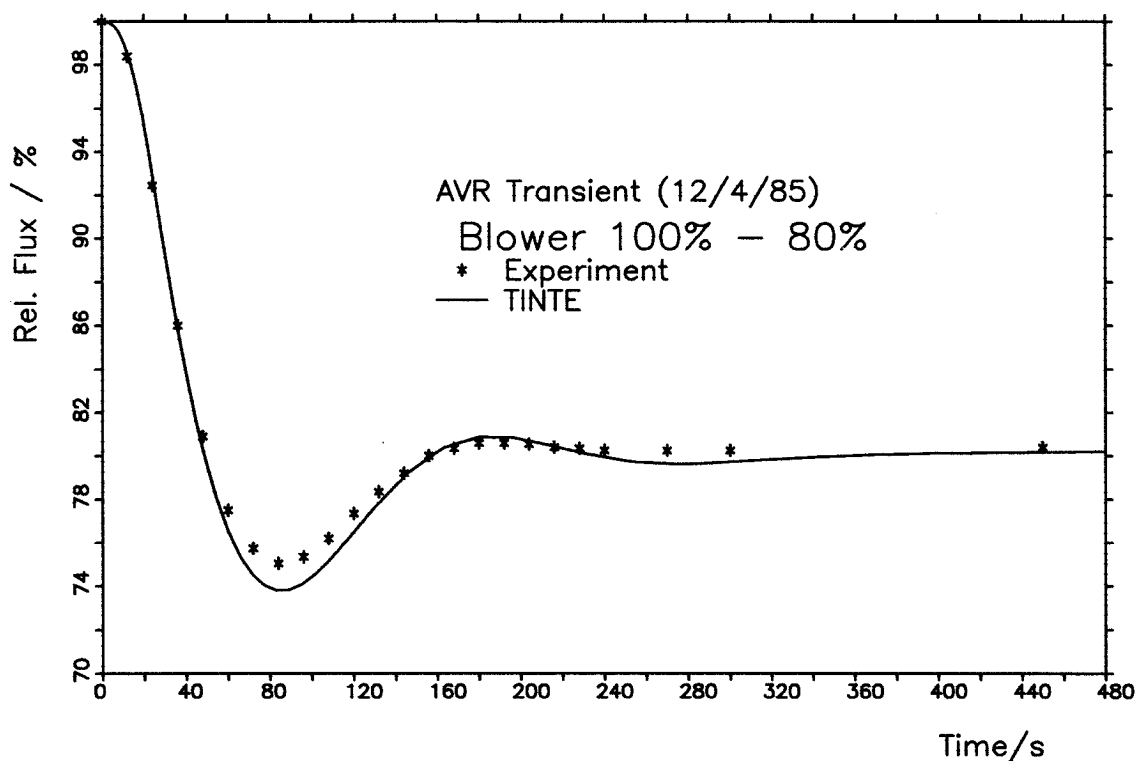


Abb. 5. Reaktorleistung nach Drehzahlabsenkung auf 80 %

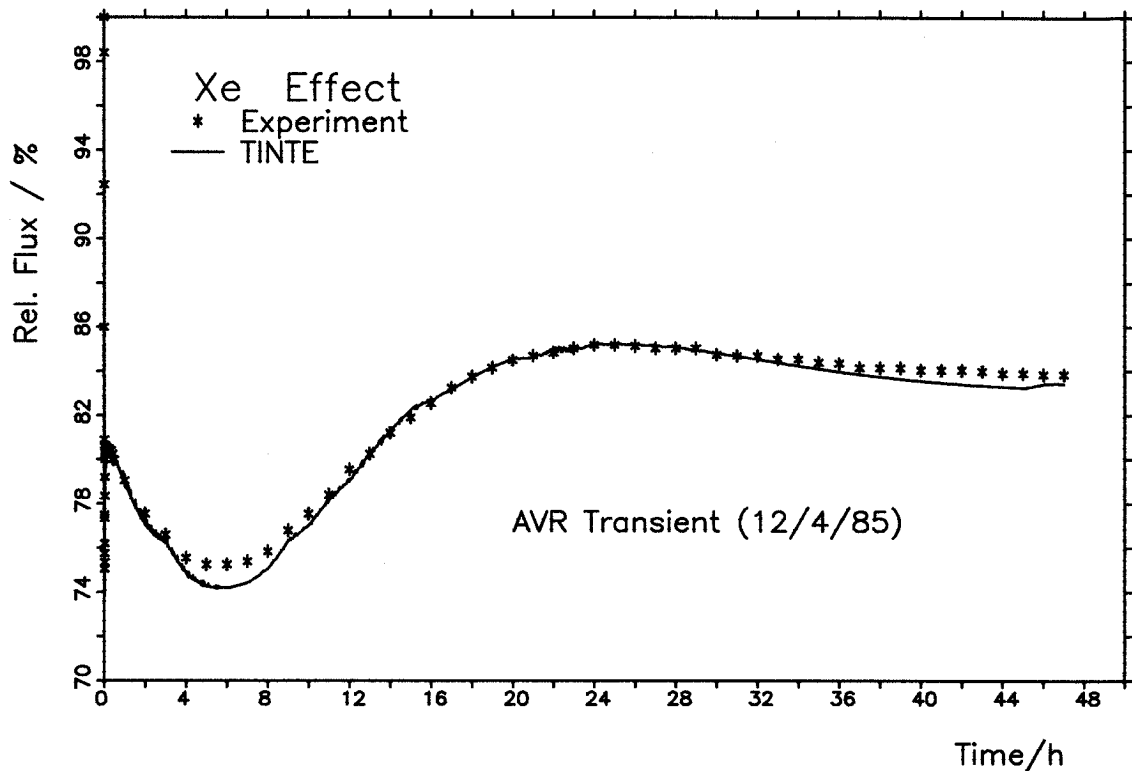


Abb. 6. Reaktorleistung unter Xenon-Regel nach Drehzahlabsenkung

wurde nachgeregelt und die Dampferzeugereinspeisung im stündlichen Abstand der gemessenen Leistung angepaßt. Auf diese Weise gelang es, die Gaseintrittstemperatur bis auf 9 Grad konstant zu halten.

Abb. 6 zeigt den Leistungsverlauf, wie er durch die zeitliche Entwicklung der ^{135}Xe -Konzentration verursacht wird: Nach dem anfänglichen Unterschwingen in den ersten Minuten (vgl. Abb. 5) pendelt sich der Fluß auf etwa 80 % ein. Dies ist jedoch kein stabiler Zustand. Der zunächst konstante Zerfall von ^{135}I verbunden mit einer reduzierten Vernichtung von ^{135}Xe durch geringere Absorptionsraten im kleineren Neutronenfluß führt zu einer Vergrößerung der ^{135}Xe -Konzentration und damit zu einer Erhöhung der Neutronenabsorption. Die Reaktorleistung und die Temperatur sinken. Nach einigen (ca. 6) Stunden hat sich auch die ^{135}I -Konzentration dem neuen (zu niedrigen) Leistungsniveau angepaßt und damit auch die Produktionsrate von ^{135}Xe . Wenn letztere die Vernichtungsrate unterschreitet, beginnt die ^{135}Xe -Konzentration und die Absorptionsrate abzunehmen, was zu Leistungs- und Temperaturerhöhung führt.

Die auf diese Weise angeregte zeitliche ^{135}Xe -Schwingung ist stark gedämpft. Nach dem Maximum nähert sich die Leistung dem neuen Niveau asymptotisch.

Die gute Übereinstimmung von Experiment und Rechenergebnis täuscht eine geringe Abhängigkeit der Rechnung von wenig bekannten Parametern vor. Dies trifft in Wirklichkeit nicht zu: Bei 3 und bei 9 Stunden zeigt die Rechnung einen leichten Knick. Dieser Knick wird dadurch verursacht, daß die als Inputparameter benutzte Gaseintrittstemperatur, die geringfügig aber stetig schwankt, von den Experimentatoren in ganzen Gradwerten angegeben wird. Zu den genannten Zeitpunkten steigt bzw. sinkt diese Temperaturvorgabe um je ein Grad.

Die in Abb. 6 gezeigte gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment konnte bei dieser Transiente in früheren Berechnungsversuchen nicht erreicht werden. Die Gründe dafür sind sehr verschiedenartig. So reagiert der berechnete Verlauf z.B. recht empfindlich auf (große) Veränderungen des Abbrandes und der damit verbundenen Änderungen der Nachwärme.

Der wesentliche Grund für die schlechte Übereinstimmung früherer Rechnungen lag jedoch in einer unzureichenden Berücksichtigung der ^{135}Xe -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte.

Abb. 7 zeigt den Einfluß verschieden guter Approximationen bezüglich ihrer Abhängigkeit von der ^{135}Xe -Konzentration. Dabei hängen die Ergebnisse mit niedriger Entwicklungsordnung natürlich stark davon ab, welcher Konzentrationsbereich abgedeckt werden soll. Soll der ganze ^{135}Xe -Effekt (einschließlich ^{135}Xe -Berg und totaler Zerfall) erfaßt werden, so erzielt man mit linearer Entwicklung noch wesentlich schlechtere Ergebnisse.

Dabei ist zu vermerken, daß der *mikroskopische* ^{135}Xe -Absorptionsquerschnitt auch entwickelt wird, so daß der wesentliche Anteil der Absorptionsänderung sogar um jeweils eine Potenz genauer behandelt wird.

In Abb. 7 bringen die höheren Entwicklungen ab vierter Ordnung eine gute Übereinstimmung in den ersten 15 Stunden des Versuches. Nach ca. 30 Stunden werden die Rechenergebnisse vom Entwicklungsgrad unabhängig und liegen deutlich über der Messung.

Eine Erklärung hierfür liefert die Tatsache, daß zur Vermeidung von Störungen während des Versuches die Kugelumwälzanlage und damit die Zufuhr frischer Brennelemente ausgeschaltet war. Der Reaktor wurde also während dieses Versuches

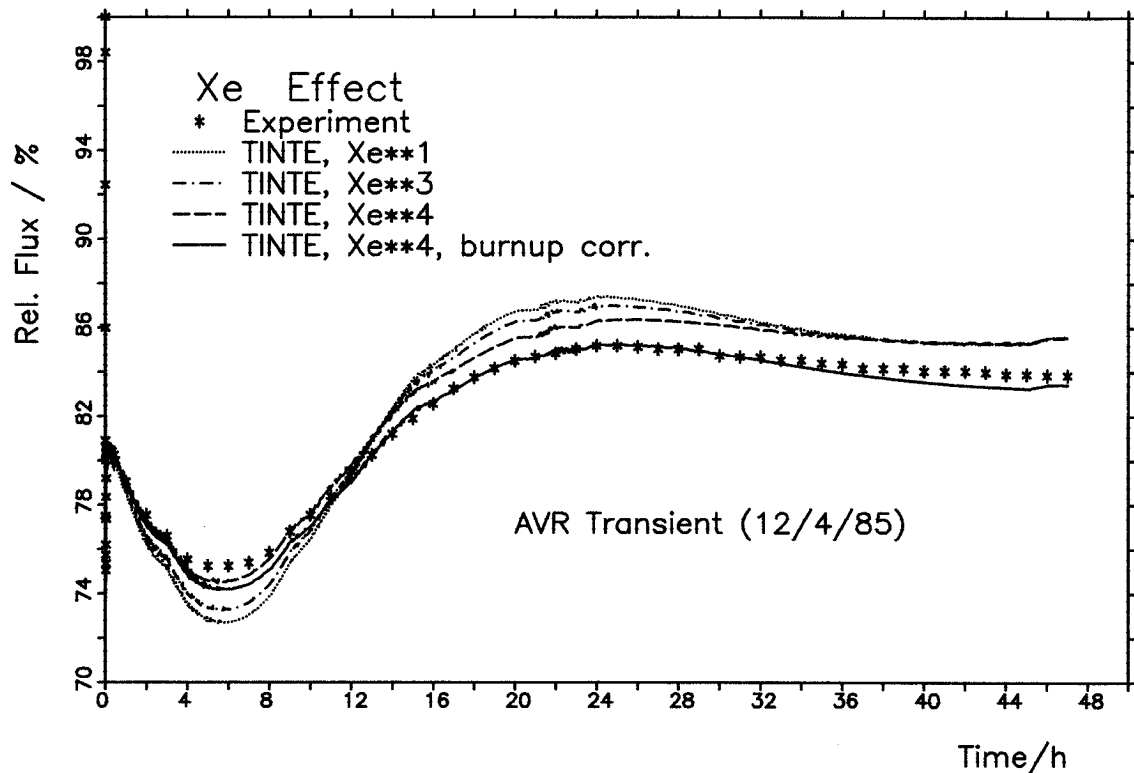


Abb. 7. Einfluß der Querschnittsentwicklung und des Abbrandes

im "Batch-Betrieb" gefahren. Dabei verursacht der zunehmende Abbrand ein Abnehmen der Reaktivität. Nach den Erfahrungen der Experimentatoren beträgt diese Reaktivitätsänderung ca. -0.8 mNile je MWd, also während der Versuchsdauer ca. -55 mNile.

In TINTE kann eine solche Reaktivitätsrampe vorgegeben werden. Mit ihr erhält man die gute Übereinstimmung in Abb. 6 bzw. der letzten Kurve aus Abb. 7.

Auch bei der ^{135}Xe -Transiente ist der Einfluß des Nuklidvektors auf den errechneten Transientenverlauf interessant. Abb. 8 zeigt einen solchen bei identischen Versuchsbedingungen und einer HEU-Beladung (WB 240). Die Querschnitte und der Reaktivitätsverlust durch Abbrand wurden in gleicher Weise behandelt wie in der Referenzrechnung.

Es fällt eine deutlich größere Diskrepanz gegenüber der Messung auf als in Abb. 3 und in Abb. 4. Die Abweichungen sehen denen mit unzureichender ^{135}Xe -Abhängigkeit der Querschnitte sehr ähnlich, haben hier aber andere Ursachen: Wie auch aus anderen Versuchen bekannt ist, hat der Betrag des Temperaturkoeffizienten im AVR seit dem Beginn der Brennstoffumstellung zugenommen. Die schwächere

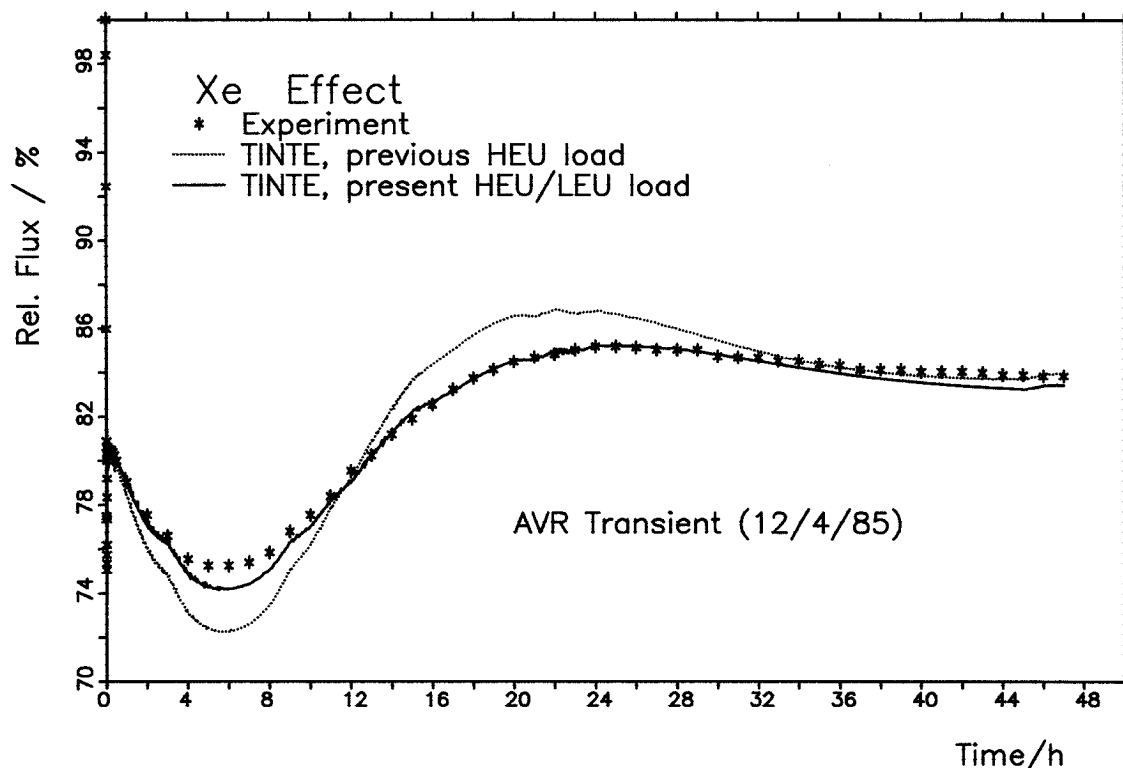


Abb. 8. Einfluß des Beladezustandes

Rückkopplung des alten HEU-Corezustandes hat eine stärkere Temperatur- und damit Leistungsabsenkung nötig, um den Reaktivitätsrückgang im ^{135}Xe -Berg auszugleichen. Das gleiche gilt für die Temperatur- und Leistungserhöhung im darauf folgenden ^{135}Xe -Tal.

2.5. Stabfahrtransienten

Stabbewegungen erlauben schnellere Reaktivitätsänderungen als dies bei den Transienten mit Drehzahländerung möglich ist. Bei letzteren beginnen die Temperaturänderungen an der Kugeloberfläche und beeinflussen die Moderatortemperatur etwas früher als die Fueltemperatur.

Bei den Stabbewegungen wird die nukleare Leistung zwar direkt beeinflusst. Eine Temperaturänderung des Brennstoffes gleicht sich aber wegen der guten Kopplung der kleinen Partikel innerhalb von Sekunden über das Brennelementinnere, die Matrix, aus. In dieser liegt etwa die Hälfte des Brennelementgraphits, so daß bei einer Veränderung von deren Temperatur die mittlere Temperatur des ganzen Moderators um die Hälfte des Betrages mitverändert wird. Da im AVR der Rückkopplungseffekt der

Moderatortemperatur etwa das fünffache des Fueltemperatureinflusses beträgt, ist es nicht möglich, den Einfluß des letzteren in einem Experiment zu separieren. Dazu wären Transienten notwendig, die in Sekundenbruchteilen ablaufen, und Rechenverfahren, die die doppelte Heterogenität des Brennelementaufbaues berücksichtigen.

Da die Stäbe in ihrer Fahrgeschwindigkeit beschränkt sind, hängt die Steilheit der Reaktivitätsrampe davon ab, von welcher Stabstellung aus das Experiment gestartet wird. So ist mit ganz ausgefahrenen Stäben ein sehr viel längerer Weg zurückzulegen, um eine vorgegebene Reaktivität einzubringen, als dies für eine Stabposition im steilen Teil der S-Kurve notwendig ist.

Eine Berechnung der eingebrachten Reaktivität in TINTE aus den Anfangs- und Endpositionen der Stäbe liefert wegen der grobmaschigen Modellierung zu ungenaue Reaktivitätswerte.

Für die Angabe der eingebrachten Reaktivität ist deshalb die Kenntnis der S-Kurve für die Stabank im Betriebszustand notwendig. Diese S-Kurve ist im heißen Core nicht direkt meßbar. Eine Messung ist nur im abgeschalteten kalten Zustand möglich, und auch hier muß ein Kompensationsverfahren angewandt werden, durch welches die Form der S-Kurve verändert wird. Nach einem komplizierten Korrekturverfahren /12/ kann aus dieser auf die ungestörte kalte S-Kurve geschlossen werden. In der Praxis wird aus der kalten die heiße S-Kurve gewonnen, indem die Gesamtstabwirksamkeit durch Strecken der Kurve auf den heißen Wert gebracht wird. Die hierbei entstehenden systematischen Fehler sind schwer zu überblicken. Ein wesentlicher dürfte allerdings darin begründet sein, daß der Flußverlauf im kalten Core sein Maximum oben, bei den frischesten Kugeln hat, während dieses im heißen Zustand im kälteren Coreteil, unten, liegt. Dieser unkorrigierte systematische Fehler relativiert die experimentellen Angaben zur Reaktivitätsrampe. Sie werden um so unsicherer, je weiter die Stäbe ausgefahren sind, sich also am Ende der S-Kurve befinden.

Aus einer neuen, sehr aufwendigen Berechnung der S-Kurve /7/ können alternative Stabwirksamkeiten für die Stabfahrtransienten entnommen werden. Die gerechnete Kurve zeigt erhebliche Diskrepanzen gegenüber dem wie oben angegeben ermittelten Verlauf, insbesondere in dem unsicheren Bereich fast ganz ausgefahrener Stäbe.

2.5.1. Die Stabfahrtransienten vom 5.08.1982

Aus diesen Gründen soll hier mit der Diskussion und Nachrechnung eines Experimentes mit Stabbewegungen im steilen Teil der S-Kurve begonnen werden.

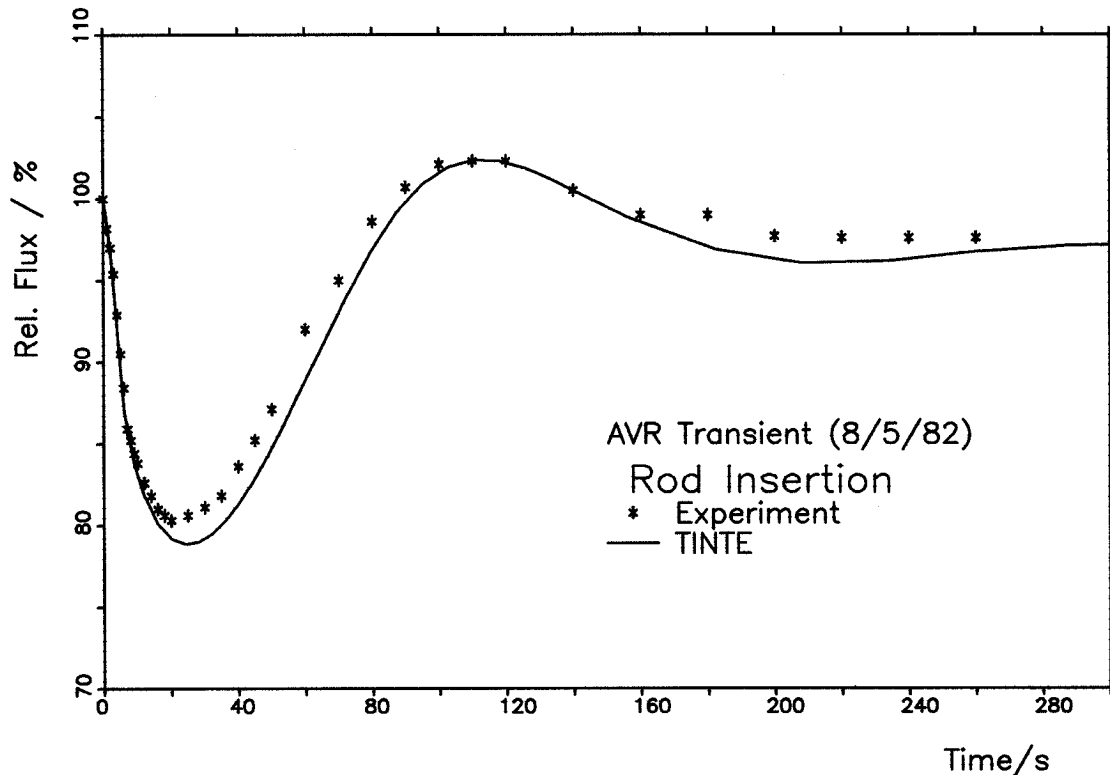


Abb. 9. Schnelles Einfahren aller Regelstäbe um ca. 60 mNile

Bei diesem Experiment wurde die Stabbank innerhalb von nur 5.2 Sekunden um ca. 55 mm eingefahren, was nach der experimentell bestimmten Stabbank-Kurve einer Reaktivität von ca. -60 mNile entspricht. Die Antwort des Reaktors und das Ergebnis der Nachrechnung sind in Abb. 9 dargestellt.

