



KfK 3476

Mai 1983

Analyse eines durch Reduktion des Neutronenstreamings verursachten autokatalytischen Reaktivitätseffektes in Brennstoff / Stahlpools

W. Maschek, E. A. Fischer, R. Heger
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 3476

Analyse eines durch Reduktion des Neutronenstreamings
verursachten autokatalytischen Reaktivitätseffektes
in Brennstoff/Stahlpools

W. Maschek, E. A. Fischer, R. Heger

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Für den Fall, daß sich in der Übergangsphase oder der Phase integraler Kernmaterialbewegung eines schweren hypothetischen Störfalles für einen natriumgekühlten schnellen Brutreaktor ein siedender Brennstoff-Stahl-Pool gebildet hat, kann eine superpromptkritische nukleare Leistungsexkursion (Sekundärexkursion) bewirken, daß die vorhandenen Stahldampfblasen kollabieren. Dies liegt daran, daß für relativ große Blasen ein zu geringer Massenfluß verdampfenden Materials in die Dampfblase hinein stattfindet, um einen genügend hohen inneren Blasendruck aufrechtzuerhalten, während in der umgebenden Flüssigkeit neue kleine Dampfblasen entstehen. Durch das Kollabieren der vorhandenen größeren Blasen wird das Neutronenstreaming aus dem Pool reduziert, und die neu entstehenden kleinen Blasen können diesen Effekt nicht ausgleichen. Dieser Effekt hat das Potential, einen autokatalytischen Prozeß in Gang zu setzen, bei dem sehr schnell positive Reaktivität zugeführt werden kann. In der hier vorliegenden Arbeit wird untersucht, inwieweit die Energetik von Sekundärexkursionen - insbesondere von sehr heftigen Exkursionen - dadurch gesteigert wird.

Analysis of an Autocatalytic Reactivity Effect by Reduction of Neutron Streaming in a Fuel/Steel Pool

Abstract

If a hypothetical core disruptive accident in an LMFBR leads to boiling fuel/steel mixtures in the transitory phase or phase of integral material motion a superprompt critical nuclear power excursion (secondary excursion) could trigger a steel vapor bubble collapse. This is because of an insufficient mass flow of evaporating material into these vapor bubbles to generate a sufficiently high internal vapor pressure while new smaller vapor bubbles are generated in the bulk fluid. The collapsing of the larger bubbles reduces the neutron streaming from the pool while the new smaller bubbles cannot balance this effect. This effect has the potential to initiate an autocatalytic process with fast positive reactivity addition. The present work analyses the increase in accident energetics for energetic secondary excursions.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Berechnung der Reaktivitätsänderung durch Reduktion des Neutronenstreamings beim Kollabieren von Stahldampfblasen in Brennstoff/Stahlpools	5
3. Änderungen im KADIS-Code zur Berechnung des Neutronenstreamingeffektes	12
4. Beschreibung eines Rekritikalitätsfalles zur Analyse des Einflusses des Neutronenstreamingeffektes auf den Verlauf einer promptkritischen Sekundärexkursion	15
5. Ergebnisse der KADIS-Rechnungen bei Einschluß des Neutronenstreamingeffektes	18
6. Schlußbemerkungen	25
7. Literaturverzeichnis	27
8. Anhang	30
8.1 Kollabieren der Stahldampfblasen und Streamingreduktion durch thermische Flüssigkeitsexpansion	30
8.2 Leistungsdichteverteilung und Wertkurven	33

<u>Tabellen</u>		Seite
Tab.: 5.1	Ergebnisse der Exkursionsrechnungen mit und ohne Einschluß des Neutronenstreamingeffektes	19
Tab.: A.8.1	Normierte Leistungsdichteverteilung für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS	34
Tab.: A.8.2	Totale Materialwertverteilung ($\Delta K/K/cm^3$) für KADIS-Zonen im Poolbereich	35