Anders als bei den Gebläsetransienten setzt die Antwort des Reaktors sofort ein. Der Leistungsabfall dauert dann etwa 20 Sekunden an und erreicht ein Minimum von etwa 80 %.

Der geringen Reaktivität von -60 mNile entspricht ein viel geringeres Absinken der Temperatur und damit der Leistung. Das einsetzende Unterkühlen bewirkt deshalb einen Wiederanstieg der Leistung, die nach ca. 2 Minuten sogar überschwingt. Danach nähert sie sich dem neuen Gleichgewichtswert von ca. 97 %.

Der steile Leistungsabfall in den ersten 20 Sekunden wird von der Rechnung sehr gut reproduziert. Das Abbremsen des Abfalls wird dagegen langsamer simuliert, so daß das Minimum etwas verzögert und auf etwas (ca. 2 %) niedrigerem Niveau erreicht wird. Der Wiederanstieg erfolgt mit nahezu konstanter kleiner Verzögerung und sowohl das Leistungsmaximum als auch das spätere Leistungsniveau werden sehr ge-

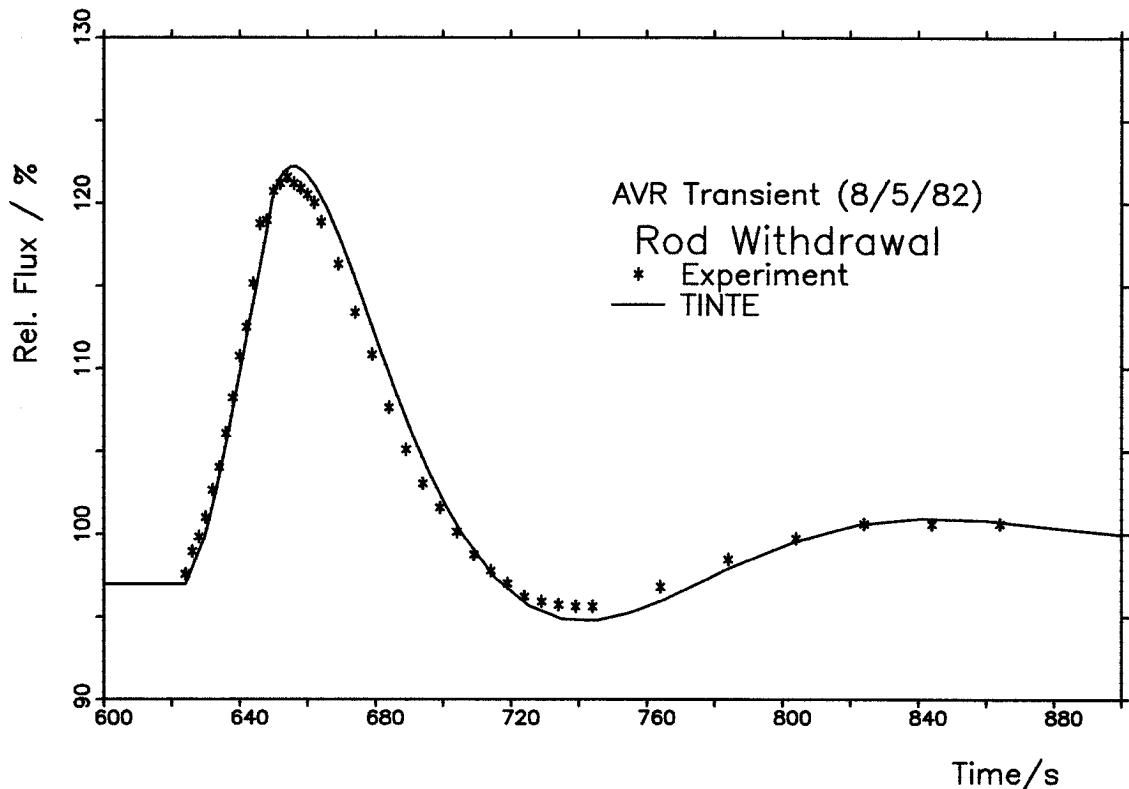


Abb. 10. Ausfahren der Stäbe (nur langsam und bei Teillastbetrieb möglich)

nau getroffen. Vor dem Erreichen eines etwas niedrigeren Gleichgewichtswertes deutet die Rechnung noch ein zweites leichteres Unterschwingen an.

Zweifelt man nach dem oben Gesagten an der Genauigkeit der Reaktivitätsangabe von 60 mNile, so kann mit einem etwas kleineren Wert eine noch bessere Übereinstimmung erwartet werden. Tatsächlich zeigt die rechnerisch ermittelte S-Kurve für diese Stabpositionen einen etwas flacheren Verlauf.

Beim Ausfahren der Stäbe müssen diese langsamer bewegt werden, wenn ein Scram vermieden werden soll. Es darf höchstens einer der Stäbe und auch nur mit niedriger Geschwindigkeit herausgezogen werden, so daß hierfür 45 Sekunden gebraucht werden.

Wegen des Leistungsüberschwingens, das auch dabei auftritt, kann dieser Teil des Experimentes nur gefahren werden, wenn der Reaktor vorher in Teillast betrieben wurde. Abb. 10 zeigt zu Beginn den gemessenen und den etwas niedrigeren gerechneten Zustand mit eingefahrenen Stäben. Während des diskontinuierlichen Ausfahrens der einzelnen Stäbe stimmt der gerechnete Leistungsanstieg gut mit dem Ex-

periment überein. Vom Leistungsmaximum an beginnen wieder leichte Verzögerungen und Abweichungen in der Größenordnung von ca. 1 %. Nach einem Unterschwingen wird der Ausgangszustand vor den Stabbewegungen schnell wieder angenommen.

Es fällt auf, daß trotz des viel langsameren Stabziehens das Überschwingen stärker ausfällt, als beim Stabeinfahren. Dies hängt damit zusammen, daß beim Zuführen einer negativen Reaktivität immer nur eine Leistungsrampe erreicht werden kann, deren Steigung durch den Zerfall verzögerter Neutronen bestimmt wird. Mit zunehmend positiver Reaktivität können dagegen Rampen beliebiger Steigung eingeleitet werden.

Auch beim Ziehen der Stäbe könnte die Übereinstimmung durch eine geringfügig kleinere Reaktivitätsangabe noch weiter verbessert werden. Die Übereinstimmung von Theorie und Messung erfordert solche Annahmen bei diesem Experiment jedoch nicht. Es gibt genügend andere Ursachen für die geringfügigen Diskrepanzen.

2.5.2. Das Stabeinfahren am 29.11.1985

Anders sieht die Situation bei dem Stabfahrexperiment Ende 1985 aus. Hier waren zu Beginn des Versuchs die Stäbe nahezu ganz ausgefahren. Nach der experimentellen S-Kurve mußten sie annähernd 10 Sekunden gefahren werden, bevor das erste mNile eingebracht wurde und nach 30 Sekunden sollen sie ca. 49 mNile eingebracht haben.

Dieses langsame Einbringen sollte selbst bei gleicher Reaktivität wie im vorher behandelten Versuch, eine schwächere Antwort der Reaktorleistung zur Folge haben, denn unendlich langsames Einbringen verursacht gar keine Überreaktion, sondern würde eine asymptotische Annäherung an den neuen Zustand (ca. 97%) nach sich ziehen.

Tatsächlich zeigen die Meßwerte in Abb. 11 nach einem, der langen Fahrzeit entsprechenden, langsameren Leistungsabfall ein gegenüber Abb. 9 **stärker** ausgeprägtes Unterschwingen. Schon von daher muß der eingebrachte Reaktivitätshub mindestens so groß sein, wie bei dem vorher beschriebenen Experiment, und die S-Kurve in diesem Bereich Fehler enthalten.

Die Rechenergebnisse in Abb. 11 bestätigen dies. Eine Stabwirksamkeit von nur 49 mNile beschreibt schon den Leistungsabfall in der ersten halben Minute falsch und erreicht den Minimalwert nur zu 3/4. Eine Stabwirksamkeit von 60 mNile, oder etwas mehr, beschreibt den gemessenen Leistungsverlauf dagegen besser.

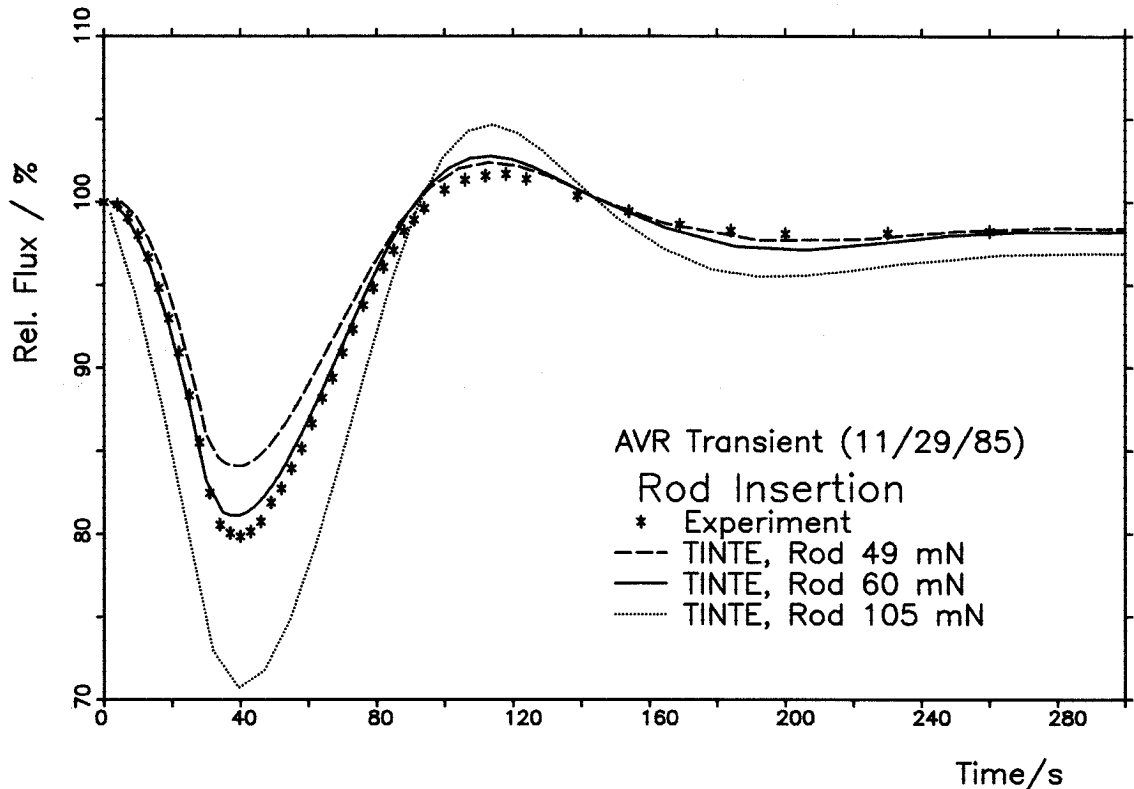


Abb. 11. Einfahren der Stäbe aus einer Position am Ende der S-Kurve.

Die oben erwähnte rechnerische Bestimmung der Stabbankkurve /7/ liefert für die Stabbewegung dieses Experiments eine sehr viel größere Reaktivität: 105 mNile. Legt man diesen Wert zugrunde, so zeigt die gerechnete Transiente ein viel zu starkes Überspringen. Dies kann als Hinweis darauf gesehen werden, daß selbst eine dreidimensionale Modellierung für den AVR in der Nähe des Bodenreflektors schwierig ist.

Die diskutierten Ergebnisse legen es nahe, derartige Stabfahrtransienten als Basis eines direkten Meßverfahrens für den Teil der heißen Stabfahrkurve vorzuschlagen, der während des Reaktorbetriebes am wichtigsten ist. Es ergeben sich dabei folgende Vorteile:

- Die Messungen können praktisch ohne Störung des normalen Leistungsbetriebes durchgeführt werden.
- Es braucht kein Kompensationsgift eingesetzt und dessen Einfluß durch ein kompliziertes Korrekturverfahren eliminiert zu werden.
- Die Auswertung kann z.B. mit TINTE erfolgen. Gegenüber der bei einem IVK-Verfahren üblichen hat man sogar die Vorteile, daß man

- nicht auf punktkinetische Näherungen angewiesen ist und
 - außer dem abfallenden Zweig auch das Leistungsminimum, seine Lage und den folgenden Wiederanstieg berücksichtigen kann.
- Das Verfahren erlaubt es, die Stabbewegungsintervalle zur Absicherung des Ergebnisses überlappend anzuordnen.
 - Das Verfahren ergänzt die IVK-Messungen. Zur gegenseitigen Absicherung können letztere von unterschiedlichen Stabstellungen gestartet werden, wobei die Differenz nach diesem bestimmt wird.

3. Anwendungsbeispiel für den Thermofluidteil

In gewissen Betriebs- bzw. Störfallzuständen des MODUL-Reaktors /13/ ist nicht auszuschließen, daß sich oberhalb des Cores Helium mit Temperaturen bis zu 1000°C ansammelt. Dies wird bis in den Kaltgassammelraum oberhalb des Deckenreflektors eindringen und den darüberliegenden Kohlesteinisolator erwärmen. Diese Kohlesteinisolierung ist aus 24 Segmenten zusammengesetzt, zwischen denen Spalten bis zu 1 mm nicht ausgeschlossen werden können.

Oberhalb des Kohlesteins befindet sich ein weiteres Gasplenum. Dies wird durch eine Abdeckung vom übrigen Gasraum des Corebehälters abgetrennt. Es wird im folgenden vorausgesetzt, daß diese Abdeckung gasdicht ist und daß die oben erwähnten Spalten zwischen den Kohlesteinblöcken die einzige Verbindung diese Gasplenums mit den übrigen gasführenden Teilen des Corebehälters sind.

Es ist zu untersuchen, inwieweit zusätzlich zur Wärmeleitung im Kohlestein auch eine Konvektion des heißen Gases bei der Berechnung der Temperaturen oberhalb dieses Isolators zu berücksichtigen ist.

Für das heiße Helium ist der Seitenreflektor eine Wärmesenke, das heißeste Helium wird deshalb in der Mitte des Kaltgassammelraumes anstehen. Dies hat zur Folge, daß auch der Kohlesteinisolator in der Mitte am heißesten ist, seine Wärmesenke liegt ja auch im wesentlichen radial außen.

Eine Konvektion in den Spalten ist also nur in der Art zu erwarten, daß heißes Gas im Zentrum aufsteigt, seine Wärme an den Kohlestein und in dem darüberliegenden Plenum abgibt und bei größeren Radien zurückfällt, wenn keine anderen Wege aus dem Plenum berücksichtigt werden müssen.

Zur Lösung dieses Problems ist eine zeitabhängige Rechnung notwendig, bei der sowohl die Leitung im Kohlestein als auch die Heliumkonvektion zu berücksichtigen sind. Eine solche Rechnung ist mit TINTE durchführbar, wenn der nukleare Teil abgeschaltet wird.

Hier soll stattdessen mit einer anderen Anwendungsart die Flexibilität von TINTE demonstriert werden: Aus anderen Rechnungen, die aus Konvergenzgründen ohne Berücksichtigung der Strömung in den engen Spalten ausgeführt wurden, ist eine Temperaturverteilung im Kohlestein bekannt /14/. Es handelt sich dabei nicht um Gleichgewichtstemperaturen, sondern um solche, die in einer Transiente auftreten und als relevant angesehen werden.

Mit diesen vorgegebenen Temperaturen werden die zusätzlich durch das Helium in den Kohlestein transportierten Wärmemengen bestimmt. Wenn diese hinreichend klein sind, werden die Temperaturen durch sie nur marginal verändert.

Um die Zuverlässigkeit der TINTE-Ergebnisse in dieser extremen Anwendung zu überprüfen, wird für ein vereinfachtes Modell zunächst eine analytische Lösung gesucht und diese mit TINTE-Ergebnissen verglichen. In weiteren Schritten wird das Modell der Wirklichkeit angepaßt.

Bei den hier dargestellten Überlegungen wurde ursprünglich eine frühe Version von TINTE benutzt [5]. Die Rechnungen wurden jetzt wiederholt. Die zwischenzeitlich entwickelten Verbesserungen im Gasströmungs- und Temperaturteil führen zu einem besseren Konvergenzverhalten und zu geringfügig veränderten Ergebnissen.

3.1. Geometrischer Aufbau

Der zu untersuchende Kohlesteinisolator hat einen Radius von $r_0 = 1.50 \text{ m}$ und $h_0 = 1.20 \text{ m}$ Höhe. Er ist aus 24 Segmenten zusammengesetzt, deren Spitzen entfernt sind. Das dadurch entstehende Mittelloch wird durch einen Kohlesteinstopfen verschlossen.

Für die folgenden Berechnungen wird anstelle dieser Kohlesteinkonstruktion entsprechend Abb. 12 ein Rechenmodell benutzt, bei dem die einzelnen Segmente und Spalten bis zum Zentrum reichen. Es sind dann pro cm Radius $24 \times 0.1 \text{ cm}^2$ Spaltfläche zu berücksichtigen.

Der Kohlestein kann in einem einfachsten Strömungsmodell in einen inneren Teil mit Aufwärtsströmung und einen äußeren Teil mit Abwärtsströmung aufgeteilt werden. Zwischen beiden Zonen ist ein Kreisring mit stagnierendem Helium zu erwarten. Dieser wird im Sinne einer pessimistischen Abschätzung vernachlässigt. Ferner wird die Aufteilung der durchströmten Zonen flächengleich vorgenommen, d.h. ihre Grenze wird dem halben Coreradius (75 cm) gleichgesetzt.

In beiden Zonen ist dann die der Strömung zur Verfügung stehenden Fläche

$$F_{sp} = 24 \times 0.1 \times 75 \text{ cm}^2 = 180 \text{ cm}^2.$$

Bei einer Gesamtfläche von innen

$$F_i = 75^2 \pi \text{ cm}^2 = 17671 \text{ cm}^2$$

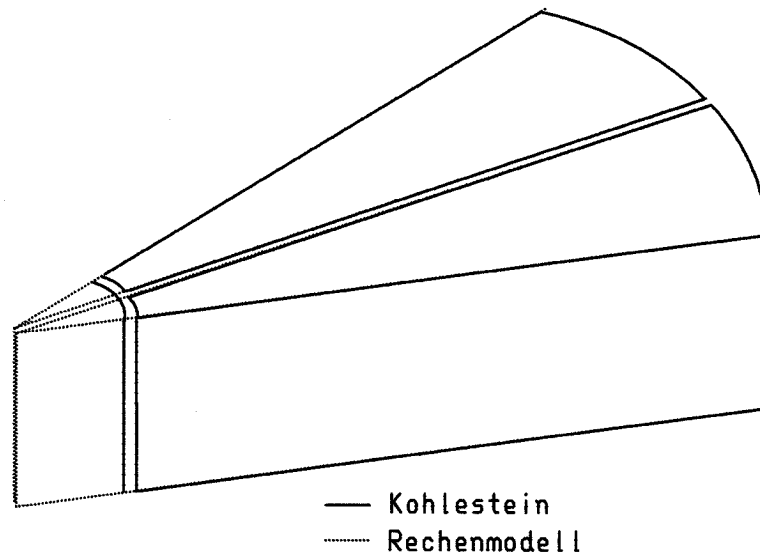


Abb. 12. Aufbau des Kohlesteinisolators im MODUL-Reaktor aus Segmenten mit Zentralstopfen und die benutzte Modellierung.

und außen

$$F_a = (150^2 - 75^2) \pi \text{ cm}^2 = 53014 \text{ cm}^2$$

ergeben sich Lückenanteile von

$$\varepsilon_i = 0.0102$$

$$\varepsilon_a = 0.0034$$

bzw. (Festkörper-)Füllfaktoren von

$$f_i = 0.9898$$

$$f_a = 0.9966.$$

3.2. Analytischer Lösungsansatz

Zunächst soll eine analytische Lösung gesucht werden. Dabei werden die strömenden Gassäulen durch mittlere Temperaturen T_i und T_a beschrieben.

Die Gewichte dieser Gassäulen sind $F_{sp} \times h_0 \times \rho(T_i) \times g$ bzw. $F_{sp} \times h_0 \times \rho(T_a) \times g$. Deren Differenz liefert die Auftriebskraft. Die durch den Auftrieb erzeugte Druckdifferenz wird also

$$\Delta p_a = h_0 g (\rho(T_a) - \rho(T_i))$$

Diese muß dem gesamten Reibungsdruckabfall gleich sein. In langen Spalten ist dieser

$$\Delta p_r = \xi(T_i) \frac{h_0}{d} \frac{\rho(T_i) v_i^2}{2} + \xi(T_a) \frac{h_0}{d} \frac{\rho(T_a) v_a^2}{2}$$

wobei $d = 0.2 \text{ cm}$ der hydraulische Durchmesser ist, v_i bzw. v_a die Strömungsgeschwindigkeiten innen bzw. außen sind und ξ der Widerstandsbeiwert ist.

Statt der Strömungsgeschwindigkeiten soll der Massenstrom

$$\mu = \rho(T_i) v_i F_{sp} = \rho(T_a) v_a F_{sp}$$

eingeführt werden:

$$\Delta p_r = \frac{h_0}{2d} \frac{\mu^2}{F_{sp}^2} \left(\frac{\xi(T_i)}{\rho(T_i)} + \frac{\xi(T_a)}{\rho(T_a)} \right)$$

Der Widerstandsbeiwert hängt von der Reynoldszahl

$$Re = \frac{v \rho d}{\eta} = \frac{\mu d}{F_{sp} \eta}$$

ab, im Falle laminarer Strömung, die hier wegen des engen Spaltes zu erwarten ist, wird

$$\xi = \varphi \frac{64}{Re} = \varphi \frac{64 \eta}{\mu d},$$

wobei der Beiwert φ für einen langen Spalt den Wert 1.5 annimmt (vgl. Teil 1, Abschnitt 7.1.3.). Es wird also

	200°C	600°C	1000°C
$\rho/(\text{kg/m}^3)$	6.0057	3.2821	2.2574
$\eta/(\text{Pa s} \times 10^{-5})$	2.739	4.206	5.477

Tabelle 1: Dichte und Zähigkeit von He bei 60 bar /15/

$$\Delta p_r = 48 \frac{\mu h_0}{d^2 F_{sp}} \left(\frac{\eta(T_i)}{\rho(T_i)} + \frac{\eta(T_a)}{\rho(T_a)} \right)$$

Aus der Gleichheit von Δp_a und Δp_r folgt

$$\mu = \frac{g d^2 F_{sp}}{48} \frac{\rho(T_a) - \rho(T_i)}{\eta(T_a)/\rho(T_a) - \eta(T_i)/\rho(T_i)}$$

Wegen der etwas unübersichtlichen Temperaturabhängigkeit von ρ und η wird hier auf eine weitere Diskussion der Temperaturabhängigkeit von μ verzichtet. Stattdessen wird dieser Wert für zwei unterschiedliche Temperaturzustände angegeben.

Mit den Werten aus Tabelle 1 ergibt sich bei einer inneren Gassäule mit 1000°C und einer äußeren mit 200°C ein Massenstrom von $1.9 \times 10^{-3} \text{ kg/sec}$. Diesem Massenstrom entspricht eine Reynoldszahl unter 10, die Strömung ist also, wie vorausgesetzt, weit unterhalb der Turbulenzgrenze.

Wird die Temperatur der inneren Säule auf 600°C reduziert, so **erhöht** sich der Massenstrom auf 2.3 g/sec. Dieses überraschende Ergebnis — der Auftrieb sinkt stark — ist dadurch zu erklären, daß bei niedrigerer Temperatur die Dichte zunimmt und die Zähigkeit abnimmt, so daß eine kleinere Auftriebskraft zu einem größeren Massenstrom führt.

3.3. Numerische Rechnung mit TINTE

Eine numerische Behandlung solch kleiner Ströme führt i.A. zu Konvergenzschwierigkeiten. Mit dem Reaktordynamik-Code TINTE läßt sich auch für diesen Spezialfall eine Konvergenz erzielen.

In TINTE wurden die Neutronik- und Festkörperwärmeleitprogrammteile übersprungen und nur die Gasströmungs- und gegebenenfalls die Konvektionsteile angesteuert.

Zur Vermeidung der Konvergenzschwierigkeiten wurde die Kohlesteinisolierung zunächst in nur 2 radiale Maschen aufgeteilt. Darüber wurde ein Umlenkplenum modelliert. Unter dem Kohlestein wurden zwei radial aneinander grenzende Plena modelliert, in denen gleiche Drücke vorgegeben werden und in dem inneren außerdem die Gastemperatur.

Als erstes wurden die beiden analytisch behandelten Fälle simuliert, indem auch die Gastemperatur fest vorgegeben wurde. Dies ergab auf 3 Dezimalstellen die gleichen Massenströme. Die geringen Abweichungen sind durch Auftriebskräfte in den Plena zu erklären; sie verschwinden, wenn deren Höhe sehr klein gewählt wird.

Als nächstes wurden die Festkörpertemperaturen maschenweise vorgegeben. Sie sind in Tabelle 2 wiedergegeben. Durch die Modellierung des Kohlesteins als "vertikale Stromröhren" werden der Gasströmung, wie auch im analytischen Ansatz, radiale Komponenten verboten, lediglich im oberen Umlenkplenum sind sie möglich. Für die Berechnungen des Wärmeübergangs zwischen Gas und Kohlestein wurde die Nusseltzahl für durchströmte Rohre benutzt. Der Massenstrom aus dieser Rechnung ist 2.4 g/sec. Ihm entspricht im äußeren, 200°C kalten Bereich eine mittlere Geschwindigkeit von 2.3 cm/sec, innen unten (1000°C) knapp das dreifache. Durch diesen Massenstrom werden 9.8 kW in den Kohlestein hinein transportiert. Die Strömungsgeschwindigkeit ist so klein, daß die mittlere Gastemperatur in jeder Masche weniger als 1 K von der Festkörpertemperatur abweicht. Sie ist sogar so klein, daß die Wärmeleitung im Gas zu einer Temperaturabsenkung im äußeren oberen Plenum führt (Tabelle 2).

Schließlich wurde auch eine Rechnung mit feinerer radialer Maschenteilung ausgeführt. Dazu wurde ein Maschennetz mit 7 radialen Maschen benutzt. Für dieses lagen von INTERATOM zur Verfügung gestellte Feststofftemperaturen an den Maschenecken vor /14/, aus denen Maschenmittelwerttemperaturen interpoliert wurden. In diesem Maschennetz variiert der Füllfaktor zwischen 0.96944 im Zentrum und 0.99737 am Rand.

Vorgegebene Feststoff - Temperaturen / (°C)

R/CM =	53.03	118.59
Z/CM =		
10.00	200.00	180.00
40.00	367.00	187.00
80.00	533.00	193.00
110.00	700.00	200.00

Axialer Gasstrom / (Kg/sec/Masche)

R/CM =	53.03	118.59
Z/CM =		
0.00	-0.0024	0.0024
20.00	-0.0024	0.0024
60.00	-0.0024	0.0024
100.00	-0.0024	0.0024
120.00	-0.0024	0.0024

Gas - Temperaturen / (°C)

R/CM =	53.03	118.59
Z/CM =		
-0.50	200.00	199.94
10.00	200.72	180.09
40.00	367.29	186.98
80.00	533.25	192.99
110.00	700.78	199.97
120.50	1000.00	200.00

Konvektiv abgeführte Wärme / (W/cm³)

R/CM =	53.03	118.59
Z/CM =		
10.00	-0.006	-0.000
40.00	-0.003	0.000
80.00	-0.003	0.000
110.00	-0.010	0.000

Konvektiv transportierte Wärmemenge 9.82 kW

Tabelle 2: Modell des axial durchströmten Kohlesteins mit 2 radialen Maschen

Vorgegebene Feststoff - Temperaturen / (°C)

R/cm =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/cm =							
25.00	172.80	172.20	170.50	167.90	165.50	163.40	161.50
75.00	305.80	302.60	293.30	279.90	269.80	260.60	252.80
105.00	469.70	462.50	441.90	413.30	390.80	373.00	356.60
115.00	608.80	598.20	568.50	527.90	496.20	470.70	446.90

Axialer Gasstrom / (Kg/sec/Masche)

R/cm =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/cm =							
0.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0005	0.0003	0.0003	0.0002
50.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0005	0.0003	0.0003	0.0002
100.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0005	0.0003	0.0003	0.0002
110.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0005	0.0003	0.0003	0.0002
120.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0005	0.0003	0.0003	0.0002

Gas - Temperaturen / (°C)

R/cm =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/cm =							
-0.50	172.80	172.63	172.03	171.69	171.68	171.66	171.62
25.00	172.93	172.33	170.61	167.90	165.51	163.41	161.51
75.00	305.94	302.73	293.41	279.81	269.70	260.50	252.69
105.00	470.19	462.97	442.30	412.85	390.31	372.48	356.06
115.00	609.84	599.18	569.41	527.55	495.81	470.28	446.47
120.50	945.10	922.10	893.70	527.90	496.20	470.70	446.90

Konvektiv abgeführte Wärme / (W/cm**3)

R/CM =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/CM =							
25.00	-0.003	-0.001	-0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
75.00	-0.004	-0.001	-0.001	0.000	0.000	0.000	0.000
105.00	-0.016	-0.005	-0.003	0.002	0.002	0.001	0.001
115.00	-0.039	-0.013	-0.007	0.002	0.001	0.001	0.001

Konvektiv transportierte Wärmemenge 2.91 kW

Tabelle 3: Modell des nur axial durchströmten Kohlesteins mit 7 radialen Maschen und vorgegebenen Kohlesteintemperaturen nach /14/

Vorgegebene Feststoff - Temperaturen / (°C)

R/cm =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/cm =							
25.00	172.80	172.20	170.50	167.90	165.50	163.40	161.50
75.00	305.80	302.60	293.30	279.90	269.80	260.60	252.80
105.00	469.70	462.50	441.90	413.30	390.80	373.00	356.60
115.00	608.80	598.20	568.50	527.90	496.20	470.70	446.90

Axialer Gasstrom / (Kg/sec/Masche)

R/cm =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/cm =							
0.00	-0.0004	-0.0003	-0.0002	0.0003	0.0002	0.0002	0.0002
50.00	-0.0005	-0.0004	-0.0007	0.0007	0.0003	0.0003	0.0002
100.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0004	0.0003	0.0003	0.0002
110.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0004	0.0003	0.0003	0.0003
120.00	-0.0004	-0.0003	-0.0005	0.0004	0.0003	0.0003	0.0003

Radialer Gasstrom / (Kg/sec/Masche)

R/cm =	25.00	45.00	80.00	110.00	125.00	140.00
Z/cm =						
25.00	0.0001	0.0002	0.0007	0.0003	0.0002	0.0001
75.00	0.0000	-0.0001	-0.0003	-0.0001	0.0000	0.0000
105.00	0.0000	0.0000	-0.0001	0.0000	0.0000	0.0000
115.00	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000

Gas - Temperaturen / (°C)

R/cm =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/cm =							
-0.50	172.80	172.64	172.23	171.98	171.96	171.93	171.87
25.00	172.95	172.34	170.65	167.91	165.51	163.41	161.51
75.00	305.93	302.73	293.40	279.77	269.69	260.49	252.69
105.00	470.18	462.94	442.24	412.89	390.33	372.46	356.02
115.00	609.80	599.12	569.27	527.62	495.83	470.28	446.43
120.50	945.10	922.10	893.70	527.90	496.20	470.70	446.90

Konvektiv abgeführte Wärme / (W/cm**3)

R/CM =	17.68	36.40	64.90	96.18	117.74	132.71	145.09
Z/CM =							
25.00	-0.003	-0.001	-0.001	0.000	0.000	0.000	0.000
75.00	-0.004	-0.001	-0.001	0.000	0.000	0.000	0.000
105.00	-0.016	-0.005	-0.002	0.002	0.002	0.002	0.001
115.00	-0.037	-0.012	-0.006	0.001	0.001	0.001	0.001

Konvektiv transportierte Wärmemenge 2.68 kW

Tabelle 4: Modell des axial und radial durchströmten Kohlesteins mit 7 radialen Maschen und vorgegebenen Kohlesteintemperaturen nach /14/

In diesem Maschennetz wurde die Gasströmungsberechnung wiederholt, wobei zunächst an einer rein axialen Strömung festgehalten wurde. Durch eine Modellierung des Kohlesteins als "horizontaler Hohlraum" wurde in einer zusätzlichen Rechnung diese Beschränkung aufgehoben. (Im Gegensatz zu dem Thermohydraulik-Code THERMIX /16/ wird in TINTE auch in diesem Modellgebiet ein Druckabfall berücksichtigt, seine Berechnung, sowie die der Nusseltzahl (vgl. auch Anhang A1.4.), erfolgen nach den Rohrströmungsgesetzen; außerdem ist es erlaubt, mehrere, auch unterschiedliche horizontale Hohlräume über- und nebeneinander anzuordnen).

Die Ergebnisse beider Modelle (Tabelle 3 und 4) unterscheiden sich nur sehr wenig: die axialen Massenströme sind kaum verändert, denn die dazugekommenen radialen bleiben klein. Damit verändern sich auch die Wärmeübergänge wenig.

Bei beiden Strömungsmodellen bereitet selbst mit 7 radialen Maschen die Konvergenz keine Schwierigkeiten. Der gesamte Massenstrom verteilt sich jetzt auf 3 aufwärts und 4 abwärts durchströmte radiale Maschen.

Die kleinen Unterschiede zwischen zentralen und äußeren Temperaturen führen hier zu kleineren Auftrieben und damit zu dem kleineren Massenstrom von 1.3 g/sec in beiden Modellen. Dieser transportiert insgesamt nur 2.9 kW bzw. 2.7 kW in den Kohlestein, wobei allerdings zu beachten ist, daß im Zentrum eine größere Wärmemenge eingebracht wird, während das zurückströmende Helium im äußeren Teil den Kohlestein kühlt.

In beiden Fällen liegen die Gastemperaturen wieder näher als ein Grad an den Feststofftemperaturen.

Unter der Voraussetzung, daß

- die Kohlesteintemperatur die vorgegebenen Werte nicht übersteigt,
- seine Spalten nicht wesentlich breiter werden — die Spaltbreite beeinflusst den Massenstrom in dritter Potenz — und
- die betrachteten Spalten die einzige Verbindung des oberen Gasplenums mit dem übrigen Kühlkreislauf sind, so daß nur der hier berücksichtigte Auftriebsdruck anliegt,

erweist sich damit die Spaltströmung als problemlos.

4. Dynamische Untersuchungen an Heizreaktoren mit PEU Ä PEU Beschickung

Das kugelförmige Brennelement bietet eine Vielzahl an Möglichkeiten für einen Reaktorbetrieb. Allen gemeinsam ist die Fähigkeit zu einer kontinuierlichen Beschickung, mit der die Überschußreaktivität eines Batch-Betriebs und die zu ihrer Bindung benötigten Neutronenabsorber vermieden werden können.

Die leichte Handhabung der Kugeln wird in einem Reaktor mit Mehrfachdurchlauf dazu genutzt, die Leistungsverteilung weitgehend zu homogenisieren.

Unter gewissen Umständen hat auch eine stärkere Inhomogenität Vorteile, z.B. die Trennung von Gebieten mit hoher Leistungsdichte von denen mit höchster Temperatur. Eine solche Trennung wird bei der OTTO-Beschickung /17/ erreicht, wobei gleichzeitig mit dem Fortfall der Kugelumwälzanlage eine konstruktive Vereinfachung erreicht wird.

Die aufgezählten Betriebsarten halten, außer in der Einfahrphase oder bei Veränderungen des Brennstoffkreislaufs, während des Reaktorlebens die räumliche Leistungsverteilung und Leistungsdichte konstant. Dies ist jedoch keine notwendige Eigenschaft eines Reaktors. Wenn man sie aufgibt, können weitere konstruktive Vereinfachungen des Reaktorbehälters erreicht werden, indem z.B. der Kugelabzug eingespart wird. Weiter kann dabei das Ausschleusen der abgebrannten Elemente unter Last und deren Handhabung während des Leistungsbetriebes vermieden werden.

Bei einem solchen Betrieb wird die Corekaverne anfangs nur zu einem Teil mit Brennelementen gefüllt, die so ausgelegt sein müssen, daß eine Kritikalität unter Leistung schon bei dieser Füllung erreicht wird. Der fortschreitende Abbrand wird durch PEU Ä PEU /18/ nachgeladene frische Brennelemente ausgeglichen, die gegebenenfalls anders angereichert sein können.

Ein solcher Reaktor steht zwischen einem Batch-Reaktor und einem üblichen Kugelhaufenreaktor. Die im Batch-Betrieb notwendige Überschußreaktivität wird wie beim üblichen Kugelhaufenreaktor unnötig. Die Handhabung abgebrannter Elemente wird wie im Batch-Betrieb während des Leistungsbetriebs vermieden und in einer Entladephase konzentriert. Wenn die Kaverne ganz gefüllt ist und die Reaktivität durch fortschreitenden Abbrand weiter sinkt, wird er wie ein Batch-Reaktor abge-

schaltet, abgekühlt und z.B. nach einem Öffnen der Corekaverne von oben her entladen. Dazu kann ein Entnahmegerät nach einem Staubsauger- oder Baggerprinzip benutzt werden. Die Auslastung eines solchen selten gebrauchten Gerätes kann verbessert werden, indem es nacheinander bei mehreren derartigen Reaktoren eingesetzt wird.

Bei den Auslegungsrechnungen für eine PEU $\dot{A}$ PEU Betriebsweise sind die durch Abbrand und Nachladung bedingten aufeinander folgenden Corezustände zu bestimmen. Dies kann mit einem üblichen Programmsystem zur Verfolgung des Reaktorlebens geschehen, welches lediglich zusätzlich in der Lage sein muß, von einem Abbrandschritt zum nächsten die Coreabmessungen zu verändern, wie es z.B. in V.S.O.P. /19/ möglich ist. Bei der Auslegung ist wie üblich darauf zu achten, daß die Brennelementbelastung und die Temperaturen gewisse Grenzwerte auch lokal nicht überschreiten.

Beim Kugelhaufenreaktor ist die Nachwärmeabfuhr weniger problematisch als bei anderen Reaktoren, weil trotz höherer nutzbarer Temperaturen die maximale Brennstofftemperatur weit niedriger liegt als bei fast allen anderen Reaktortypen, weil die hohe Wärmekapazität der keramischen Einbauten den nachwärmebedingten Temperaturanstieg sehr verlangsamt und weil die den Brennstoff und die Spaltprodukte einschließenden Coatings der Partikel erst oberhalb von 1600 bis 2000°C versagen. Dies hat zur Folge, daß kritische Temperaturen frühestens erst nach Stunden erreicht werden. Trotzdem muß auch bei ihm für eine gesicherte Nachwärmeabfuhr gesorgt werden. Dies kann durch aktive Maßnahmen im Primärkreis geschehen, oder bei geeigneten Abmessungen des Cores durch inhärente Wärmeleitung und Strahlung zum Rand des Druckbehälters und einer außen vorgesehenen Wärmesenke hin erreicht werden. Hierdurch können sicherheitsrelevante Nachwärmeabfuhrsysteme eingespart werden, wie es bei Reaktorkonzepten mit kleinem Radius oder mit Mittelsäule geschieht.

Kernreaktoren werden bisher vorwiegend zur Stromerzeugung genutzt. Wegen der guten Transportierbarkeit von Strom können ihre Standorte dazu fern von Ballungsräumen gewählt werden.

Ein viel größeres Einsatzpotential liegt für Reaktoren vor, die für die Bereitstellung von Wärme, evtl. auch gekoppelt mit Stromerzeugung, konzipiert werden. Um sie hierzu in vollem Umfang nutzen zu können, müssen sie wegen der Verluste beim Wärmetransport standortnahe und in kleineren Einheiten gebaut werden können. Beiden Forderungen kommt der HTR mit seinem Rückhaltevermögen für Spaltprodukte

und seinen selbstregelnden Eigenschaften sehr entgegen, bei denen für zusätzliche Eingriffe viel Zeit bleibt und die gerade bei kleinen Einheiten besonders gut ausgeprägt sind.

4.1. Leistungsregelung im HTR

Zur Leistungsregelung eines Kernreaktors muß durch Vorgabe einer Reaktivität eine Leistungsrampe angeregt werden. Diese Reaktivität ist nach Erreichen des gewünschten Niveaus wieder zurückzunehmen, sofern sie nicht durch Rückkopplungseffekte aufgezehrt wird. Solche Reaktivitätsvorgaben werden üblicherweise durch Veränderungen der Regelstabpositionen erzielt.

Reaktoren mit kleinerer Leistung können im allgemeinen einfacher gestaltet werden. Bei kleinen Kugelhaufenreaktoren mit hinreichend kleinen Leistungsdichten können diese Vereinfachungen besonders weit gehen und z.B. den Einsatz von Regelstäben für Leistungsänderungen weitgehend bzw. sogar völlig überflüssig machen.

So wurde bereits beim AVR demonstriert (vgl. Abschnitt 2.4.), daß der Leistungsbetrieb in weiten Grenzen ohne Stabbewegungen allein durch primärseitige Gebläsedrehzahlanpassungen, ergänzt durch eine Adjustierung der Dampferzeugerbespeisung, geregelt werden kann. Die notwendigen Reaktivitätsänderungen werden bei veränderter Wärmeabfuhr bzw. beim Erreichen des neuen, der Wärmeabfuhr entsprechenden Leistungsniveaus über die Temperaturrückkopplung erreicht. Auf diese Weise ist auch ein Ausgleich der durch ^{135}Xe -Transienten bedingten Leistungsveränderungen in weiten Grenzen möglich, solange keine, z.B. durch Dampferzeuger gesetzte Temperaturlimits überschritten werden.

Selbst ein Abschalten kann, z.B. am AVR, durch ein Herunterfahren der Gebläse geschehen, dem erst innerhalb etwa eines halben Tages (15 Stunden) ein Einfahren der Stäbe folgen muß, um eine Rekritikalität nach dem Abkühlen des Reaktors und dem ^{135}Xe -Zerfall zu vermeiden. Unterbleibt dies, so pendelt sich der AVR nach einigen kleinen Schwingungen auf einem sehr niedrigen Leistungsniveau ein, das seinen Wärmeverlusten und seinem ^{135}Xe -Aufbau entspricht.

Während ein Abfahren ohne sofortigen Stabeinsatz beim AVR die übliche Abschaltprozedur ist, ist das Wiederauffahren komplizierter. Wie, z.B. aus Abb. 1 und Abb. 2 auf Seite 13 ersichtlich, führt ein Anstieg der Wärmeabfuhr durch Gebläsedrehzahlveränderung zu einem ungleich stärkeren Überspringen der Reaktorleistung als dies

bei einer Reduktion mit gleicher Rampensteigung beobachtet wird. Dies liegt daran, daß die Abfahrgeschwindigkeit immer durch die verzögerten Neutronen begrenzt wird, während die Hochfahrgeschwindigkeit mit zunehmender Höhe der Reaktivität beliebig gesteigert werden kann.

Diese Unsymmetrie in der Reaktorantwort zwingt zu größerer Vorsicht bei einem Lastwechsel nach oben. Beim Anfahren eines Reaktors aus sehr kleiner Leistung oder aus Null-Last kommt noch hinzu, daß Reaktivität und Leistung bzw. Temperatur zunächst entkoppelt sind: Die zugeführte Reaktivität bewirkt zwar einen Leistungsanstieg, dieser ist jedoch exponentiell. Das bedeutet, daß z.B. bei konstanter Reaktivität die Zeit für eine Verdopplung der Leistung im mW-Bereich die gleiche ist, wie im MW-Bereich. Wird die Reaktivität jedoch in Form einer Rampe zugeführt, die bei sehr kleinem Leistungsniveau beginnt, so kann sie schon große Reaktivitätswerte und damit einen schnellen Leistungsanstieg erreicht haben, ehe die Reaktorleistung zu einer Temperaturerhöhung ausreicht, wie sie zur Rückkopplung notwendig ist.

Aus diesen Gründen muß bei jedem Hochfahren eines Reaktors mit Hilfe von Reaktivitäts-**Rampen** darauf geachtet werden, daß diese Rampen einen hinreichend flachen Verlauf haben, oder besser, daß sie, sobald die Kritikalität erreicht ist, nach jeweils nur kurzen Anstiegen solange unterbrochen werden, bis die zugeführte Reaktivität durch Rückkopplung aufgezehrt ist. Dabei darf man sich nicht nur nach der erreichten Leistung richten, sondern muß sich vor allem an der Steilheit des Leistungsanstiegs orientieren.

Will man bei einem Reaktor auch das Wiederanfahren mit einer vergrößerten Wärmeabnahme steuern, so geschieht dies über Reaktivitätsrampen, die aus Temperaturänderungen resultieren. Es gibt wenig Möglichkeiten, diese Rampen in inhärenter Weise an den Leistungsgradienten zu koppeln und gegebenenfalls zu unterbrechen. So bleibt nur der Ausweg, die Geschwindigkeit der Leistungsanforderung zu beschränken. Je niedriger die Reaktorleistung bei einem Betrieb mit wechselnder und ggf. bis auf Wärmeverluste verschwindender Leistungsabnahme absinken kann, um so langsamer muß eine automatische Leistungsanforderung erfolgen. Wenn unterstellt werden muß, daß der Reaktor sich zwischenzeitlich sogar nuklear abgeschaltet haben kann, muß das Wiederanfahren besonders vorsichtig geschehen.

Ein wesentliches, in manchen Fällen ausreichendes Mittel zum Erreichen einer hinreichend langsamen Steigerung der Leistungsanforderung an den Primärkreis des Reaktors bietet die Wärmekapazität des Auskopplungssystems. Die folgende Diskussion des Naturumlauf-Heizreaktors kann als Beispiel hierfür dienen.