Abbildungen

Abb.: 2.1	Temperaturverlauf des Brennstoffes während einer energetischen Leistungsexkursion (Fall C /4/) im Zentralbereich und am Rande des Pools	7
Abb.: 2.2	Kollabierungskurven in Abhängigkeit von verschiedenen Heizraten \dot{H}	9
Abb.: 2.3	Abhängigkeit des Kollabierungsparameters τ von der Heizrate \dot{H}	10
Abb.: 3.1	Bestimmung des Blasenradius (und damit der Reaktivitätszufuhr) in Abhängigkeit von Kollabierungskurve und Störfallzeit	13
Abb.: 5.1	Reaktivitätsverläufe der Exkursionsrechnung mit und ohne Berücksichtigung der Streamingreaktivität	20

		Seite
Abb.: 5.2	Reaktivitätszufuhr im überpromptkritischen Bereich bei Berücksichtigung der Streamingreaktivität	21
Abb.: 5.3	Verlauf der Gesamtreaktivität mit und ohne Berücksichtigung der Streamingreaktivität	22
Abb.: 5.4	Nuklearer Leistungsverlauf mit und ohne Berücksichtigung der Streamingreaktivität	23

1. EINLEITUNG

Die Störfallanalysen der Einleitungsphase eines hypothetischen Kühlmitteldurchsatzstörfalles /1/ (Abfahren aller primären Pumpen bei gleichzeitigem Versagen der beiden unabhängigen Abschaltssysteme) zeigen auch für einen Reaktor mit größerem positivem Void, daß zwar der Reaktorkern weitgehend zerstört wird, gleichzeitig aber genügend negative neutronische Reaktivitätsrückwirkungseffekte (axiale Brennstoffexpansion, Brennstoffdispersion) existieren, um eine energetische Kernzerlegung in der Einleitungsphase /2/ zu verhindern. Der Störfall wird in eine Übergangsphase und eine Phase integraler Materialbewegung und milder Entladung einlaufen /2/. Für den Fall, daß massive Blockadebildung durch ausfrierenden Brennstoff/Stahl in den axialen Blanketbereichen den Kernbereich abschließen sollte und eine kontinuierliche Ejektion des heißen Kernmaterials auf diese Weise verhindert wird, kann es zur Ausbildung großer zusammenhängender Brennstoff/Stahlschmelzen (Pools) kommen. Umverteilungsprozesse im Poolinventar können dann während dieser Störfallphasen zu Sekundärkritikalitäten mit erneuten nuklearen Leistungsexkursionen führen wie sie etwa in /3,4,10/ diskutiert werden.

Eine derartige Rekritikalität kann z. B. durch das Kollabieren und Kompaktieren einer vorher transient aufgesiedeten Brennstoff/Stahlmischung eintreten /3,4/. Wird durch den Kompaktionsvorgang superprompte Kritikalität erreicht, so wird der Brennstoff innerhalb weniger Millisekunden stark aufgeheizt (z. B. in /3,4/ bis zu etwa 5500 K). Brennstoffdampfdruckaufbau führt dann zu Kernmaterialbewegungen, die den Reaktor schließlich nuklear abschalten und permanent unterkritisch machen.

Die sich während der Übergangsphase und Phase integraler Materialbewegung ausbildenden Brennstoff/Stahlpools enthalten wegen der Stahlsiedeprozesse hohe Voidanteile (2-Phasenströmungen z. B. in Bläschenform). Diese diskreten Voidanteile geben Anlaß zu einer erhöhten Neutronenleakage (Neutronenstreaming) aus dem Pool.

Eine Änderung z. B. im Größenspektrum dieser Bläschen durch Kollabieren der großen Stahldampfblasen kann zu einer Verringerung des Neutronenstreamingeffektes führen, was sich direkt in eine positive Reaktivitätszufuhr umsetzt. Da diese Prozesse auch während einer superpromptkritischen

Exkursion auftreten können und selbst zeitlich im Millisekundenbereich ablaufen, besteht die Gefahr, daß durch plötzliche zusätzliche positive Reaktivitätszufuhr die Energetik der Exkursion noch weiter stark gesteigert wird.