Eine Bestrahlung des Grafits führt bei Temperaturen unter 250°C zum Wigner-Effekt. Bei solchen niedrigen Temperaturen heilen die Strahlenschäden nicht aus; die bei der Schädigung durch schnelle Neutronen eingebrachte Energie wird gespeichert. Beim Aufheizen wird diese Wigner-Energie frei. Wenn dabei die Freisetzungsrates pro Grad Erwärmung in die Nähe der spezifischen Wärme kommt, kann dabei eine spontane Erhitzung des Grafits durch die ganze gespeicherte Energie eingeleitet werden.

Aus diesem Grunde darf Grafit bei Temperaturen unter 250°C nur mit geringen Dosen (in Null-Last-Experimenten oder kurzfristig beim Anfahren) bestrahlt werden. Dies wird bei jeder Auslegung eines HTR berücksichtigt, bei der hier vorgesehenen Leistungsregelung durch Temperaturrückkopplung muß besonders sorgfältig darauf geachtet werden.

Bei geringerer Neutronenleckage in größeren Reaktoren wird die Temperaturrückkopplung kleiner. Ferner wird bei größeren Leistungsdichten der Einfluß des ^{135}Xe gravierender. Zum Ausgleich der Reaktivitätseinflüsse nach Leistungsänderungen werden deshalb größere Temperaturschwankungen, die von Dampferzeugern kaum toleriert werden können, oder zusätzliche Stabbewegungen notwendig.

Bei einer Verwendung als Heizreaktor muß ein Zwischenkreislauf eingeführt werden und der Dampferzeuger wird durch einen Wärmetauscher ersetzt. Dadurch werden die Temperaturbeschränkungen gelockert, insbesondere dann, wenn von einem Gas-Wasser-Wärmetauscher auf einen Gas-Gas-Wärmetauscher übergegangen wird.

Die Rückwirkung einer solchen Regelung auf das nukleare Geschehen wird in den folgenden Abschnitten untersucht, einmal für einen kleinen Heizreaktor mit maximalen Vereinfachungen, wie Naturumlauf des Primärkreises, und später für einen Reaktor mit Mittelsäule, mit dem eine Wärmeleistung von 200 MW erreicht werden kann.

Die Temperaturschwankungen im Primärkreis, die für den Reaktivitätsausgleich bei der vorgesehenen selbsttätigen Regelung des Reaktors nicht vermieden werden können, wirken sich über den vorhandenen Wärmetauscher auch auf den Sekundärkreis aus. Wenn die Temperaturen sich verändern, muß dessen Durchsatz angepaßt werden, um eine feste Wärmemenge zu übertragen. Da diese Anpassung nur in Grenzen möglich ist, kann auch der Sekundärkreis zu Einschränkungen der Regelfähigkeit führen.

Für Untersuchungen, die den Sekundärkreis mit einbeziehen, ist TINTe eigentlich nicht vorgesehen. In den folgenden Überlegungen wird deshalb zuerst idealisierend davon ausgegangen, daß die Regelung des Sekundärkreises zu den vorausgesetzten Wär-

meanforderungen am Wärmetauscher führt. Beim Naturumlaufheizer besteht in TINTE jedoch die Möglichkeit, auch den Sekundärkreis näherungsweise zu modellieren, was für diesen Reaktor zusätzlich vorgeführt wird.

4.2. Der PEU A PEU Heizreaktor mit Naturumlauf

Ein Heizreaktor mit PEU A PEU Beschickung, dessen Leistung allein durch die Leistungsanforderung am Wärmetauscher geregelt werden kann, wird in /20/ vorgestellt. Sein Primärkreis ist für Naturumlaufkühlung ausgelegt. Eine Heißgassteigleitung beginnt oberhalb des Deckenreflektors und führt zu einem Wärmetauscher. Die Kaltgasrückleitung geschieht durch leicht isolierte Bohrungen im äußeren Teil des Seitenreflektors zum Kaltgassammelraum unter dem Bodenreflektor.

Die Zirkulationsgeschwindigkeit des als Primärkühlgas benutzten Heliums hängt von der Auftriebskraft und damit von der Temperaturdifferenz des Heiß- und des Kaltgases ab. Bei einem Gasdruck von 20 bar, einer Kaltgastemperatur von etwa 250 °C und einer Heißgastemperatur von etwa 700 °C werden im ersten Betriebsjahr des Reaktors, d.h. bei niedriger Füllhöhe und großer Leistungsdichte, bei einer Höhendifferenz von 11 m zwischen Core und Wärmetauscher 10 MW aus dem Core transportiert.

Eine Leistungssteigerung ohne Veränderung der Temperaturen oder eine Verringerung der Aufheizspanne lassen sich entweder durch eine Drucksteigerung oder durch eine Vergrößerung der Höhendifferenz zwischen Core und Dampferzeuger erreichen.

Bei dieser kleinen Leistung, die für die Versorgung von etwa achthundert Haushalten ausreicht, genügt eine Corekaverne von 22 m³ für 20 Vollast-Jahre, bzw., bei einer Auslastung im Jahresmittel von etwa 50 %, für 40 Betriebsjahre bis eine Entladung notwendig wird.

Unterbricht man das Nachladen mit frischen Brennelementen, so sinkt bei fortschreitendem Abbrand die Core- und Heißgastemperatur und damit die abführbare Leistung. In Zeiten geringerer Auslastung kann das Nachladen deshalb über Monate ausgesetzt und "batchweise" nachgeholt werden.

Die Regelung dieses Heizers geschieht durch Veränderung der Wärmeabnahme am Wärmetauscher. Bei verschwindender Abnahme nimmt dieser die Temperatur des Heißgases an, aus diesem Grunde muß es ein Gas-Gas-Wärmetauscher sein. Dies macht ihn aufwendiger, schließt aber zusätzlich einen Wassereinbruch mit seinem

Reaktivitätseffekt zuverlässig aus. Dieser Gas-Zwischenkreislauf kann mit einem neutronenabsorbierenden Gas, z.B. mit Stickstoff, und höherem Druck betrieben werden. Ein Leck in diesem Wärmetauscher würde dann das Core nuklear abschalten.

Wird die Abnahme am Wärmetauscher heruntergefahren, so verläßt das Gas ihn weniger gekühlt und heizt die Gasrückführung, d.h. den äußern Teil des Reflektors und den Bodenreflektor sowie den unteren Teil des Cores auf. Dabei reduzieren sich die Strömungsgeschwindigkeit und die Coreleistung. Der heißere äußere Reflektorrand führt zu größeren Wärmeverlusten durch die Behälterwand, die bei der kleinen Reaktornennleistung die Nachwärmeproduktion übersteigen. Dies hat zur Folge, daß der Reaktor sich auch bei unterbrochener Wärmeabnahme auf einem niedrigen Leistungsniveau mit zunächst erhöhten ^{135}Xe -Konzentrationen und später nach dessen Zerfall bei erhöhten mittleren Temperaturen einpendelt und nicht nuklear abschaltet.

Die folgenden Untersuchungen beginnen mit einem Lastabwurf. Wird dieser durch die Pufferwirkung eines Wärmespeichers oder auch nur durch die Wärmekapazität der Wärmetauscher gedämpft, so kann er in einer Rampe resultieren. Zu seiner Simulation wird die Wärmeanforderung innerhalb von 5 Minuten oder auch sprunghaft von Vollast auf Null heruntergefahren.

Das anschließend untersuchte Wiederaufahren mit Rampen gleicher Steigung oder gar mit einem Leistungssprung hat wenig mit einem Reaktorbetrieb zu tun, wie man ihn sich in der Realität vorstellen kann: Nach einem Lastabwurf und der Beseitigung der auslösenden Ursache wird man beim Wiederaufahren besonders vorsichtig vorgehen. Bei einer Anforderung gemäß einer Tages-Charakteristik, deren Niveau von der Außentemperatur abhängt, treten solche Leistungsvariationen nicht auf.

Die folgenden Untersuchungen zeigen, daß aber auch diese extremen Anforderungen kaum Probleme aufwerfen.

4.2.1. Vorgegebene Wärmeabnahme im Wärmetauscher

Bei der Modellierung des Heizreaktors wird zunächst nur der Primärkreislauf berücksichtigt. Die untersuchten Lastwechseltransienten werden durch Vorgabe von veränderten Wärmeanforderungen am Wärmetauscher angeregt. Im nächsten Abschnitt wird darauf eingegangen, welche Maßnahmen im Sekundärkreis hierzu notwendig sind.

In Abb. 13 werden die Regelungsmöglichkeiten durch Variation der Wärmeabnahme demonstriert. Die durchgezogene Kurve beschreibt den gerechneten nuklearen Leistungsverlauf nach einem "langsamen" Lastabwurf, d.h. einer Wärmetauscherrampe 100 % auf 0 % in 5 Minuten, sowie nach einem ebensolchen Wiederaufahren eine Stunde später. Da der Reaktor dies in keiner Weise übel nimmt, wurden steilere Rampen untersucht. Selbst Leistungssprünge brachten keine wesentlichen Veränderungen (gepunkteter Verlauf).

Erst als die Wärmekapazität des Wärmetauschers auf 0.1 % ihres Wertes reduziert wurde (ein Nullsetzen bedingt zusammen mit sprunghafter Leistungsänderung unsteilige Temperaturverläufe und führt zu Konvergenzschwierigkeiten), brachten Sprünge ein qualitativ anderes Verhalten, wie es mit dem gestrichelten Verlauf dargestellt ist. Aber auch dieser Lastabwurf führte nur zu einer sehr gedämpften Leistungsschwingung.

Dagegen folgt auf eine sprunghafte Leistungsanforderung von 0 % auf 100 % in dem Fall mit sehr kleiner Wärmekapazität des Wärmetauschers ein kurzer Leistungspeak von etwa 150 % der Nennleistung: Die weitgehende Vernachlässigung jeder Wärmekapazität im Wärmetauscher führt zu einer sehr schnellen Abkühlung des Gases in den isolierten Rückführungsleitungen, zu großen Auftriebskräften und damit zu einem schnellen Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit. Auf diese Weise wird dem Core durch die plötzliche Abkühlung eine große positive Reaktivität zugeführt, die den steilen Leistungsanstieg bedingt.

Eine Rückkopplung durch den Dopplereffekt setzt sehr schnell ein. Um diesen Zeitpunkt jedoch richtig zu erfassen, müßte der Temperaturanstieg in den coated Particles mit berücksichtigt werden. Dies würde eine doppelt heterogene Temperaturberechnung notwendig machen, die in TINTE bisher nicht vorgesehen ist. Die berechnete Rückkopplung setzt deshalb erst ein, wenn die Matrix der Brennelemente nennenswert

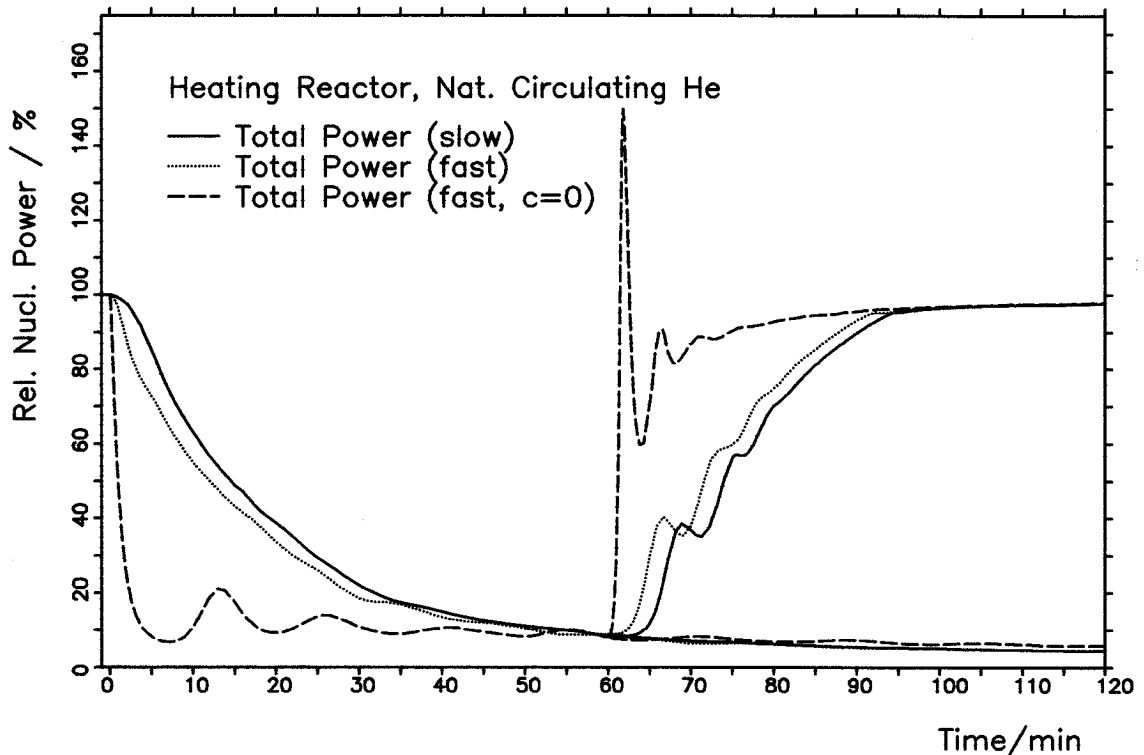


Abb. 13. Lastwechsel 100-0-100 im PEU Ä PEU beschickten Naturumlauf-Heizreaktor durch 5-Minuten-Rampen, durch Lastsprünge und mit zusätzlich auf 0.1 % reduzierter Wärmekapazität des Wärmetauschers (angedeutet durch "c=0").

erwärmt ist, und sie wird, da in kleinen HTR's die Moderatorrückkopplung wesentlich größer als die durch den Dopplereffekt ist, erst mit dem Erwärmen des ganzen Brennelementes voll wirksam. Wie die Stabfahrexperimente am AVR gezeigt haben, ist dafür etwa eine halbe Minute notwendig. Bei der Steilheit des Leistungsanstiegs wird in dieser Zeit der Peak von 150 % erreicht.

Diese Leistungstransiente wurde hier vorgeführt, um die Grenzen der Anwendbarkeit von TINTE zu demonstrieren. Sie zeigt aber auch, daß der Reaktor sich unter realistischen Bedingungen (die Wärmekapazität ist immer größer als die in diesem Fall angesetzte) selbst bei sprunghaften Leistungsänderungen harmlos verhält.

Es ist eine Auslegungsfrage, welche Leistungsspitzen und welche Leistungsrampen die Brennelemente vertragen, bzw. welche Wärmekapazitäten im Wärmetauscher nicht unterschritten werden dürfen.

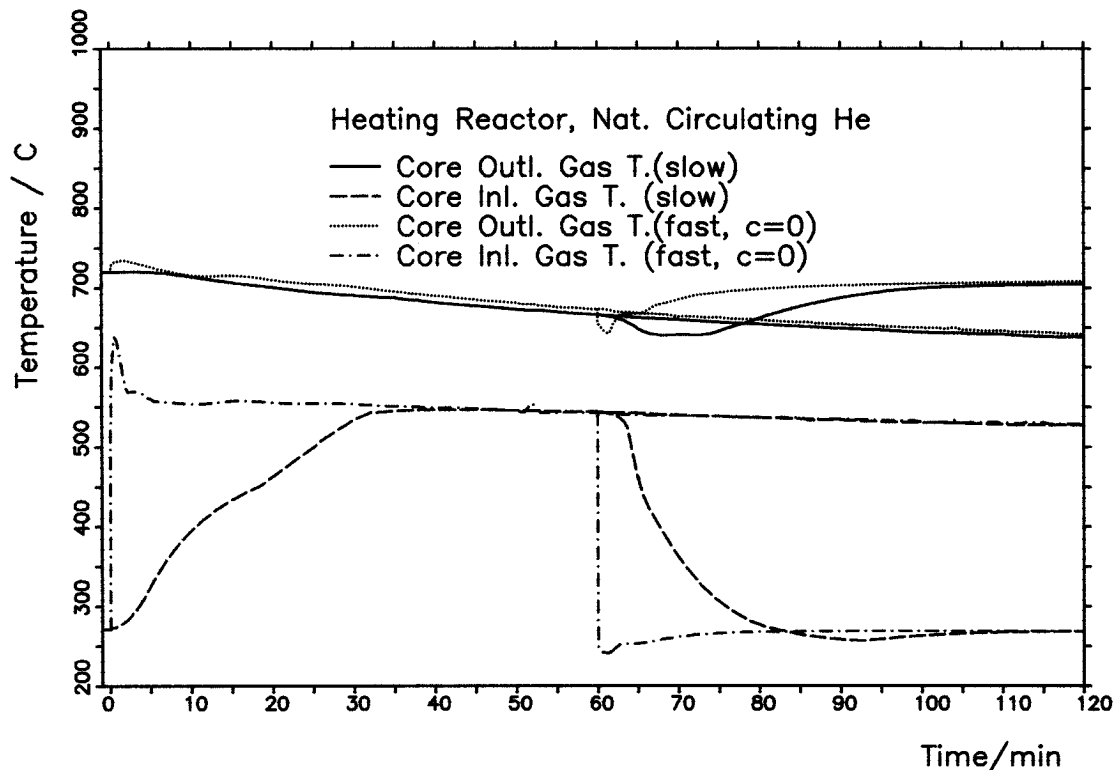


Abb. 14. Gastemperaturen bei Lastwechsel 100-0-100 im PEU Ä PEU beschickten Naturumlauf-Heizreaktor bei 5-Minuten-Rampen und bei Lastsprüngen ohne nennenswerte Wärmekapazität im Wärmetauscher (" $c=0$ ").

Bei diesen Lastwechseltransienten ändert sich die Gasaustrittstemperatur aus dem Core, gemessen am Übergang aus der Heißgassammelkammer in die Steigleitung, nur wenig (vgl. Abb. 14). Die veränderte Wärmeabnahme im Wärmetauscher verändert die Temperatur des zurückgeführten Gases vor seinem Eintritt in die Kaltgaskammer aber massiv. Bei der langsamen Leistungsrampe geschieht dies langsam, bis der Wärmetauscher sich den neuen Temperaturverhältnissen angepaßt hat. Wird dessen Wärmekapazität auf 0.1 % reduziert, so erfolgt die Temperaturanpassung des Gases nahezu schlagartig.

Das heiße Gas erwärmt den Bodenreflektor und etwas verzögert die Brennelemente am unteren Rand des Cores. Bei der langsamen Abschaltung ist diese Erwärmung in der mittleren Moderatortemperatur in Abb. 15 kaum sichtbar, sie bringt auch nur eine sehr kleine negative Reaktivität ein, die zu dem langsamen Leistungsabfall (vgl. Abb. 13) führt.

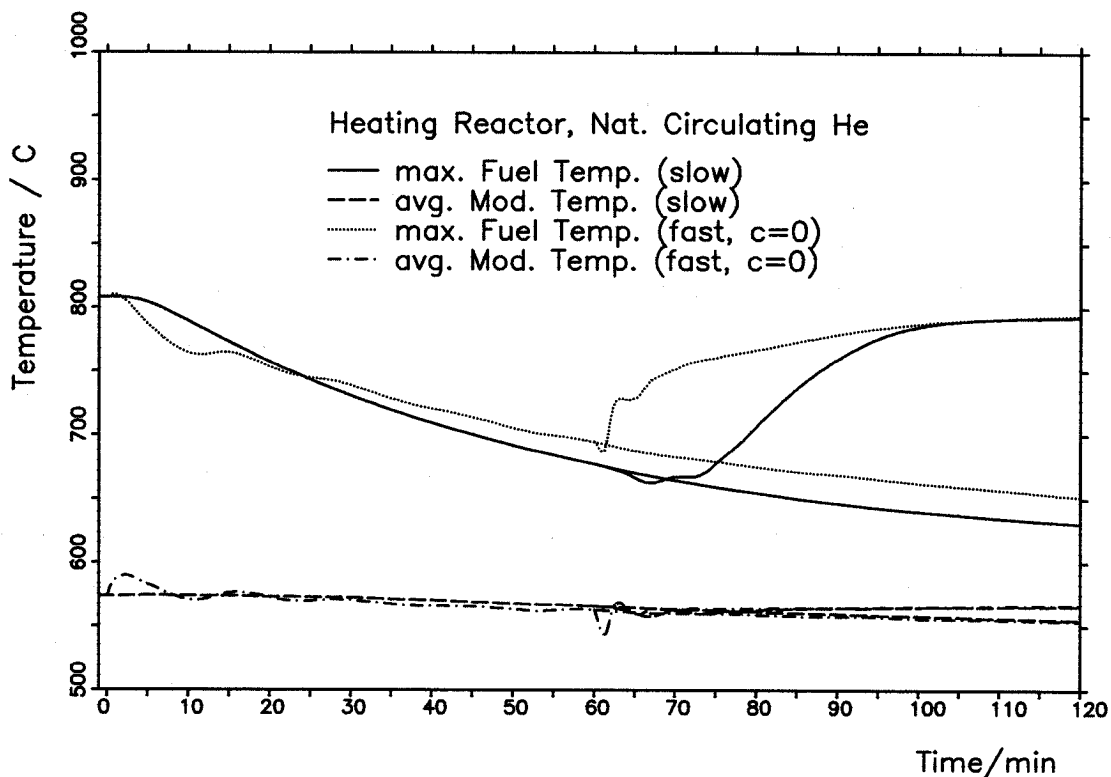


Abb. 15. Maximale Brennstoff- und mittlere Moderatortemperaturen bei Lastwechsel 100-0-100 bei 5-Minuten-Rampen und bei Lastsprüngen ohne nennenswerte Wärmekapazität im Wärmetauscher (" $c=0$ ").

Anders in dem Fall ohne nennenswerte Wärmekapazität: Die mittlere Moderatortemperatur in Abb. 15 wird zunächst deutlich angehoben und osziliert dann entsprechend der gedämpften Leistungsschwingung.

Auch ohne Wärmeabnahme im Wärmetauscher verliert das Gas Wärme an die Leitungen. Auf diese Weise bleibt ein Temperaturgefälle zwischen dem aufsteigenden und dem fallenden Gas, durch das die Strömung aufrecht erhalten wird.

Beim Wiederanfahren sind auch im langsamen Fall die Veränderungen der mittleren Moderatortemperatur sichtbar. Nach einigen Oszillationen ist ihr leichtes Wiederanstiegen unter Last durch das Wegbrennen von ^{135}Xe bedingt. Dies wird am Verlauf der Kaltgastemperatur noch deutlicher: Nach dem durch Unterkühlung bedingten Minimum beginnt ein deutlicher Anstieg.

Die maximale Fueltemperatur liegt am oberen Corerand an. Sie fällt mit abnehmender Leistung, weil dabei die Überhitzung der Matrix gegenüber der Brennelementoberfläche abnimmt. Sie fällt weiter deswegen, weil das Core am

unteren Rand erhitzt wird und die mittlere Temperatur sich wenig ändert. Ihr unterschiedlicher Anstieg beim Wiederauffahren hängt mit dem unterschiedlichen Leistungsanstieg der beiden Fälle zusammen.

Aus Abb. 13 bis Abb. 15 ist ersichtlich, daß eine kurzfristige Unterbrechung der Leistungsabnahme für den Naturumlaufheizer unproblematisch ist. Die Abb. 16 zeigt, daß auch nach längerer Unterbrechung ein Wiederauffahren möglich ist. Auch im ^{135}Xe -Maximum nach etwa 5 Stunden geht der Reaktor nuklear nicht aus, seine Reaktivität reicht für ein Hochfahren aus.