In der Literatur werden vor allem zwei Prozesse/Mechanismen angeführt, welche zu einer Änderung im Größenspektrum der Stahldampfblasen und damit zu einer Reduktion des Neutronenstreamings führen können. Als Beispiele dafür sollen folgende Literaturstellen herangezogen werden:

Nicholson /5/, Fuller /6/ : Während der Leistungsexkursion wird der Brennstoff in wenigen Millisekunden stark aufgeheizt und expandiert auch in die Bereiche hinein, die ursprünglich vom Stahldampf ausgefüllt wurden. Dieser Brennstoff-Schwellvorgang führt (bei konstanter lokaler Schmierdichte des Brennstoffes) zu einer integralen Reduktion des Neutronenstreamings in einem Brennstoff/Stahlpool (Behrenseffekt /7/). Wie Analysen von Fuller /6/ zeigen, bleibt die tatsächlich zugeführte Reaktivität gering und die Energetik einer Exkursion wird nicht wesentlich gesteigert (siehe auch S. 24).

Abramson /8/ : In diesem Papier wird das lokale Kollabieren (durch Kondensation) von Stahldampfblasen an der Pooloberfläche durch einen nicht weiter spezifizierten Druckpuls untersucht. Wie erwartet, wird dadurch das Neutronenstreaming gerade in den Randbereichen des Pools verändert und führt zu einem starken Anwachsen der Reaktivitätsrampe.

Im Rahmen des Genehmigungsverfahrens für den SNR-300 und den Diskussionen mit dem Gutachter wurde noch ein weiterer Mechanismus angesprochen /9/ der ebenso zu einer Veränderung des mittleren Bläschenradius führen kann, und damit auch das Potential für positive Reaktivitätszufuhr durch Reduktion

des Neutronenstreamings hat. Den Ausgangspunkt bildet ein transient siedender Pool, wobei der Voidanteil durch Stahldampfbläschen gestellt wird. Durch eine Sekundärkritikalität wird eine prompt kritische Leistungsexkursion ausgelöst. Während der nur einige Millisekunden dauernden energetischen Sekundärexkursion wird der Brennstoff stark aufgeheizt. Wegen der sehr kurzen Zeitdauer der Exkursion geht dann nur wenig Wärme auf den Stahl über - es verdampft also kein Stahl mehr hinzu. Der Massenfluß verdampfenden Brennstoffes durch die Blasenoberfläche der Stahldampfblase reicht ebenso nicht aus, um das Blasenvolumen entsprechend mit Dampf zu füllen, so daß die Stahldampfblase durch den äußeren Druckaufbau sehr rasch zu kollabieren beginnt und zwar abhängig von der Aufheizrate (Temperaturzunahme/sec) im Brennstoff in Zeiträumen von wenigen Millisekunden. Gleichzeitig bilden sich im Brennstoff selbst Brennstoffdampfbläschen, die zu wachsen beginnen. Der Systemdruck, der die makroskopischen Brennstoffbewegungsvorgänge bestimmt, die bei Leistungsexkursionen schließlich das Kernmaterial dispergieren und umverteilen, kann dabei schnell genug dem Sättigungsdampfdruck folgen (siehe /10/). Der Nettoeffekt der Blasengrößenänderung aus dem Kollabieren der ursprünglich vorhandenen Stahldampfblasen und den neugebildeten Brennstoffdampfblasen hat das Potential sich dabei in eine sehr schnelle Änderung des Neutronenstreamings und damit in eine starke positive Reaktivitätszufuhr umzusetzen. Die thermohydraulischen Details dieses Prozesses werden in /22/ analysiert und diskutiert.

Insgesamt stellen diese Neutronenstreamingeffekte autokatalytische Prozesse dar, da die zusätzliche positive Reaktivitätszufuhr durch das Bläschenkollabieren die neutronische Leistung (bzw. Heizrate) einer an sich schon energetischen Exkursion weiter steigert und dies zu einem weiteren verstärkten Blasen kollabieren mit beschleunigter Reaktivitätszufuhr führt.

In dem hier vorliegenden Bericht wird untersucht, inwieweit die Energetik von Sekundärexkursionen durch Streamingreaktivitätsbeiträge gesteigert wird. Insbesondere werden hier nur die energetischen Grenzfallsimulationen von Sekundärexkursionen betrachtet da, wie eigene Untersuchungen zeigten, nur hier ein Einfluß auf die Störfallenergetik zu erwarten ist.

Der Bericht befaßt sich hauptsächlich mit dem zuletzt erwähnten Mechanismus des Blasen kollabierens /10/. Im Anhang werden aus Vollständigkeitsgründen noch die Beziehungen für das Blasen kollabieren durch thermische Flüssigkeitsexpansion angegeben und Abweichungen von den in /5/ und /6/ dargestellten Formeln aufgezeigt.

2. BERECHNUNG DER REAKTIVITÄTSÄNDERUNG DURCH REDUKTION DES NEUTRONENSTREAMINGS BEIM KOLLABIEREN VON STAHL-DAMPFBLASEN IN BRENNSTOFF/STAHLPOOLS

Das Reaktivitätspotential, also die maximal verfügbare Reaktivität durch Reduktion des Neutronenstreamings in einem Pool mit kollabierenden Stahldampfblasen wird mit Hilfe der Goldsmith-Nicholson Beziehung /5/ bestimmt. Die Autoren zeigen, daß die totale Reaktivitätsänderung bei vollständigem Kollabieren der Voidbläschen (Radius R_s) nach folgender Beziehung bestimmt werden kann:

$$\Delta\rho = \frac{k_\infty - 1}{k_\infty} \left\{ \frac{3}{4} \Sigma_{\text{tot}} \cdot R_s \right\} \frac{\alpha}{(1+\alpha)^2} \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_G}{\alpha_L} \quad \alpha_G + \alpha_L = 1$$

Σ_{tot} ... totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt
 α_G, α_L ... Volumenanteile Gas/Liquid

Aufwendige Untersuchungen mit Monte Carlo Methoden /11/ zeigen, daß für einen Pool mit dichter Blasenverteilung der Reaktivitätseffekt durch Blaskollabieren mit obiger Beziehung genügend genau bestimmt werden kann.

Da im vorliegenden Falle (siehe Einleitung) während des Kollabierens der ursprünglich vorhandenen großen Stahldampfblasen (Radius R_s) kleine neue Brennstoffdampfblasen (R_f) zu wachsen beginnen, ist die hier verfügbare Nettoaktivität proportional dem Differenzbetrag der verschiedenen Radien (der Einfluß der thermischen Ausdehnung (siehe Anhang) des Fluids wird vernachlässigt, d. h. α_L und damit auch α_G werden konstant angenommen).

$$\Delta\rho = \frac{k_\infty - 1}{k_\infty} \left\{ \frac{3}{4} \Sigma_{\text{tot}} (1-\alpha_G) \alpha_G \right\} [R_s - R_f] \quad (2)$$

In /10/ wird gezeigt, daß das durch das Kollabieren freiwerdende Volumen durch die kleinen entstehenden Blasen kompensiert wird, der mittlere Void-anteil α_G also konstant bleibt. Des weiteren wird näherungsweise angenommen, daß α_G ortsunabhängig ist, der Pool also bei Beginn der Exkursion homogen kollabiert.

Der Neutronenstreamingeffekt ist proportional der Leakage. Es ist daher sinnvoll, den Reaktivitätseffekt ortsabhängig aufzuteilen und mit einer quadratischen Stromfunktion zu wichten. Da bei den Rechnungen mit dem KADIS-Code, mit dem der Einfluß des Streamingeffekts auf prompt kritische Leistungsexkursion analysiert werden soll, über die lokale Leistungsdichte eine Größe proportional dem Neutronenfluß vorhanden ist, wird die Stromfunktionswichtung näherungsweise durch eine Flußwichtung ersetzt.

$$W(r,z) = 1 - \phi^n(r,z) \quad (3)$$

Es wird dabei $n = 2$ gewählt, was konservativ verglichen mit der Wahl $n = 1$ (in /5,6/) ist ($n = 2$ stimmt für den Plattenreaktor (1 Gruppenfall) mit der Stromwichtung überein). Eine konstante Wichtung $W(r,z) = \text{const}$, die ebenso in /5/ diskutiert wird, ist dem Problem nicht angemessen.