Nach längeren Pausen ist das ^{135}I weitgehend zerfallen und die ^{135}Xe -Konzentration nimmt ab. Die damit ansteigende Reaktivität muß durch eine höhere Coretemperatur ausgeglichen werden. Wie aus Abb. 17 ersichtlich, steigt mit der Coretemperatur auch die Gasaustrittstemperatur, so daß auch die Leitungen und der Wärmetauscher erwärmt werden. Für beides, das Aufheizen und die durch die Erwärmung der Rück-

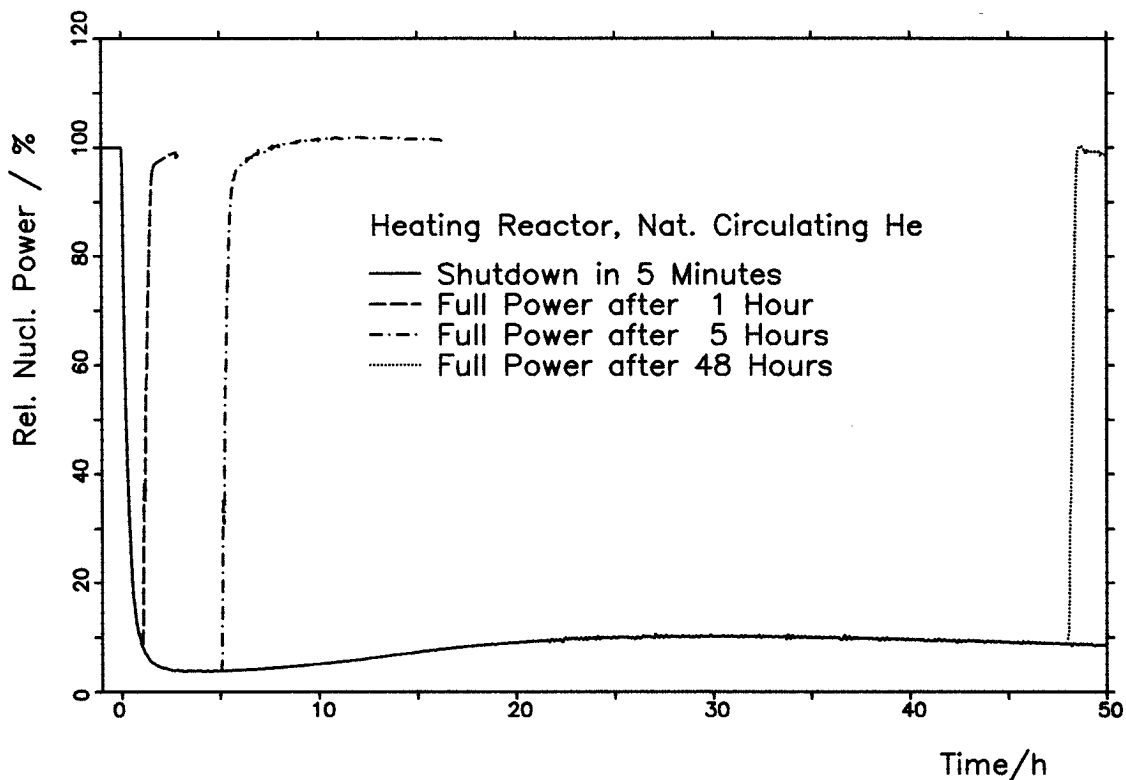


Abb. 16. Leistungsverlauf ohne Wärmeabnahme und beim langsamen Wiederauffahren mit Rampen von 5 Minuten nach kurzer Abschaltung, im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

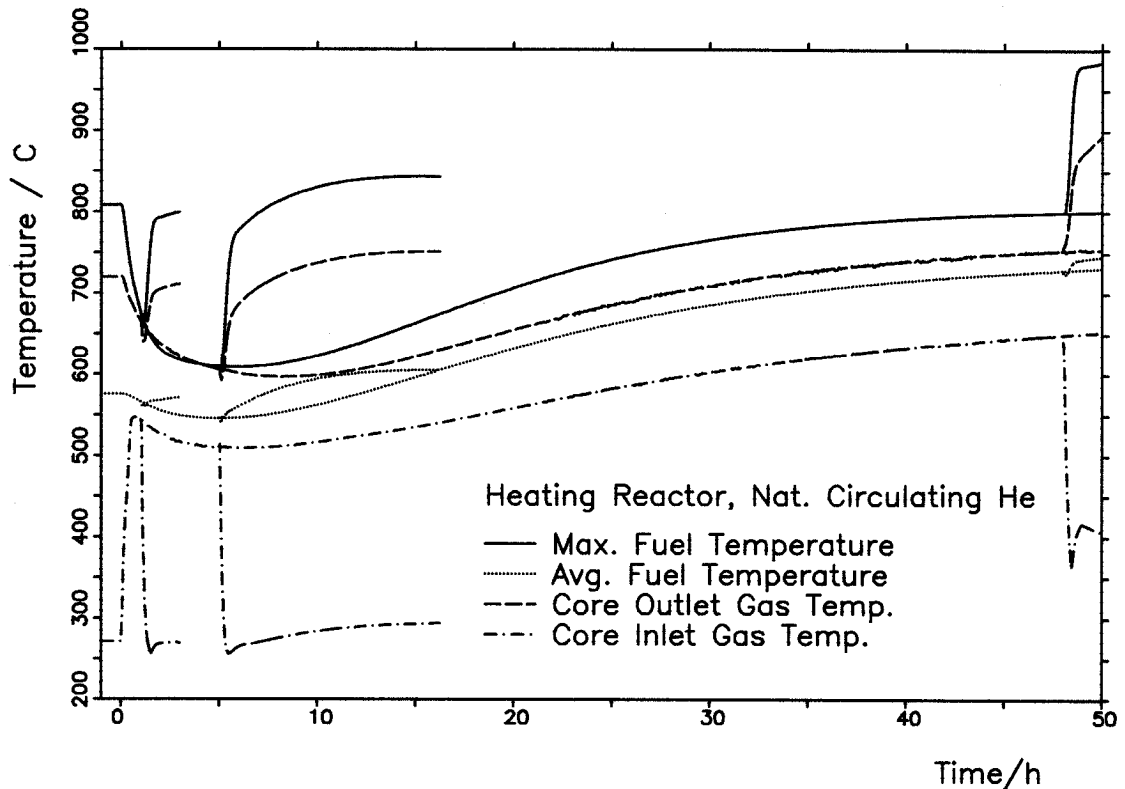


Abb. 17. Temperaturverlauf ohne Wärmeabnahme und beim Wiederanfahren mit Rampen von 5 Minuten nach kurzer Abschaltung, im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

führungsleitungen bedingten höheren Verluste, muß der Reaktor die Wärme liefern: Seine Leistung verdreifacht sich gegenüber der im ^{135}Xe -Berg.

Abb. 16 zeigt, daß ein Hochfahren reaktivitätsmäßig auch nach zwei Tagen keine Schwierigkeiten macht, aber die Temperaturen in Abb. 17 steigen von den hohen Werten, die sie im abgeschalteten Zustand erreicht haben, nach einer Leistungssteigerung auf Werte, die zwar für die Brennelemente unkritisch sind, die aber sehr hohe Anforderungen an einen Wärmetauscher zu stellen scheinen.

Diese hohen Temperaturen können durch eine verbesserte Wärmeabfuhr (höherer Druck oder höhere Bauweise), durch eine Verbesserung der Temperaturrückkopplung oder ggf. durch eine Verringerung des ^{135}Xe -Effektes mit einer geänderten nuklearen Auslegung vermieden werden.

Natürlich könnten diese Gastemperaturen selbst bei solchen extremen Lastwechseln auch ohne andere konstruktive oder einschränkende Maßnahmen vermieden werden,

wenn irgendwelche Stäbe, z.B. die Abschaltstäbe oder eventuell vorhandene Trimmstäbe, im Abstand von etwa einem Tag für den ^{135}Xe -Zerfall bzw. dessen Wiederaufbau nachjustiert würden.

4.2.2. Modellierung des Sekundärkreises

TINTE ist nur darauf eingerichtet **einen** Gaskreislauf zu modellieren. Dabei wird allerdings nicht vorausgesetzt, daß dieser zusammenhängend ist. Es ist also möglich, ihn in mehrere Teilkreisläufe zu unterteilen.

Da in der gegenwärtigen Version keine wechselnde Gaszusammensetzung im Kreislauf möglich ist, müssen alle Teilkreisläufe mit dem gleichen Kühlgas, mit Helium, betrieben werden. Weiter sind in TINTE nur die Massenströme durch Vorgaben beeinflussbar, die auf eine im Referenzgebiet für den Systemdruck gelegene Senke hin gerichtet sind. Eine solche Modellierung erlaubt also nur das Nachfahren von Transienten bei denen höchstens in einem der Teilkreisläufe Regelvorgaben zu machen sind. Für den hier betrachteten Naturumlaufreaktor ist dies hinreichend, denn sein Primärkreis ist selbstregelnd.

Bei Temperaturveränderungen ändert sich der Druck des Kühlgases. Durch Regemaßnahmen kann dies zwar rückgängig gemacht werden, wenn der Druckbehälter allerdings für hinreichenden Druck ausgelegt ist, kann auf diese aktive Maßnahme verzichtet werden, was im Rechenmodell durch eine Druckberechnung bei konstantem Heliuminventar berücksichtigt werden kann. In dieser Weise ist dies im vorherigen Abschnitt geschehen. Bei der hier vorgenommenen Aufteilung in die Teilkreisläufe kann nur das gesamte Inventar konstant gehalten werden, eine unterschiedliche Veränderung der (Teil-)Kreislaufdrücke kann nicht berücksichtigt werden.

Für die thermische Kopplung der beiden Kreisläufe bietet das im Anhang A2.2. eingeführte Netzwerk das notwendige Werkzeug, allerdings nur für eine sehr grobe Näherung, bei der der Wärmetauscher durch nur eine Komponente, d.h. einen Kopplungspunkt, darzustellen ist. Dies Modell kann nicht zwischen Gleich- und Gegenstromwärmetauschern unterscheiden, seine Wirkungsweise kommt allerdings der eines Gleichstromwärmetauschers sehr nahe. Die hier mit diesem Modell bestimmten Aufheiz- bzw. Abkühlspannen der Gasströme und damit die im Wärmetauscher übertragenen Wärmemengen sind deshalb bei gegebenen Gasdurchsätzen kleiner als bei einem Gegenstromwärmetauscher, der hier wohl sinnvollerweise einzusetzen wäre.

Ein Versuch, durch Hintereinanderschalten von solchen "Komponenten" die Modellierung zu verbessern, führte mit der im Anhang A2.2. beschriebenen Kopplung durch Temperaturen in der einen Richtung und durch übertragene Wärmemengen in der anderen auf ein Gleichungssystem, für das mit dem benutzten Iterationsverfahren keine Lösung gefunden werden konnte.

Für die Eintrittstemperatur des Sekundärkreislaufs zum Primärwärmetauscher wird vorausgesetzt, daß sie auf 100°C festgehalten werden kann. Dies sollte im Heizbetrieb keine Schwierigkeiten machen, denn einerseits strömt das Wasser des Tertiärkreises sicher mit niedrigerer Temperatur zum Reaktor zurück und andererseits kann sie bei zu starker Abkühlung mittels eines thermostatgeregelten Bypasses aus der heißen Sekundärseite angehoben werden.

Bei einer Laständerungsanforderung aus dem Tertiärkreis wird für das Gebläse des Sekundärkreises vorausgesetzt, daß seine Förderleistung sich innerhalb von 5 Minuten auf den Transport der entsprechenden Wärmemenge durch das Sekundärgas einstellt.

Einfacher wäre zwar ein intermittierender Betrieb dieses Gebläses zwischen festem Durchsatz und Stillstand, mit dem dem wechselnden Wärmebedarf entsprochen werden könnte. Erste Rechnungen zeigten aber, daß schon nach kurzen Stillstandszeiten die Temperatur im Wärmetauscher so weit ansteigt, daß der Sekundärkreis bei einem Wiederhochfahren auf den alten Gebläsedurchsatz zu große Wärmemengen aus dem Wärmetauscher entzieht. Dies führt zu steilen Reaktivitätsrampen und sogar zu einem deutlichen Überschreiten der Nennleistung im Reaktor.

Es ist deshalb erforderlich, die Gebläsedrehzahl nicht nur in den Anfahrampen zu steuern, sondern auch den Endwert dieser Rampen so zu regeln, daß die tatsächlich transportierte Wärmemenge dem Vorgabewert entspricht.

In TINTE geschieht diese Regelung am Sekundärkreis mittels einer Option, die seinen Massenstrom bei gegebener Eintrittstemperatur entsprechend einer vorgegebenen Wärmeanforderung anpaßt.

Der in Abb. 18 gezeigte Verlauf der Reaktorleistung als Antwort auf Regelvorgaben für die Wärmeabnahme durch den Sekundärkreis hat große Ähnlichkeit mit Abb. 16. Die Unterschiede rühren einmal von den etwas niedriger angesetzten Gleichgewichtstemperaturen und zum anderen von nicht ganz identischen Annahmen über Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität her.

Auch die in Abb. 19 wiedergegebenen Reaktor- und Primärkreistemperaturen unterscheiden sich wenig von denen aus Abb. 16. Die Gaseintrittstemperaturen unterschreiten zwar bei dem hier etwas niedriger angesetzten Temperaturniveau die 250°C-Marke, dies geschieht jedoch nur sehr kurzfristig. Es bleibt unproblematisch, weil keine großen Wigner-Energien aufgebaut werden können.

Wesentlich neues zeigt aber der in Abb. 20 dargestellte Verlauf der Temperatur des aus dem Primärwärmetauscher austretenden sekundärseitigen Heißgases. Vorbehaltlich der durch die Modellierung des Wärmetauschers bedingten Unsicherheit liegt diese Temperatur im Gleichgewichtsbetrieb bei 225°C. Im Leerlauf sind ihre Schwankungen nach oben hin beträchtlich und stellen an den Wärmetauscher hohe, aber keine unerfüllbaren Anforderungen.

Beim Wiederanfahren sinken die Heißgastemperaturen des Sekundärgases. Damit erweisen sich nach der zweitägigen Abschaltpause die hohen Primärgastemperaturen als harmlos.

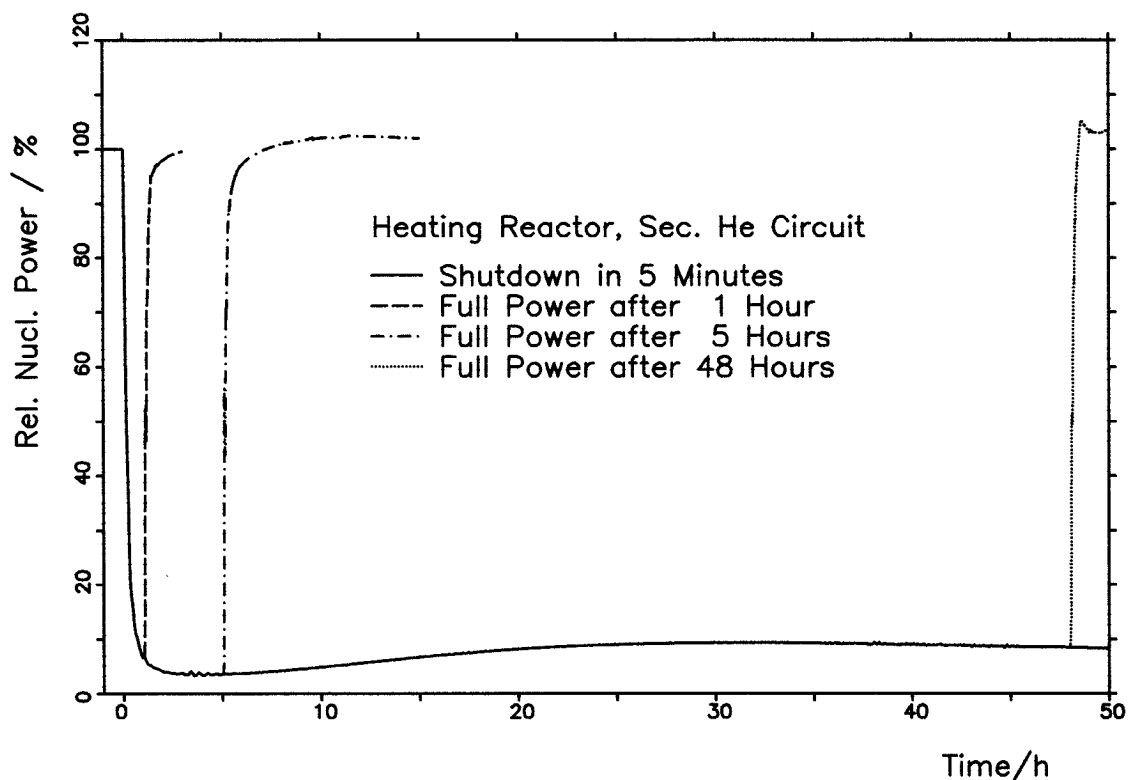


Abb. 18. Leistungsverlauf bei Regelung der Wärmeabnahme im Sekundärkreis mit Rampen von 5 Minuten nach kurzer Abschaltung, im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

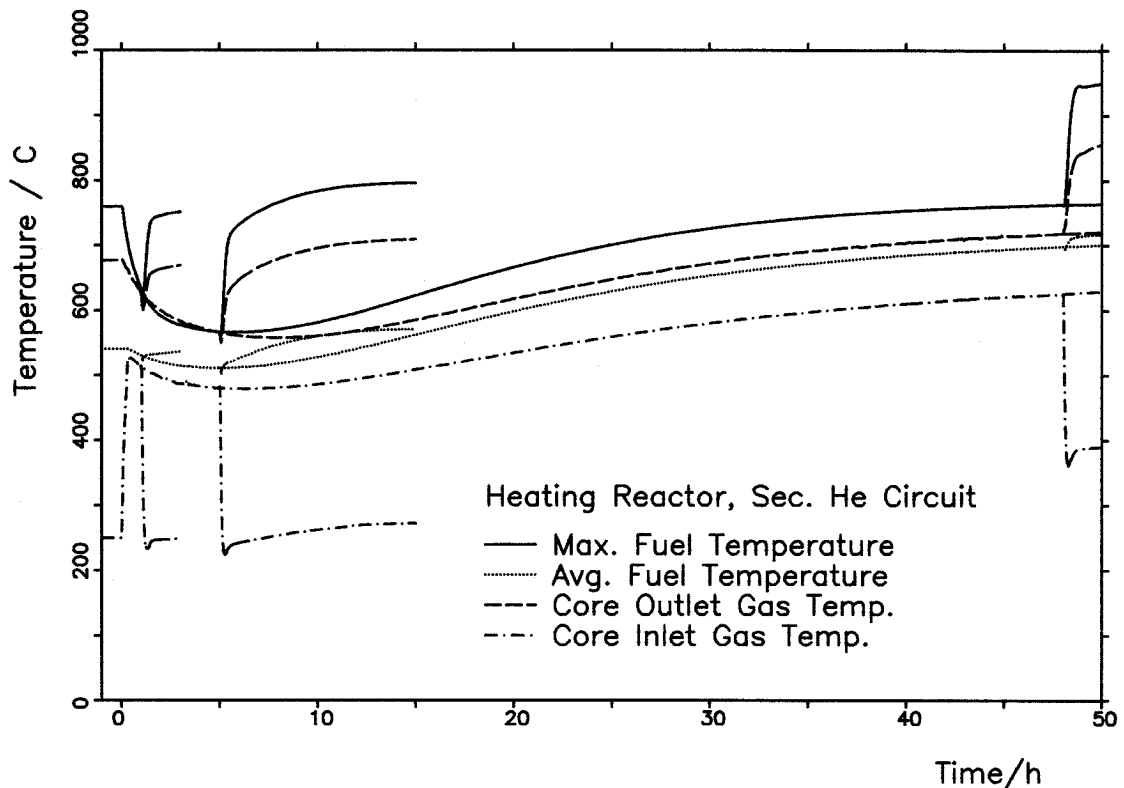


Abb. 19. Temperaturverlauf bei Regelung der Wärmeabnahme im Sekundärkreis mit Rampen von 5 Minuten nach kurzer Abschaltung, im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

In den ersten Minuten müssen die Gebläsedrehzahlen sehr langsam angehoben werden um die transportierte Wärmemenge zu beschränken. Nach einem Hochfahren mit 5-Minutenrampen für die Leistungsanforderung wird der Wärmetauscher trotzdem unterkühlt, da die Coreleistung erst wegen der durch Unterkühlung bedingten Reaktivität anzusteigen beginnt. Die Aufheizspanne des Sekundärkreises sinkt dabei kurzfristig beim Wiederaufahren aus dem ^{135}Xe -Berg unter die 125°C des Gleichgewichtszustandes auf etwa 50°C ab. Dieses starke Unterkühlen des Wärmetauschers belastet ihn stark. Es kann durch ein langsames Hochfahren gemildert werden, insbesondere dadurch, daß die Leistungsanforderung langsam steigt bzw. sogar vermindert wird, sobald die sekundärseitige Heißgastemperatur die Gleichgewichtswerte unterschreitet.

Aber diese Unterschreitung der Aufheizspanne des Gleichgewichtszustandes setzt voraus, daß die Förderleistung des Gebläses hinreichend groß werden kann. Auch wenn die Gebläse für eine gewisse Erhöhung der Drehzahl ausgelegt sind, wird diese kaum auf mehr als das doppelte gesteigert werden können, wie es nach 5 Stunden

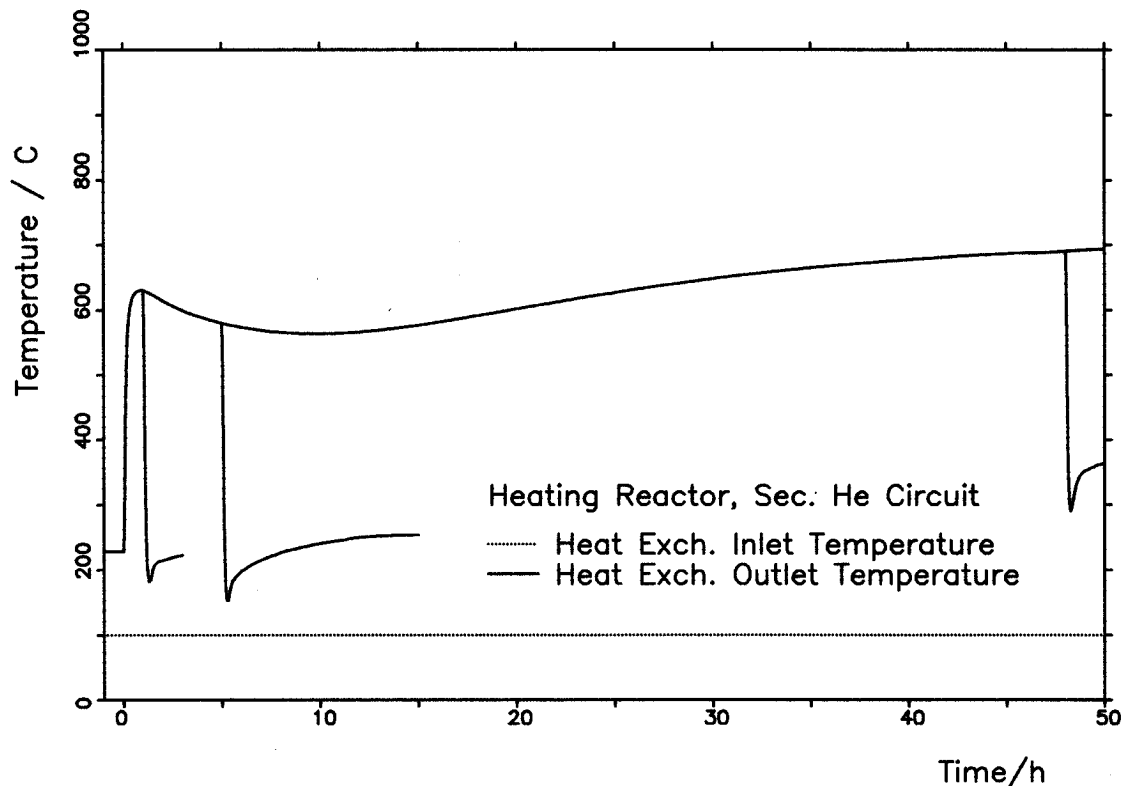


Abb. 20. Sekundärkreistemperaturen bei vorgegebener Wärmeabnahme mit Rampen von 5 Minuten nach kurzer Abschaltung, im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

Abschaltzeit notwendig wäre. Doch nicht nur das Gebläse, vor allem der Wärmetauscher zum Tertiärkreis müßte um ein Vielfaches überdimensioniert sein. Da beides nur in gewissen Grenzen sinnvoll ist, erwächst aus der Auslegung des Sekundärkreises eine inhärente Beschränkung für die Geschwindigkeit der Leistungssteigerung in all den Situationen, in denen der ^{135}Xe -Aufbau ein Absinken der Coretemperatur erzwingt.

Im Rechenmodell können diese Überlegungen durch folgende Maßnahmen realisiert werden:

- Zunächst wird die Wärmeanforderungsrampe ersetzt durch eine Anforderung von 90% in 5 Minuten und von Vollast erst nach einer halben Stunde.
- Die beschränkte Übertragungskapazität des Sekundärkreises wird dadurch berücksichtigt, daß die Gebläseförderung reduziert wird, sobald die Aufheizspanne

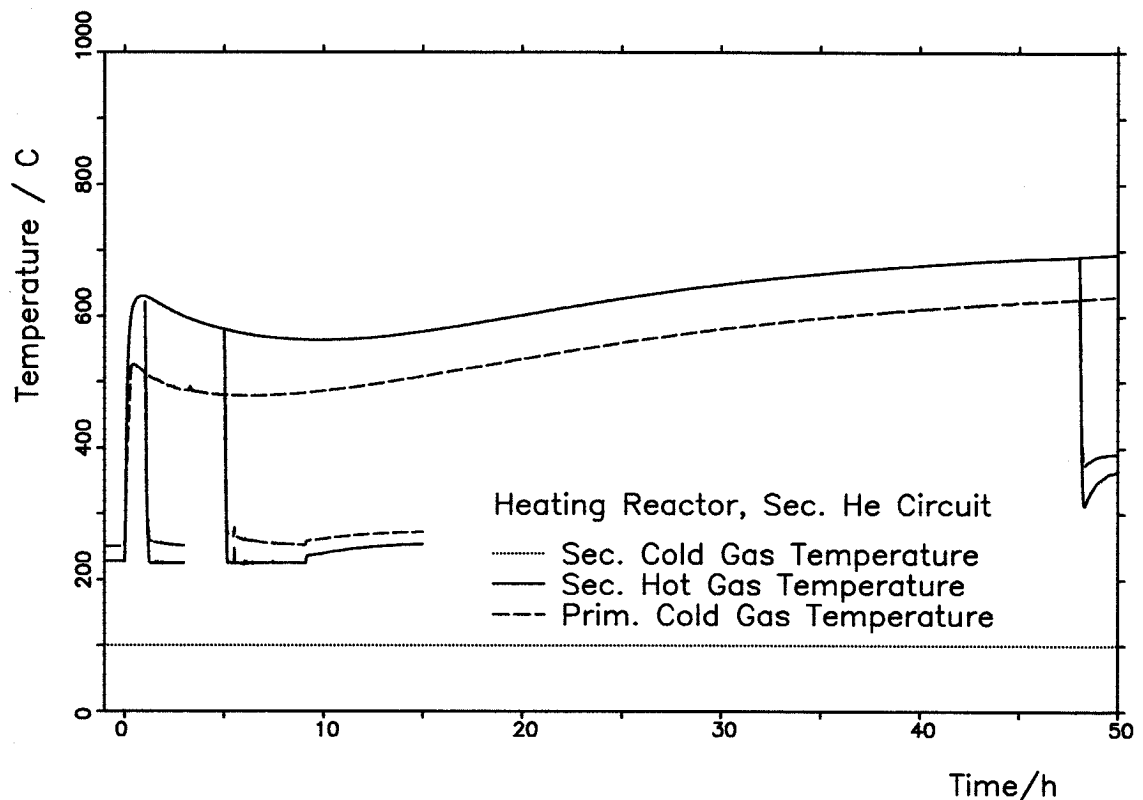


Abb. 21. Gastemperaturen bei Regelung durch Wärmeabnahme im Sekundärkreislauf (durch Aufheizspanne reduziert) nach kurzer Abschaltung, im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

kleiner als die des Gleichgewichtszustandes wird. Dabei wird ein Absinken des Wärmetransportes unter den geforderten Wert in Kauf genommen.

Beim Anfahren mit weitgehend zerfallenem ^{135}Xe nach zwei Tagen Null-Last greift nur die erste Maßnahme (Abb. 21). Die Unterkühlung in der ersten Stunde nach der Anforderung wird zwar gegenüber Abb. 20 gemildert, bleibt aber deutlich ausgeprägt. Später führt das Wegbrennen des restlichen ^{135}Xe im hohen Fluss des Leistungsbetriebes zu einem weiteren Temperaturanstieg.

Solange die ^{135}Xe -Konzentration größer als die des Gleichgewichtszustandes ist, wird auch die zweite Maßnahme wirksam: Die Unterkühlung bleibt in Abb. 21 nach einer und nach fünf Stunden Null-Last aus und das Unterschreiten der 250°C-Grenze verschwindet. Erkauft wird dies dadurch, daß ein Vollastbetrieb erst möglich wird, wenn das ^{135}Xe auf den Gleichgewichtswert heruntergebrannt ist. Es dauert bis zu vier Stunden nach der Anforderung, in denen die erreichte Leistung asymptotisch gegen die geforderte Leistung geht.

Durch eine leichte Überdimensionierung des Sekundärkreises, etwa soweit, daß er auch noch mit einer Heißgastemperatur von 200°C fertig wird, ließe sich diese Zeitspanne unter etwa eine Stunde reduzieren.

Um immer eine schnelle Bedarfsdeckung zu sichern muß dieses Reaktorverhalten gegebenenfalls mit einem ausreichend dimensionierten Wärmespeicher im Tertiärkreis ausgeglichen werden. Durch einen solchen könnten auch viele Lastwechselspannen entscheidend reduziert werden.

4.2.3. Die Tageslastkurve

In den vorherigen Abschnitten wurden die Auswirkungen von maximalen Laständerungen untersucht. Sie müssen beherrscht werden, sie werden aber, vielleicht mit Ausnahme des Lastabwurfs, unter Betriebsbedingungen kaum auftreten. Die aufgezeigten Beschränkungen beim Wiederanfahren sind deshalb weniger gravierend. Wesentlicher ist, daß Lastwechsel, wie sie im Normalbetrieb vorkommen, vom Reaktor ohne Einschränkung nachvollzogen werden können.

Während Kernreaktoren für die Stromerzeugung vorwiegend in Grundlast betrieben werden, kann das für Heizreaktoren nicht vorausgesetzt werden. Ihre Leistung ist dem Heizbedarf anzupassen.

Der Heizbedarf wechselt jahreszeitlich: Im Sommer wird im wesentlichen nur Warmwasser bereitzustellen sein. Im Übrigen erfordern Wetterschwankungen die Anpassung der Leistung.

Diese längerfristigen Variationen werden durch einen Tagesrhythmus überlagert, der von der Tageslastkurve beim Strombedarf verschieden sein dürfte und sicher regional unterschiedlich ist. Für ein Heizkraftwerk in Sapporo sind Tageslastkurven in [21] dokumentiert. Dies Heizkraftwerk versorgt die City von Sapporo, in der vorwiegend Verwaltungsgebäude, Krankenhäuser und andere öffentliche Einrichtungen, sowie Fachgeschäfte, Bürogebäude u.s.w. liegen. Dort wird für einen Wintertag im Februar eine Schwankung zwischen nur 16 % in der Nacht und einem steilen Anstieg auf ein kurzfristiges Maximum mit 100 % am späten Vormittag gezeigt (Abb. 22). In reinen Wohngebieten dürfte die Lastanforderung morgens früher einsetzen und das Maximum am Vormittag weniger ausgeprägt sein.

Wenn dieser Wärmebedarf durch ein nukleares Heizwerk mit einem hohen Anteil der am Maximalbedarf orientierten Anlagenkosten versorgt werden soll, wäre es sinnvoll,

diese kurzfristige Bedarfsspitze durch einen Wärmespeicher oder durch ein zusätzliches konventionelles Heizaggregat zu puffern. Das soll hier jedoch nicht untersucht werden.

Die als Säulendiagramm vorgegebene Lastkurve wird ungeglättet benutzt, lediglich die Sprünge werden durch Rampen von einer Minute Dauer ersetzt. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird die Wärmeanforderung dem Sekundärkreis aufgeprägt.

Ausgehend vom stationären Zustand beginnt die rechnerische Simulation in Abb. 22 um 10 Uhr vormittags im Bedarfsmaximum. Während des nachmittäglichen Leistungsrückganges und im nächtlichen Tieflastbereich bleibt die Reaktorleistung zunehmend höher als die Anforderung. Die zusätzlich produzierte Wärme dient zum Aufheizen des Grafits und zum Ausgleich der zunehmenden Wärmeverluste durch Abstrahlung über die Behälteroberfläche. Beim steilen Wiederanstieg des Bedarfes am nächsten Morgen bleibt die Reaktorleistung schließlich auf Kosten der gespeicherten Wärme unter den angeforderten Werten.

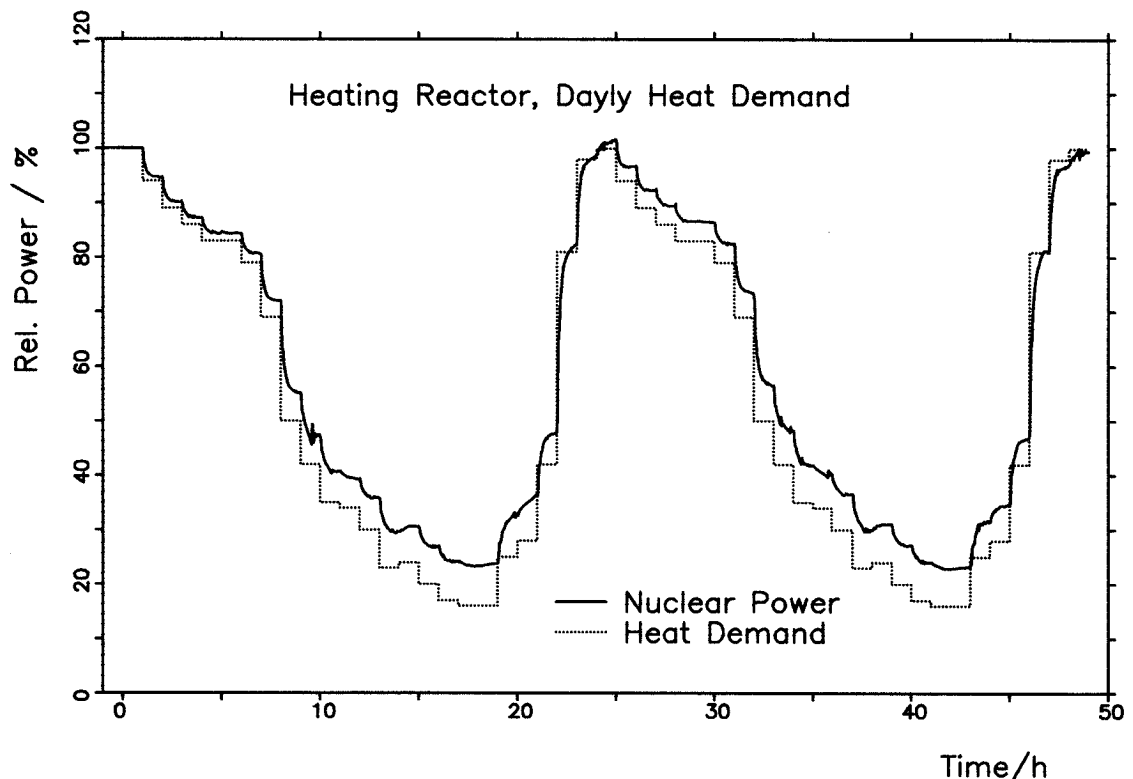


Abb. 22. Leistungsanforderung und Leistungsverlauf beim Nachfahren einer Tageslastkurve.

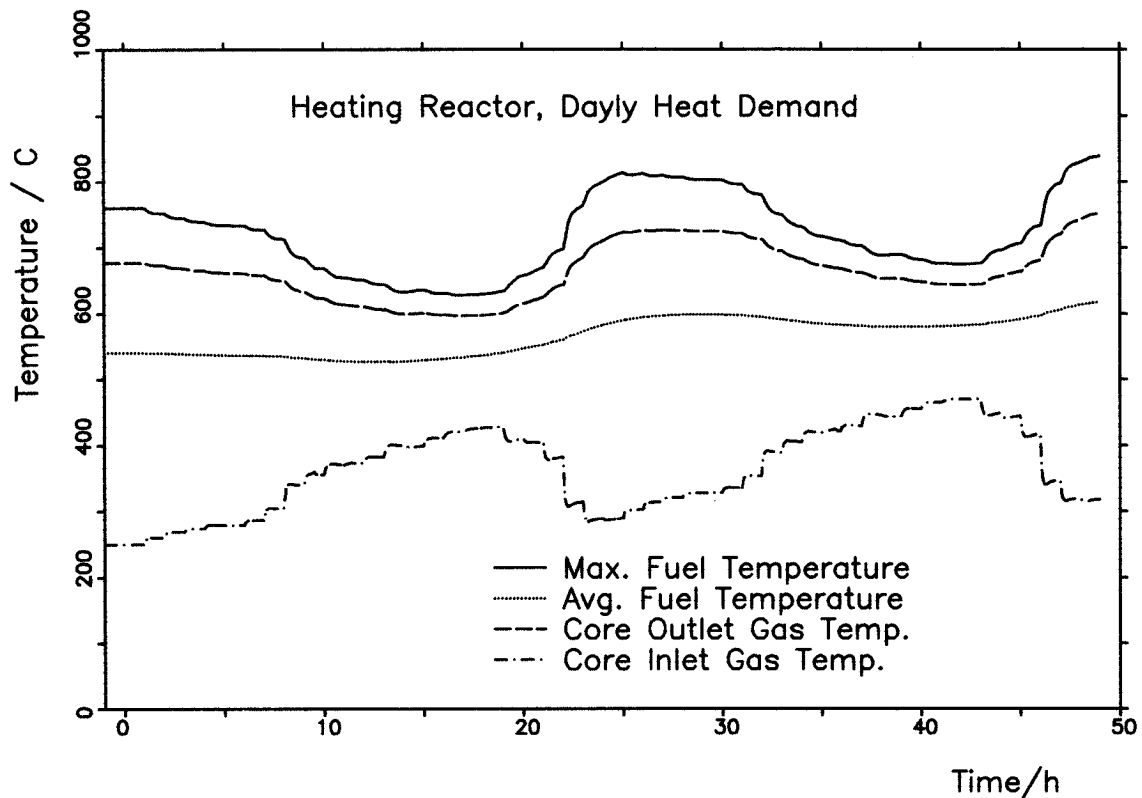


Abb. 23. Temperaturverlauf beim Nachfahren einer Tageslastkurve.

Für den folgenden Tag wird eine Wiederholung des Lastdiagramms vorausgesetzt. Der Leistungsverlauf des Reaktors unterscheidet sich dann sehr wenig von dem des Vortages.

Für den in Abb. 23 dargestellten Verlauf der Temperaturen gilt dies nicht. Sie liegen am zweiten Tag höher. Dies hat seinen Grund in der Tatsache, daß die Absorption durch ^{135}Xe sich im Tageslastbetrieb auf einen anderen, niedrigeren Mittelwert einstellen muß, als es dem Vollastbetrieb entspricht. Dies leichte Ansteigen der Temperaturen sorgt dafür, daß die Kaltgastemperatur die 250°C -Grenze auch in den folgenden Anstiegsphasen nicht unterschreitet. Dabei bleiben alle Temperaturen unkritisch. Das langsame Schwanken der mittleren Brennstofftemperatur, das ihrem Anstieg überlagert ist, spiegelt im wesentlichen die zeitlichen Schwankungen der ^{135}Xe -Konzentration wieder, wie sie durch die Leistungswechsel erzwungen wird.

Auch die Temperatur des Sekundärkreises zeigt in Abb. 24 zwar einen unruhigen Verlauf, erreicht jedoch keine kritischen Werte. Wie die Temperatur des Cores und Primärkreises steigt auch sie leicht an, so daß die Aufheizspanne des Gleichge-

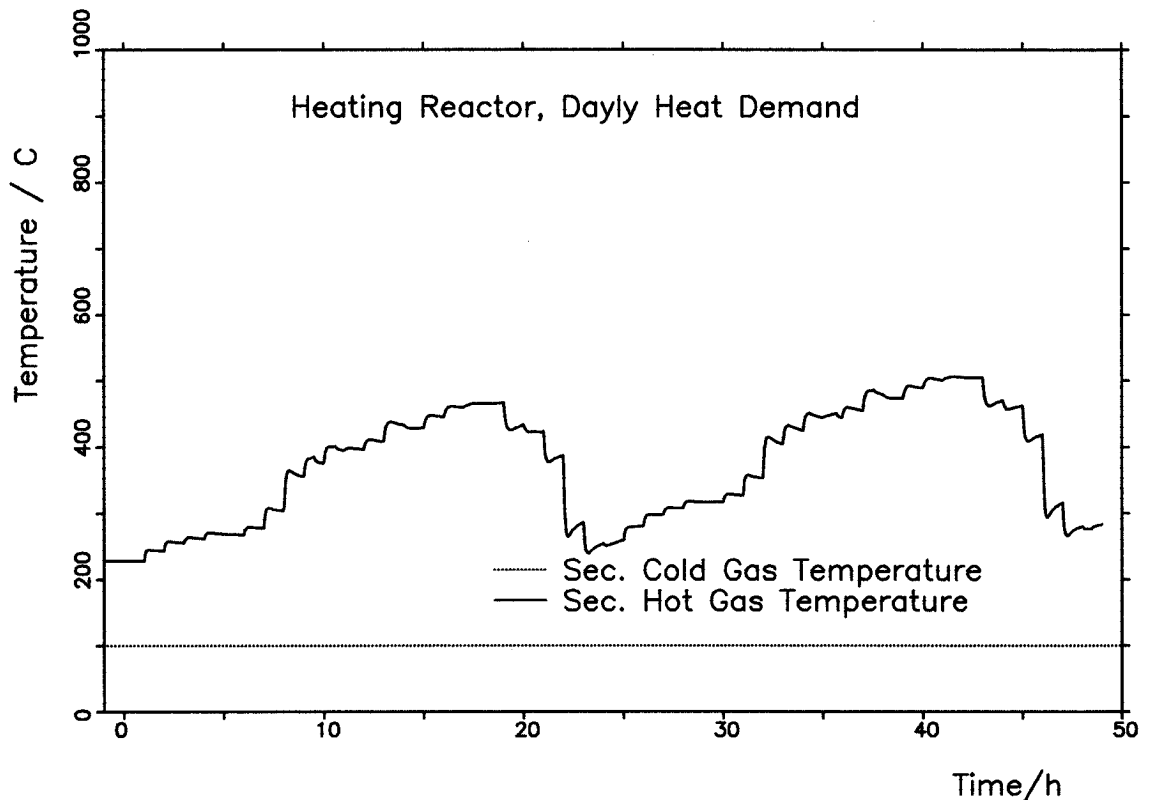


Abb. 24. Sekundärkreistemperaturen Nachfahren einer Tageslastkurve.

wichtsbetriebes nicht unterschritten wird und keine zusätzlichen Anforderungen an die Auslegung des Gebläses und der Wärmetauscher aus ihr resultieren.

4.3. Der PEU Ä PEU Heizreaktor mit Mittelsäule

Es ist möglich, einen PEU Ä PEU Reaktor von oben her zu entladen; auf den bei Kugelreaktoren sonst üblichen Kugelabzug kann deshalb verzichtet werden. Das ermöglicht einen sehr viel einfacheren Aufbau des Bodenreflektors. Ferner wird dadurch die Konstruktion einer Mittelsäule in der Corekaverne problemlos.

Bei einem Reaktor mit Mittelsäule kann man die inhärente Wärmeableitung aus dem Ringcore auch für größere Gesamtleistungen erreichen. Das Corevolumen ist lediglich durch die Behältergröße eingeschränkt, wenn die Breite des Ringspaltes hinreichend eng gewählt wird. Gegenüber einem schlanken Core hat man hier zusätzlich den Vorteil, daß die Unterbringung von hinreichend vielen Abschalt- und Regeleinrichtungen in den Reflektoren unproblematisch wird.

Ein solcher Reaktor wurde in /20/ vorgestellt. Dort wurde in üblicher Weise die ganze produzierte Wärme im Innern der Brennelemente lokalisiert vorausgesetzt. Nachrechnungen, bei denen die Möglichkeit von TINTE genutzt wurde, die produzierte Wärme in einen "lokalen" und einen "nichtlokalen" Anteil aufzuspalten, was der Realität eher entspricht, führten bei dem dort eingeführten Modell zu sehr hohen Temperaturen in der Mittelsäule. Um die in der Mittelsäule deponierte Wärme abzuführen reicht im Normalbetrieb bei dieser realistischen Wärmeproduktionsverteilung die Kühlung an ihrer Oberfläche erst aus, wenn Mittelsäulentemperaturen über 1200°C auftreten. Dies kann durch eine zusätzliche Kühlung im Inneren der Mittelsäule vermieden werden.

Auf die Untersuchung dieses Kühlbedarfs wurde hier verzichtet und stattdessen auch in TINTE die sonst übliche Näherung benutzt, nach der alle produzierte Wärme in der Matrix der Brennelemente lokalisiert wird. Diese Näherung hat wenig Einfluß auf den Verlauf der hier untersuchten Transienten.

Auch die Modellierung des Gaskreislaufs wurde entsprechend /20/ vorgenommen: Im Heisgassammelraum unter dem Bodenreflektor wird eine Gas-Senke vorgesehen und weiter außen, am Fuße der aufwärts gerichteten Kaltgasführung, eine Gas-Quelle.

Dies Modell reicht aus, um den stationären Betrieb zu simulieren. Für transiente Vorgänge müssen Annahmen über das Wärmeauskopplungssystem gemacht werden, über die der Gasstrom und die Gaseintrittstemperatur zeitabhängig festgelegt werden.

Wird dieser PEU Å PEU-Reaktor als Heizer betrieben, so kann seine Gasaustrittstemperatur auf 500 °C gesenkt werden. Man gewinnt dadurch einen zusätzlichen Abstand von Temperaturlimits, der dazu genutzt werden kann, auch bei einer Nennleistung von 200 MW kleinere kurzzeitige Laständerungen ohne Regelstabeinsatz zu beherrschen.

Bei solchen Laständerungen muß die Gaseintrittstemperatur genau beobachtet werden:

1. Sie darf zum Schutze des Gebläses gewisse Werte (etwa 330°C) nicht überschreiten. Wenn das Gebläse und der Wärmetauscher unterhalb des Cores positioniert sind, läßt sich dies sowohl beim Übergang zu Teillast als auch bei Lastabwurf durch ein hinreichend schnelles, thermostatgesteuertes Zurücknehmen der Drehzahl und gegebenenfalls durch ein zusätzliches Schließen der Gebläseklappen erreichen.

2. Wegen des Wigner-Effektes darf sie auch nicht wesentlich unter 250°C absinken. Auf ein reaktivitätsbedingtes Absinken der Temperaturen während einer Transiente unter diesen Wert müssen die Gebläse mit einer erhöhten Förderleistung reagieren, um eine geringere Abkühlung des Gases im Wärmetauscher zu erreichen. Wenn diese Forderung die Auslegungsdaten der Gebläse überschreitet, werden andere Maßnahmen, wie z.B. ein Stabziehen zum Überfahren des ¹³⁵Xe-Berges, und damit ein Operatoreingriff notwendig.

Zur Stützung der 250°C-Grenze kann auch der Sekundärkreis hinzugezogen werden, indem dessen Eintrittstemperatur in den Primärwärmetauscher über einen thermostatgesteuerten Bypass hinreichend nahe unter dieser Grenztemperatur gehalten wird. Auf diese Weise könnte eine zusätzliche Sicherung gegen eine ungewollte Unterkühlung geschaffen werden.

Während im stationären Fall die Temperatur der Gasquelle vorgegeben werden kann, wird sie in einer Transiente durch das transiente Verhalten des Wärmetauschers bestimmt. Das Beispiel des Naturumlaufheizers hat gezeigt, daß dabei die Wärmekapazität des Wärmetauschers eine wesentliche Rolle spielt. Hier soll angenommen werden, daß seine Antwort spontan auf die Anforderungen reagiert, daß diese Anforderungen jedoch als Rampen von 5 Minuten für den untersuchten Lastwechsel auftreten.

Für eine solche Steuerung der Gaseintrittstemperatur in Abhängigkeit von der Leistungsabnahme ohne zeitliche Verzögerung existiert in TINTE eine Eingabeoption. Es wird dabei der Gasdurchsatz in der Weise bestimmt, daß eine konstante Volumenförderung des Gebläses vorausgesetzt wird, und die Gastemperatur aus der vorgebbaren Wärmeabnahme und aus dem Gasdurchsatz berechnet wird. Um die oben eingeführten Eingrenzungen der Gaseintrittstemperatur zu berücksichtigen, wird bei dieser Option die Gastemperatur festgehalten, sobald diese Grenzen erreicht sind, und stattdessen der Volumenstrom angepaßt.

Bei den zeitabhängigen TINTE-Rechnungen zu diesem Reaktor fiel auf, daß bei der üblichen nuklearen Schrittweite von bis zu einer Minute eine Konvergenz nahezu unmöglich wurde. Mit maximalen nuklearen Schritten von 20 Sekunden wurde dagegen ein sehr gutes Konvergenzverhalten erzielt. In den Zeiträumen, in denen die Wirksamkeit des ¹³⁵Xe maximal wurde, mußte zusätzlich die Temperaturschrittweite reduziert werden um die Leistungsschwankungen vertretbar zu halten. Es ist bisher nicht ganz klar, ob dies Verhalten durch die hohe Leistungsdichte bedingt ist, oder ob, insbesondere im ¹³⁵Xe-Berg, die Temperaturrückkopplung klein wird.

Für diesen Reaktor wurde die Lastanforderung 100 - 70 - 100 % vorgegeben. Dabei wurde das Hochfahren einmal im ^{135}Xe -Berg etwa 3 Stunden nach der Lastreduktion vorgenommen und ein zweites Mal nach zwei Tagen, wenn die ^{135}Xe -Konzentration sich ihrem neuen Gleichgewichtswert weitgehend angenähert hat. Wie aus Abb. 25 ersichtlich, bereitet dieser Leistungswechsel keine Reaktivitätsprobleme. Während und nach dem Hochfahren aus dem ^{135}Xe -Berg heraus erforderte die TINTE-Rechnung sehr kurze Schrittweiten für die nukleare Rechnung. Trotzdem zeigt die nukleare Leistung einen recht unruhigen Verlauf. Dies ist damit zu erklären, daß die zu diesen Zeiten vorliegende große ^{135}Xe -Konzentration die negative Temperaturreckkopplung schwächt.

Aus Abb. 26 sieht man, daß schon kurz nach der Leistungsreduktion das untere Temperaturlimit für die Gaseintrittstemperatur erreicht wird. Die gewünschte Leistung kann nur durch eine Erhöhung der Gebläseförderung erreicht werden. Dabei muß der Helium-Massenstrom von 154 kg/s im Vollast-Gleichgewicht auf 222 kg/s im ^{135}Xe -Berg gesteigert werden. Ein Hochfahren aus dem ^{135}Xe -Berg erfordert sogar 363 kg/s.

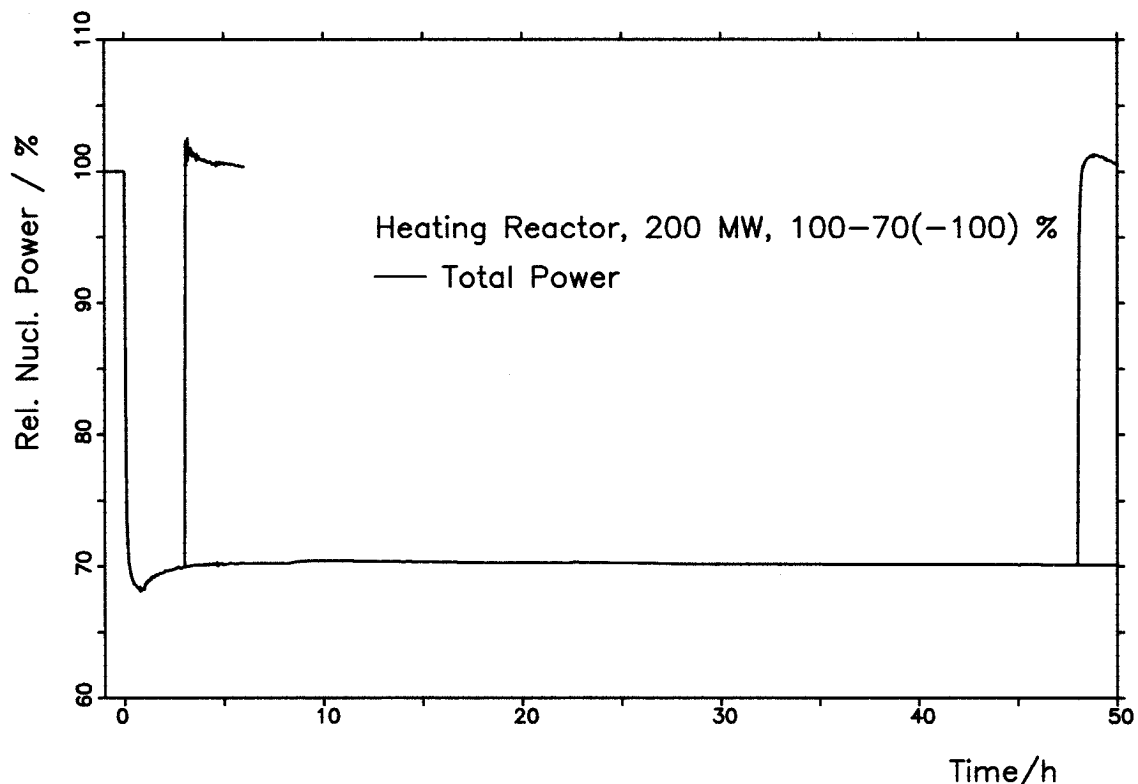


Abb. 25. Reaktorleistung nach Wärmeabnahmewechsel 100 - 70 - 100 % mit Rampen von 5 Minuten mit Lastanforderung im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

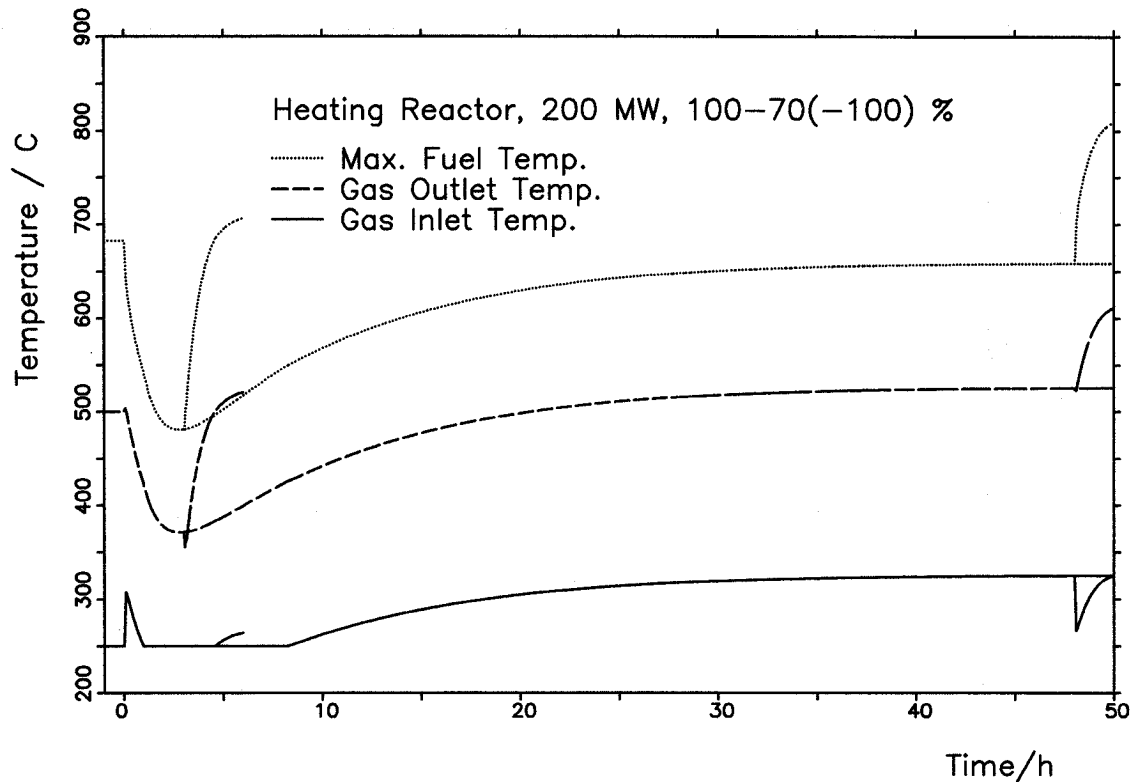


Abb. 26. Temperaturverlauf nach Wärmeabnahmewechsel 100 - 70 - 100 % mit Rampen von 5 Minuten mit Lastanforderung im ^{135}Xe -Berg und nach dessen Zerfall.

Diese Steigerung der Förderung dürfte von den Gebläsen aufgebracht werden können, solange das Core noch wenig gefüllt ist, denn für das volle Core dürften ähnliche Druckabfälle notwendig werden.

Bei weiter gefülltem Core wird die Leistungsdichte reduziert, so daß auch eine schwächere Abhängigkeit von der ^{135}Xe -Absorption zu erwarten ist. Es bleibt zu untersuchen, welche Anforderungen dann an die Gebläseregelung zu stellen sind.

Nach oben hin ergeben sich keine kritischen Temperaturen. Es wäre deshalb auch möglich, im Normalbetrieb die Gaseintrittstemperatur höher zu wählen, um deren Reduktion als Reaktivitätsreserve für das Überfahren des ^{135}Xe -Berges vorzuhalten. In der Tat zeigt eine Rechnung mit unveränderten Auslegungstemperaturen ohne eine Temperaturbegrenzung über der 250°C-Genze, daß der ^{135}Xe -Berg mit Temperaturabsenkungen des Kaltgases um nur 30°C durchfahren werden kann. Lediglich ein Hochfahren aus dem ^{135}Xe -Berg heraus erforderte Absenkungen um mehr als 80°C,

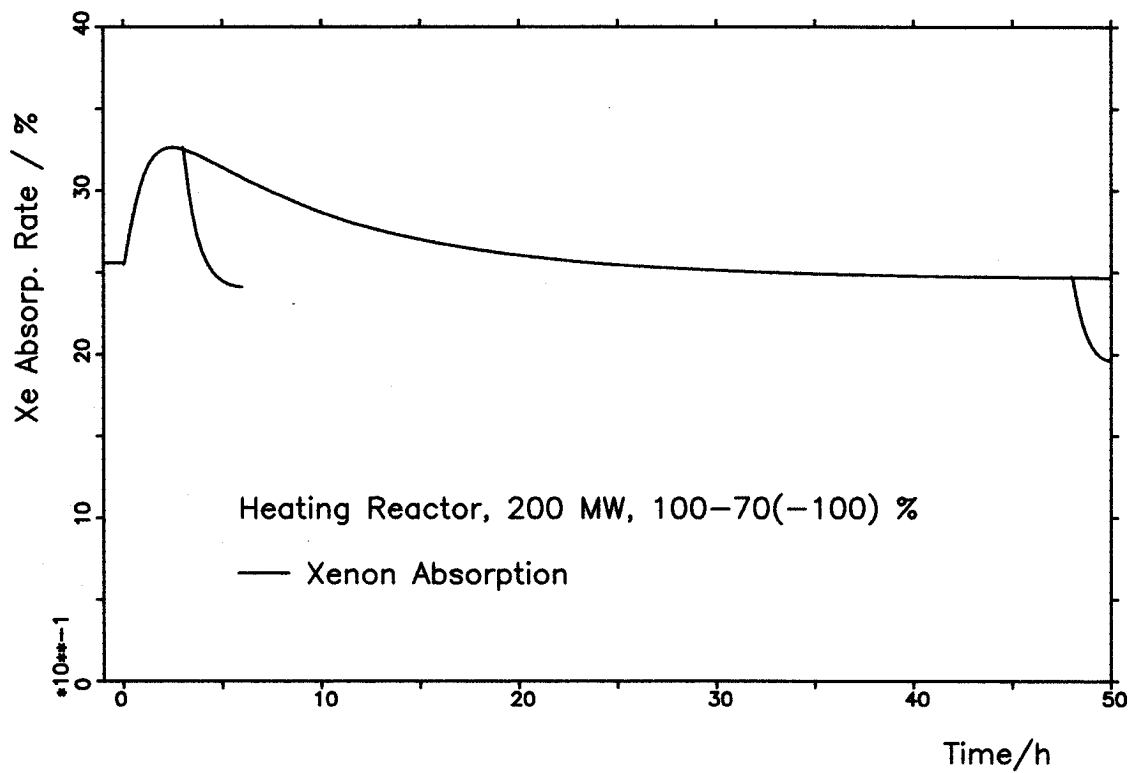


Abb. 27. Xenon-Absorptionsrate nach Lastwechsel 100 - 70 -100 %

würde also auch bei einem etwas heißeren Referenzzustand eine Steigerung der Gebläseförderung notwendig machen.

5. Zusammenfassung

Das Programmsystem TINTE hat sich als ein wirksames, schnelles und in der Handhabung einfaches Werkzeug für Untersuchungen des nuklearen und thermischen Verhaltens eines HTR erwiesen. Das im ersten Teil dieser Arbeit vorgestellte Lösungsverfahren erwies sich als stabil und schnell konvergierend. Die erzielten Rechengeschwindigkeiten reichen aus, um nicht nur Kurzzeitdynamik zu untersuchen, wie es ursprünglich vorgesehen war, sondern auch, um ^{135}Xe -Transienten über Tage zu verfolgen.

Die vorgestellten Nachrechnungen der dynamischen Experimente am AVR können, da in ihnen nur ein Teil der in TINTE vorhanden Möglichkeiten genutzt wird, zwar keine vollständige Validierung für das Programmsystem liefern, ihre überwiegend sehr guten Übereinstimmungen mit den Experimenten erhärten das Vertrauen in Ergebnisse aber erheblich. Am Beispiel der anfänglichen Unstimmigkeiten bei der ^{135}Xe -Transiente wurde gezeigt, daß bei der Bereitstellung der Eingabeparameter — hier der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von zeitlich veränderlichen Parametern — ein hoher Aufwand getrieben werden muß. Aber auch Unsicherheiten in den experimentellen Angaben, z.B. bezüglich der Genauigkeit von Reaktivitätsangaben bei fast ganz herausgezogenen Regelstäben konnten nachgewiesen und ein Verfahren zur Bestimmung von kleinen Reaktivitätsdifferenzen vorgeschlagen werden.

Bei der Untersuchung eines Wärmetransportproblems, wie es beim MODUL-Reaktor auftreten kann, wurde die modulare Struktur von TINTE ausgenutzt und der Programmteil für die Gasdynamik allein angewandt. Da andere Rechenprogramme mit diesem Problem Konvergenzschwierigkeiten hatten und auch keine experimentellen Vergleichsdaten vorliegen, wurde zunächst für einen sehr vereinfachten Fall eine analytische Lösung gesucht und diese mit TINTE nachvollzogen, bevor schrittweise eine allgemeine numerische Lösung ermittelt wurde. Mit TINTE traten dabei keine Konvergenzschwierigkeiten auf.

Im letzten Abschnitt wurden die Fähigkeiten von TINTE anhand von Untersuchungen über selbstregelnde Eigenschaften von Heizreaktoren mit Kugelbrennelementen, sowohl mit Natur- als auch mit Zwangsumlauf des Kühlmittels im Primärkreis demonstriert. Neben den Einblicken, die dabei in die Wechselwirkungen zwischen Temperaturen und dem nuklearem Geschehen, sowie in die beachtlichen Sicherheitseigenschaften eines solchen Reaktors gewonnen werden, wird dabei deutlich, welche vielfältigen Einsatzmöglichkeiten TINTE bei gutem Konvergenzverhalten bietet. So zeigte sich z.B., daß unter gewissen Einschränkungen auch der Sekundär-

kreis eines HTR mit untersucht werden kann, obwohl TINTE nur für Untersuchungen am Primärkreis konzipiert wurde. Ferner konnte sogar mit einer stationären TINTE-Rechnung gezeigt werden, daß die übliche Näherungsannahme, die die ganze Spaltwärme im Innern der Brennelemente lokalisiert voraussetzt, nicht immer zu konservativen Ergebnissen führt: Eine Mittelsäule ohne zusätzliche Kühlung wird im Innern schon bei Normalbetrieb durch den nichtlokalen Spaltwärmeanteil stark aufgeheizt.

/1/ Sonderheft:

AVR Versuchskraftwerk mit Kugelhaufenreaktor in Jülich
Atomwirtschaft 1966, p 218-271

/2/ M. Wimmers and P. Pohl

Planning and Performance of Dynamic Experiments with the AVR Power Plant
Nucl. Sci. Eng. 97, 53-57, 1987

Pohl

Zusammenstellung der Meßdaten zum dynamischen Experiment beim Abfahren des Reaktors am 16.4.82
AVR Aktennotiz vom 25. 5. 1982

Pohl

Zusammenstellung der Meßdaten zu den dynamischen Experimenten vom 2. bis 5. 8. 82
AVR Aktennotiz vom 20. 10. 1982

Pohl

Zusammenstellung der Meßdaten zu den dynamischen Experimenten vom 3. 3. bis 7. 3. 83
AVR Aktennotiz vom 16. 6. 1983

Pohl

Zusammenstellung der Meßdaten zu den dynamischen Experimenten im Februar und März 1984
AVR Aktennotiz vom 6. 6. 1984

Pohl

Zusammenstellung der Meßdaten zu den dynamischen Experimenten vom 29. 11. ... 6. 12. 85
AVR Aktennotiz vom 14. 3. 1986

/3/ W. Scherer and H. Gerwin, T. Kindt and W. Patscher

Analysis of Reactivity and Temperature Transient Experiments at the AVR High-Temperature Reactor
Nucl. Sci. Eng., 97, 58-63, (1987)

/4/ H. Gerwin and W. Scherer

Computational Simulation of Transient Processes in the Primary Circuit of a Pebble Bed HTGR
International Reactor Physics Conference, Jackson Hole, Wyoming,
18. - 22. September 1988, p. IV-433

/5/ H. Gerwin

Heißgasströmung in den Spalten der Kohlesteindecke des Modul-Reaktors
Interner Bericht KFA-IRE-IB-8/85, März 1985

/6/ L. Prandtl

Führer durch die Strömungslehre
6.Auflage, Braunschweig 1965

/7/ F. Thomas

HTR-2000: Programmcode zur rechnerischen Betriebsbegleitung von HTR's
Jül-2261, Januar 1989

/8/ Krüger

*Errechnen der mittleren Kühlgasaustrittstemperatur mit Hilfe der Gebläse-
kennlinie*

AVR Aktennotiz vom 19. 11. 1974

Wahl

Fehlerbetrachtung zur Bestimmung der mittleren Kühlgasaustrittstemperatur
AVR Aktennotiz vom 19. 4. 1979

/9/ R. Wagemann, Th. Grotkamp, U. Wawrzik, I. Büttgen

*Vergleich der Rechenmodelle AVR70/AVR80 und Zusammenstellung der Re-
aktorphysikalischen Daten des AVR-Atomversuchskraftwerks für das Jahr 1981*
ARBEITSGEMEINSCHAFT VERSUCH-REAKTOR AVR,
Gesellschaft mit beschränkter Haftung, Düsseldorf,
Jülich, 1982

/10/ H. Gerwin, W. Scherer

*Treatement of the Upper Cavity in a Pebble-Bed High-Temperature Gas-
Cooled Reactor by Diffusion Theory*
Nucl. Sci. Eng. 97, 9-19, 1987

H. Gerwin, W. Scherer

*Ein diffusionstheoretisches Simulationsverfahren zur Behandlung des oberen
Hohlraumes im Kugelhaufen-HTR*
Jül-1599, Juli 1979

/11/ H. Werner

Programmsystem HTR-2000
AVR- und Jül-Bericht in Vorbereitung

/12/ P. Pohl, M. Wimmers

Durchführung und Auswertung eines physikalischen Meßprogramms zur Ermittlung einer "heißen" Stabkurve

ARBEITSGEMEINSCHAFT VERSUCH-REAKTOR AVR,
Gesellschaft mit beschränkter Haftung, Düsseldorf,
Jülich, Juni 1982

/13/ H. Reutler, G. H. Lohnert

Advantages of Going Modular in HTRs

Nuclear Engineering and Design 78, 129-136, 1984

/14/ Kohtz

INTERATOM GmbH, 5060 Bergisch Gladbach 1
persönliche Mitteilung vom 18.3.1985

/15/ A. Banerjee, K. Hammeke, N. Hüpping, H. E. Kipke, A. Stoehr

Thermodynamische Stoffwerte von HELIUM im Bereich von 20 bis 1500 °C und 1 bis 100 bar

Jül-1562, Dezember 1978

/16/ K. Petersen

Zur Sicherheitskonzeption des Hochtemperaturreaktors mit natürlicher Wärmeableitung aus dem Kern im Störfall

Jül-1972, Oktober 1983

/17/ U. Hansen, R. Schulten and E. Teuchert

Nucl. Scie. Eng 47, 132 (1972),

E. Teuchert, V. Maly und K.-A. Haas

Basisstudie zum Kugelhaufenreaktor in OTTO-Beschickung

Jül-858-RG, (1972)

E. Teuchert, V. Maly und K.-A. Haas

OTTO-Kugelhaufenreaktor im Thorium-Brennstoffzyklus

Jül-1059-RG, (1974)

H. J. Rütten and E. Teuchert

Nucl. Technol., 31, 164 (1976)

E. Teuchert

'Once Through' Cycles in the Pebble Bed HTR

Jül-1470, (1977)

/18/ E. Teuchert, H. Gerwin, K. A. Haas, H. J. Rütten

A New Fuelling Mode of the Pebble Bed Reactor

Specialist's Meeting in Safety and Accident Analysis for Gas cooled Reactors.

Oak Ridge, USA, 13. - 15. May 1985

E. Teuchert, H. Gerwin, K. A. Haas, H. J. Rütten

Pebble Bed Reactor under PEU À PEU Fuelling for Decentralized District Heating

Fourth International ENS/ANS Conference, Genf, 1. - 6. June 1986

L. Kranz

KVR Kugelhaufenversuchsreaktor in Peu à Peu-Beschickung

JÜL-Spez-434 (März 1988)

/19/ E. Teuchert, U. Hansen, K. A. Haas

V.S.O.P.-Computer Code System for Reactor Physics and Fuel Cycle Simulation

Jül-1649, März 1980

Dieser Bericht wird z.Z. überarbeitet

/20/ E. Teuchert, K. A. Haas, H. Gerwin

Steps of Simplification for the Pebble Bed HTR

International Reactor Physics Conference, Jackson Hole, Wyoming,

18. - 22. September 1988, p. IV-11

/21/ Noriaki Hidaka and Nobuo Ishizuka

Development and Future Perspectives for Medium and Small-Scale Light Water Reactors

Proceedings of the 4th Japan-USSR Energy Symposium

November 15-16, 1983, Tokyo, p. 117

Anhang A1: Korrekturen zum ersten Teil

A1.1. Reihenfolge der TINTE-Berichte

In der Einleitung zu Teil 1 wurden die Inhalte des zweiten und dritten Teils dieser Arbeit anders angekündigt.

Die jetzt gewählte Reihenfolge erwies sich als zweckmäßiger.

A1.2. Schreibfehler im ersten Teil

- In Formel (7,17) auf Seite 73 ist eines der Gleichheitszeichen zu streichen.
- In Formel (7,21) auf Seite 73 ist η^w durch η_w zu ersetzen.
- In der Mitte der Seite 98 ist der Ausdruck " $m_i' = -\hat{\alpha} = 0$ " zu ersetzen durch " $m_i' = -\hat{\alpha}$ ", d.h. " $= 0$ " ist zu streichen.
- In der ersten Zeile auf Seite 101 muß es "Polygonansatzes" statt "Polynomansatzes" heißen.

A1.3. Inkonsistente Bezeichnung im ersten Teil

In den Formeln (6,22) bis (6,28) auf den Seiten 57 bis 59 im 1. Teil dieser Arbeit ist α durch α' zu ersetzen.

Gemeint ist hier der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Feststoff und Gas **pro durchströmte Volumeneinheit**, wie er auch in (8,4) auf Seite 79 des 1. Teils definiert ist, nicht der üblicherweise als α bezeichnete Übergangskoeffizient **je angeströmte Flächeneinheit**.

A1.4. Das Nusseltgesetz in durchströmten Rohren

In Abschnitt 8.1.3. auf Seite 81 im 1. Teil dieser Arbeit werden das Nusseltgesetz für turbulente und für laminare Strömung in kurzen und langen Rohren nach dem VDI-Wärmeatlas (1984), Abschnitt Gb angegeben. Die Anweisung, das Maximum aus diesen Nusseltzahlen für die Berechnung des Wärmeübergangs zu benutzen führt je-

doch nicht immer, wie dort behauptet, zu einem stetigen Verlauf: In kurzen Rohren können Sprünge an der unteren Turbulenzgrenze auftreten.

Hier hilft die im Abschnitt 7.1.3. auf Seite 70 des 1. Teils in der Formel (7,15) angewandte Überlegung weiter, nach der die Turbulenz zwischen $Re = 2320$ und $Re = 8000$ statistisch auftritt. Demnach ist in diesem Bereich die aus turbulenter Strömung resultierende Nusseltzahl mit der dort eingeführten Wahrscheinlichkeit für das Einsetzen der Turbulenz zu multiplizieren, also

$$Nu_{teff} = \begin{cases} 0 & \text{für } 2300 > Re \\ Nu_t \times (Re - 2320)/(8000 - 2320) & \text{für } 2300 \leq Re \leq 8000 \\ Nu_t & \text{für } 8000 < Re \end{cases}$$

Verwendet man das Maximum aus Nu_{teff} , Nu_{l1} und Nu_{l2} , so so wird ein stetiger Verlauf erreicht.

A1.5. Das Nusseltgesetz im Hohlraum

Der in Abschnitt 8.1.4. auf Seite 81 im 1. Teil dieser Arbeit angegebene Grenzwert für die Nusseltzahl setzt voraus, daß $3.66^3 > 1.61^3 Re Pr d/l$ ist. Die dort angegebene Bedingung ($d/l \ll 1$) für den Grenzfall sehr kurzer Rohre ist bei den praktisch vorkommenden Strömungsverhältnissen meist nicht hinreichend.

In TINTE wird deshalb jetzt die Nusseltzahl auch in Hohlräumen wie bei einer Rohrströmung nach Abschnit 8.1.3. bestimmt.

A1.6. Temperaturabhängige Wärmekapazität.

Im ersten Teil wurde der Wärmeinhalt durchweg als $c \times T$ angegeben. Dies ist nur bei konstanter Wärmekapazität exakt, andernfalls ist

$$\int^T c(T') dT'$$

richtiger. Dies Integral kann bei schwacher Abhängigkeit der Wärmekapazität in der Weise ausgewertet werden, daß jede Veränderung des Wärmeinhaltes durch die Temperaturänderung multipliziert mit der Kapazität bei einer mittleren Temperatur $\bar{T}$ als $c(\bar{T}) \times (T_{neu} - T_{alt})$ berechnet wird. — Drückt man sie durch die Differenz $c(T_{neu}) \times T_{neu} - c(T_{alt}) \times T_{alt}$ aus, so führt dies zu empfindlichen Fehlern bei der Temperaturberechnung.

Anhang A2: Nachträge zum ersten Teil

A2.1. Der Referenzdruck

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde ausgeführt, daß bei der Berechnung des Druckfeldes eine sehr hohe Genauigkeit angestrebt werden muß, weil aus diesem durch Gradientenbildung die Strömungsgeschwindigkeit gewonnen wird.

In gasgekühlten Reaktoren liegen die Druckdifferenzen im Kühlgas relativ zu seinem Gesamtdruck im %- bis %-Bereich. Man kann also eine zusätzliche Genauigkeit von etwa 2 Dezimalstellen gewinnen, wenn man anstelle des absoluten Druckfeldes $p(\vec{r})$ ein relatives $\delta p(\vec{r}) = p(\vec{r}) - p_0$ berechnet. Der räumlich konstante Druck p_0 kann in unterschiedlicher Weise festgelegt werden, z.B. dadurch, daß für ihn der Druck in einer festen Masche als Referenzdruck gewählt wird. Während einer Transiente kann dieser Referenzdruck sich zeitlich verändern.

Wenn diese Veränderung gemessen wurde, wie bei den dynamischen Versuchen am AVR, kann der gemessene Verlauf bei der Nachrechnung vorgegeben werden.

A2.1.1. Der Referenzdruck bei konstantem Kühlmittelinventar

Bei der Anwendung von TINTE auf die Untersuchung von Störfallfolgen können über den Verlauf des Referenzdruckes nur Annahmen gemacht werden. Dabei ist die Annahme einer zeitlichen Konstanz eine wesentlich schlechtere Näherung als bei den Versuchsnachrechnungen, bei denen sie mit einigem technischen Aufwand nahezu erreicht wird. Sinnvoller ist die Annahme, daß die Möglichkeit für eine Druckkorrektur ausfällt. Danach kann das Kühlmittelinventar innerhalb gewisser Druckgrenzen konstant vorausgesetzt werden:

$$\int \rho(\vec{r}) dV = I_{H_0}. \quad (\text{A2.1,1})$$

Die Dichte $\rho(\vec{r})$ hängt vom Druck und der Temperatur an der Stelle $\vec{r}$ ab, sie ändert sich also sowohl mit den Strömungsverhältnissen, als auch und insbesondere, mit den Gastemperaturen. Dabei wird auch der Referenzdruck verändert.

Zu dessen Berechnung wird die Bedingung (A2.1,1) durch die dazu identische

$$\int \rho(\vec{r}) \frac{p_0 + \delta p(\vec{r})}{\rho(\vec{r})} dV = I_{He} \quad (A2.1,2)$$

ersetzt.

Während $\rho(\vec{r})$ stark vom Druck an der Stelle $\vec{r}$ abhängt, gilt dies für die Größe $\rho(\vec{r})/p(\vec{r})$ nicht, bei idealen Gasen ist sie sogar druckunabhängig. Da $\delta p(\vec{r})$ klein gegen den Referenzdruck ist und in vielen Fällen sogar unabhängig von diesem vorausgesetzt werden kann, lassen sich die Integrale in

$$p_0 \int \frac{\rho(\vec{r})}{\rho(\vec{r})} dV + \int \frac{\rho(\vec{r})}{\rho(\vec{r})} \delta p(\vec{r}) dV = I_{He} \quad (A2.1,3)$$

auch ohne genaue Kenntnis des Druckfeldes recht genau berechnen. Diese Beziehung läßt sich nach p_0 auflösen

$$p_0 = \frac{I_{He} - \int \frac{\rho(\vec{r})}{\rho(\vec{r})} \delta p(\vec{r}) dV}{\int \frac{\rho(\vec{r})}{\rho(\vec{r})} dV} \quad (A2.1,4)$$

und eignet sich dann zu einer gut konvergierenden iterativen Bestimmung von p_0 .

A2.1.2. Der Einfluß von Berstscheiben und Sicherheitsventilen

Im nächsten Abschnitt dieses Anhangs werden die Strömungsvorgänge an Berstscheiben und Sicherheitsventilen modelliert. Sie resultieren in einer zeitlichen Veränderung des Heliuminventars.

Ersetzt man in (A2.1,4) das zeitlich konstante I_{He} durch das mittlere Inventar $I_{He}(t)$ im Zeitintervall t bis $t + \Delta t$, so kann diese Beziehung auch in diesem Fall zur iterativen Berechnung von p_0 benutzt werden. Dabei wird die Bestimmung von $I_{He}(t)$ sinnvollerweise mit in die Iterationsschleife hineingezogen.

A2.1.3. Zeitliche Dichteänderungen

In TINTE werden die Gasströmung sowie die damit verbundene Konvektion quasistationär behandelt. Die Vernachlässigung der Zeitableitung in Gleichung (7,1) des ersten Teils ist gerechtfertigt, weil die dadurch eingebrachten Fehler klein gegenüber den Fehlern bei der Behandlung des Reibungstensors sind. Die zeitlichen Dichteänderungen in Gleichung (7,2) bleiben bei langsamen Dichteänderungen, wie sie durch Temperaturschwankungen bedingt sind, auch klein. Beim Öffnen eines Sicherheitsventils oder einer Berstscheibe, was in nahezu stagnierendem Gas zu erwarten ist, ist die Vernachlässigung dieses Terms jedoch mit einer homogenen Referenzdruckabnahme im ganzen Gasraum gleichbedeutend. Dies bedeutet, daß keine Strömung zu der Austrittsöffnung hin berücksichtigt wird. Bei kleinen Austrittsquerschnitten mag dies gerechtfertigt sein, bei größeren sicher nicht.

Bei einer Entspannung verringert sich die Dichte des Gases. Aus einem festen Volumen muß dabei also Gas entfernt werden, pro Volumen- und Zeiteinheit die Menge

$$\frac{\rho(\vec{r}, t + \Delta t) - \rho(\vec{r}, t)}{\Delta t} \quad (A2.1,5)$$

Dies ist ein zusätzlicher Quellterm in allen gasführenden Maschen für eine Strömung zu dem Senkengebiet vor der Ausströmöffnung hin. Er kann bei der Berechnung des Druckfeldes gemeinsam mit dem vorgegebenen Quellterm behandelt werden.

A2.2. Gasströmung in einem Netzwerk

Zur besseren Beschreibung der Strömungsvorgänge im Primärkreis eines Reaktors wird das zweidimensionale durchströmte Maschennetz um ein einfaches "Netzwerk" ergänzt. Dazu werden im Maschennetz "Knoten"-Maschen festgelegt. An diese sind dann "Komponenten" mit je einem Eingangs- und Ausgangsknoten anschließbar. Aus diesen Komponenten können Ketten gebildet werden, die auch in jedem Knoten verzweigt sein können und entweder im Maschennetz verankert sind oder in Druck- bzw. Massenstromvorgabeknoten enden.

Die einzelnen Komponenten setzen dem Gasstrom einen Strömungswiderstand entgegen und können dessen Temperatur verändern.

Als Strömungswiderstände sind die einer

- Rohrströmung und von
- quer angeströmten Rohrbündeln

vorgesehen, deren Gesetzmäßigkeit im 1. Teil unter 7.1. zusammengestellt sind.

Die Bestimmung der Ströme und des Druckabfalls kann gemeinsam mit denen des Maschennetzes nach dem in 7.2. und 7.3. (Teil 1.) beschriebenen Verfahren erfolgen. Dabei ist die dort benutzte Unterscheidung in die Gruppe von Maschen mit bis zu 2 Strömungskontakten und die mit 3 oder 4 Verknüpfungen zu verallgemeinern in:

- Die Gruppe von Maschen oder Komponenten mit bis zu zwei Strömungskontakten — und
- die Gruppe von Maschen oder Komponenten mit mehr Verknüpfungen.

Bei der Strömung durch die Komponenten steht das Gas in thermischer Wechselwirkung mit deren Feststoffanteil. Für diesen kann

- die Feststofftemperatur,
- die Wärmekapazität und Wärmerandbedingung (adiabatisch oder als (zeitlich veränderliche) Wärmezu- oder Abfuhr) oder
- eine Einbettung in ein anderes Material

vorgegeben werden.

In der hier durchgeführten Näherung bleiben die Wärmeleitung im Kühlgas ebenso wie Heterogenitätseffekte längs der Komponente in ihrem Feststoff unberücksichtigt. Lediglich zur Oberfläche hin wird im letztgenannten Fall eine Feststoffleitfähigkeit berücksichtigt.

A2.2.1. Wärmeübergänge in den Komponenten

Der Gastemperaturverlauf wird längs einer Komponente der Länge L durch

$$\frac{d}{dx} (-mT(x)) = \frac{\hat{\alpha}}{L} (T(x) - T_F) \quad (\text{A2.2,1})$$

beschrieben (vgl. Gleichung (8,17) bis (8,20) im Teil 1, und die dort eingeführten Bezeichnungen).

Dabei wird die Feststofftemperatur T_F längs der dem Gas zugekehrten Fläche in der Komponente konstant vorausgesetzt. Sie kann entweder zeitlich variabel vorgegeben oder durch die Beziehung

$$\frac{d}{dt} (V_F \rho_F c_F T_F) = Q + \hat{\alpha}(\bar{T} - T_F) + \frac{\lambda f}{d} (\theta - T_F) \quad (\text{A2.2,2})$$

festgelegt werden. Hier ist $\bar{T}$ die räumlich gemittelte Gastemperatur und θ eine Temperatur in der Umgebung der Komponente an die diese durch Wärmeleitung (Leitfähigkeit λ , Entfernung d und Leitungsquerschnitt f) gekoppelt ist. Mit Hilfe dieser Kopplung wird es möglich, den Wärmeübergang zwischen zwei Komponenten (z.B. innere und äußere Gasführung einer Koaxialleitung) oder die Einbettung einer Komponente in einem Gebiet des Maschennetzes zu simulieren:

Wird die Temperatur θ des einen Partners vorgegeben, so läßt sich T_F , die des anderen aus der Lösung von (A2.2,2) (also aus (A2.2,8)) bestimmen und man erhält die Wärmequelle

$$Q_\theta = - \frac{\lambda f}{d} (\theta - T_F), \quad (\text{A2.2,3})$$

die bei der Iteration von θ zu berücksichtigen ist.

Diese Kopplung ermöglicht es sogar, einen Wärmetauscher zwischen zwei Teilströmen des Kreislaufs oder zwischen zwei Teilkreisläufen zu simulieren. Es kann damit allerdings nur eine Kopplung modelliert werden, bei der nicht zwischen Gleich- und Gegenströmung unterschieden werden kann. Ein Versuch, einen Wärmetauscher durch mehrere solcher hintereinandergeschalteter Komponenten zu beschreiben,

scheiterte, denn das hier benutzte Lösungsverfahren führt zu einem Gleichungssystem, für welches das in TINTE benutzte Iterationsverfahren nicht konvergiert.

Als Lösung von (A2.2,1) ergibt sich mit der Eintrittstemperatur T_i

$$T(x) = T_F e^{-\hat{\alpha}x/mL} + T_F(1 - e^{-\hat{\alpha}x/mL}), \quad (\text{A2.2,4})$$

aus der die mittlere Gastemperatur zu

$$\bar{T} = T_F + \frac{1 - e^{-\hat{\alpha}/m}}{\hat{\alpha}/m} (T_i - T_F) \quad (\text{A2.2,5})$$

und die Gastemperatur am Komponentenausgang zu

$$T_a = T_F + e^{-\hat{\alpha}/m} (T_i - T_F) \quad (\text{A2.2,6})$$

resultieren.

Wird die Feststofftemperatur nicht vorgegeben, so ist sie aus (A2.2,5) und (A2.2,2) zu bestimmen:

$$\dot{T}_F = \frac{1}{V_F \rho_F c_F} (Q + m(1 - e^{-\hat{\alpha}/m}) (T_i - T_F) + \frac{\lambda f}{d} (\theta - T_F)). \quad (\text{A2.2,7})$$

Unter der Voraussetzung, daß sich der Massenstrom, die Eintrittstemperatur und die Wärmequelle im Zeitintervall Δ nicht ändern, hat (A2.2,7) die Lösung

$$T_F(t) = T_F(t - \Delta) e^{-v\Delta} + (Q + m(1 - e^{-\hat{\alpha}/m}) T_i + \frac{\lambda f}{d} \theta) \frac{1 - e^{-v\Delta}}{m(1 - e^{-\hat{\alpha}/m}) + \frac{\lambda f}{d}} \quad (\text{A2.2,8})$$

mit

$$v = \frac{m(1 - e^{-\hat{\alpha}/m}) + \frac{\lambda f}{d}}{V_F \rho_F c_F} \quad (\text{A2.2,9})$$

(A2.2,6) und (A2.2,5) geben die Gasaustrittstemperatur und die mittlere Gastemperatur einer Komponente an, deren Feststofftemperatur sich gegebenenfalls gemäß (A2.2,8) zeitlich entwickelt.

Die Temperaturen des Netzwerkes können bestimmt werden, indem man von einer eventuell in einem Netzwerkknoten vorhandenen Gasquelle und/oder von einem Verknüpfungsknoten des Maschennetzes, aus welchem Gas ins Netzwerk strömt, ausgeht.

Solange keine Gaszirkulation im Netzwerk stattfindet, können die Temperaturen der Komponenten in einer solchen Reihenfolge bestimmt werden, daß jeweils neu errechnete Gaseintrittstemperaturen benutzt werden. Es brauchen dann nur die Netzwerktemperaturen mit denen des Maschennetzes iteriert zu werden.

A2.2.2. Komponenten mit Ventulfunktion

A2.2.2.1. Regelbare Ventile

Ein Netzwerk wird vielseitiger anwendbar, wenn in ihm eine Ventulfunktion durch gewisse Komponenten simuliert werden kann.

In TINTE wird dies für Rohrleitungskomponenten realisiert, indem für diese der additive Term ζ zum Widerstandsbeiwert (vgl. Teil 1, 7.1.4.) als zeitlich veränderliche, vorgebbare Funktion vorgesehen wird.

Da eine Simulation eines Gebläses schwierig ist, wird es in TINTE durch ein Quell- und Senkengebiet dargestellt. Um den Übergang vom Zwangsumlauf des Primärgases auf Naturumlauf zu verfolgen, sind Quell- und Senkengebiet durch ein zunächst geschlossenes Ventil zu verbinden, welches nach dem Gebläseauslauf, simuliert durch ein Herunterfahren der Massenstromquelle, entsprechend den Gebläseklappenstellungen zu öffnen ist.

A2.2.2.2. Überdruckventil und Berstscheibe

Zum Schutz von Behältern werden Berstscheiben oder selbsttätige Überdruckventile verwendet. Modellmäßig müssen sie eine besondere Behandlung erfahren, denn

- der Zeitpunkt, zu dem sie zu öffnen und ggf. zu schließen haben, kann nicht vorgegeben werden, sondern muß beim Erreichen gewisser Drücke automatisch gefunden werden.
- Nach dem Öffnen liegt an ihnen nahezu der gesamte Druck an. In diesem Fall treten erhebliche Dichteänderungen im strömenden Gas auf und es kommt zu kritischen Strömungsvorgängen.

Zur Behandlung einer überkritischen Strömung reichen die im ersten Teil erläuterten Strömungsgesetze nicht aus, bei denen die Gasgeschwindigkeit den Druckdifferenzen proportional ist.

Eine solche überkritische Strömung wird durch

$$\dot{m} = F \times \left(\frac{p_2}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} p \rho \left[1 - \left(\frac{p_2}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (\text{A2.2,10})$$

beschrieben.³⁾ Hier ist F der freie Querschnitt der Abblaseöffnung. Die unindizierten Größen p und ρ beziehen sich auf die Verhältnisse im Inneren des Behälters. p_2 ist das Maximum aus dem Außendruck und dem kritischen Druck, der als

$$p_{krit} = p \times \left(\frac{2}{1 + \kappa} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (\text{A2.2,11})$$

definiert ist.

Der kritische Druck hängt nicht vom Außendruck ab. Sein Verhältnis zum Innendruck wird durch das κ des Gases festgelegt

$$\frac{p_{krit}}{p} = \begin{cases} 0.49 & \text{für } \kappa = 1.67 \text{ (eiatomige Gase wie Helium),} \\ 0.53 & \text{für } \kappa = 1.40 \text{ (zweiatomige Gase wie H}_2\text{, O}_2\text{, N}_2 \text{ oder CO),} \\ 0.54 & \text{für } \kappa = 1.33 \text{ (dreiatomige Gas wie H}_2\text{O oder CO}_2\text{).} \end{cases} \quad (\text{A2.2,12})$$

und zeigt eine geringe Abhängigkeit von der ausströmenden Gasart.

Die Modellierung solcher Druckausgleichsvorgänge ist nur sinnvoll, wenn die zeitliche Entwicklung des Gesamtdruckes nicht vorgegeben wird, sondern während einer Transiente aus dem vorhandenen Gasinventar und den Gastemperaturen programmintern bestimmt wird.

Das Öffnen der Berstscheibe bzw. des Überdruckventils modifiziert dann während einer Transiente das Gasinventar entsprechend dem in (A2.2,10) angegebenen Massenstrom. Seine Berücksichtigung bei der Berechnung des Druckfeldes ist in A2.1.2. und A2.1.3. beschrieben.

³ Literatur /6/ des Hauptteils, pp. 87, (insbesondere Formel (3-16) auf p. 96)