Während der Exkursion wird auf Grund des nuklearen Leistungsprofils die Brennstofftemperatur in den Zentralbereichen des Pools schneller und stärker ansteigen als in den Außenbereichen (siehe Abb.: 2.1). D. h. in den Zentralbereichen werden die Stahldampfblasen wesentlich schneller kollabieren. Andererseits kommen die Streamingreaktivitätsbeiträge vornehmlich aus den Randbereichen des Pools ($\nabla\phi$). Der Beziehung (2) wird daher folgender Term hinzugefügt:

$$G_s(r,z) = \frac{1 - \frac{H^2(r,z)}{H_{\max}^2}}{\sum_{r,z} \left(1 - \frac{H^2(r,z)}{H_{\max}^2}\right)} \quad (4)$$

$H(r,z)$... Leistungsdichte

H_{\max} ... maximale Leistungsdichte

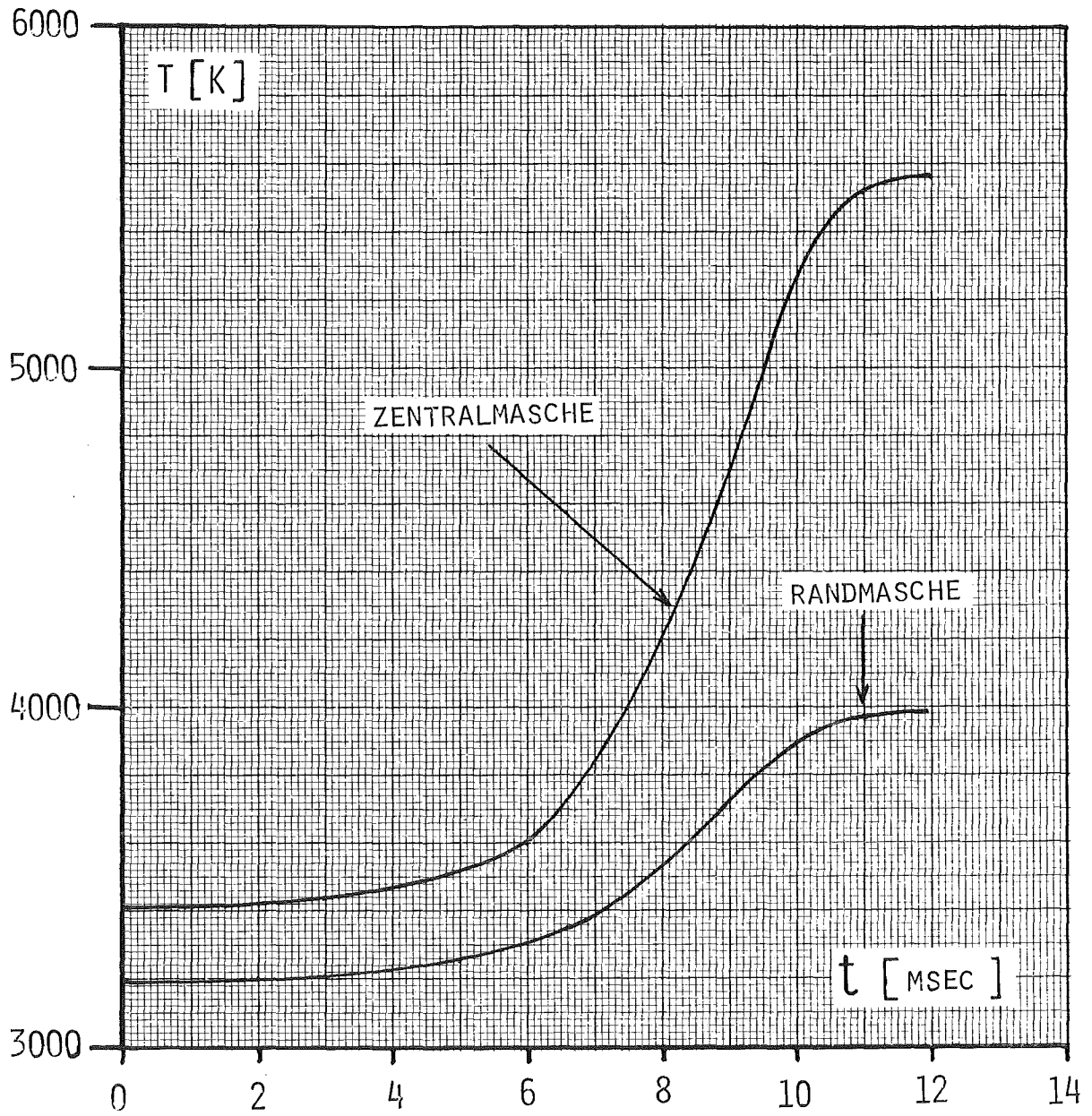


ABB.: 2.1 BEISPIEL FÜR DEN TEMPERATURVERLAUF DES BRENNSTOFFS WÄHREND EINER ENERGETISCHEN LEISTUNGSEXKURSION IM ZENTRALBEREICH UND AM RANDE DES POOLS

Wie aus /10/ zu ersehen, kollabieren die großen Stahldampfblasen nach einem Zeitgesetz mit der 5. Potenz

$$R(t) \sim R_s (1 - t^5) \quad (5)$$

Wenn alle Stahldampfblasen ($R(t)$) den Radius der neu entstehenden Brennstoffdampfblasen erreicht haben, ist die maximal verfügbare Reaktivität zugeführt. Abhängig von der lokalen Heizrate \dot{H} [K/sec] (Temperaturerhöhung/sec) kollabiert die Stahldampfblase mit verschiedener Geschwindigkeit, und zwar umso schneller je größer \dot{H} . Jeder Heizrate ist daher eine spezifische "Kollabierungskurve", die durch einen Zeitparameter τ charakterisiert wird, zugeordnet. Der Parameter τ gibt dabei den Zeitpunkt an, an dem die Stahldampfblase völlig kollabiert ist. Beispielhaft sind in Abb.: 2.2 für 5 verschiedene Heizraten die entsprechenden Kollabierungskurven dargestellt. Die in Abb.: 2.2 ausgezeichnete Größe ΔR setzt sich dann in Reaktivitätszufuhr um.

Die Beziehung (2) muß dann, um die zeitliche Abhängigkeit der Reaktivitätszufuhr in jedem Ortspunkt r, z zu berücksichtigen, noch mit dem Gewichtsfaktor G_t erweitert werden

$$G_t(r, z, t) = \text{Min} \left[1, \frac{R_s}{R_s - R_f} \left(\frac{t - t_{\text{init}}(r, z)}{\tau(r, z, t)} \right)^5 \right] \quad (6)$$

t bezeichnet dabei die aktuelle Exkursionszeit und t_{init} den Zeitpunkt an dem das Blasen kollabieren an jedem einzelnen Raumpunkt einsetzt. Kollabieren der Stahldampfblasen wird dabei dann angenommen, wenn der Brennstoffdampfdruck in der Aufheizphase den ursprünglich im Pool vorhandenen jeweils lokalen Stahldampfdruck erreicht.

An der Abb.: 2.3 ist nochmals die Beziehung zwischen dem Kollabierungsparameter τ und der Heizrate \dot{H} dargestellt. Es wird anhand dieser Beziehung das jeweils zu der an einem bestimmten Ort auftretenden Heizrate gehörende τ bestimmt.

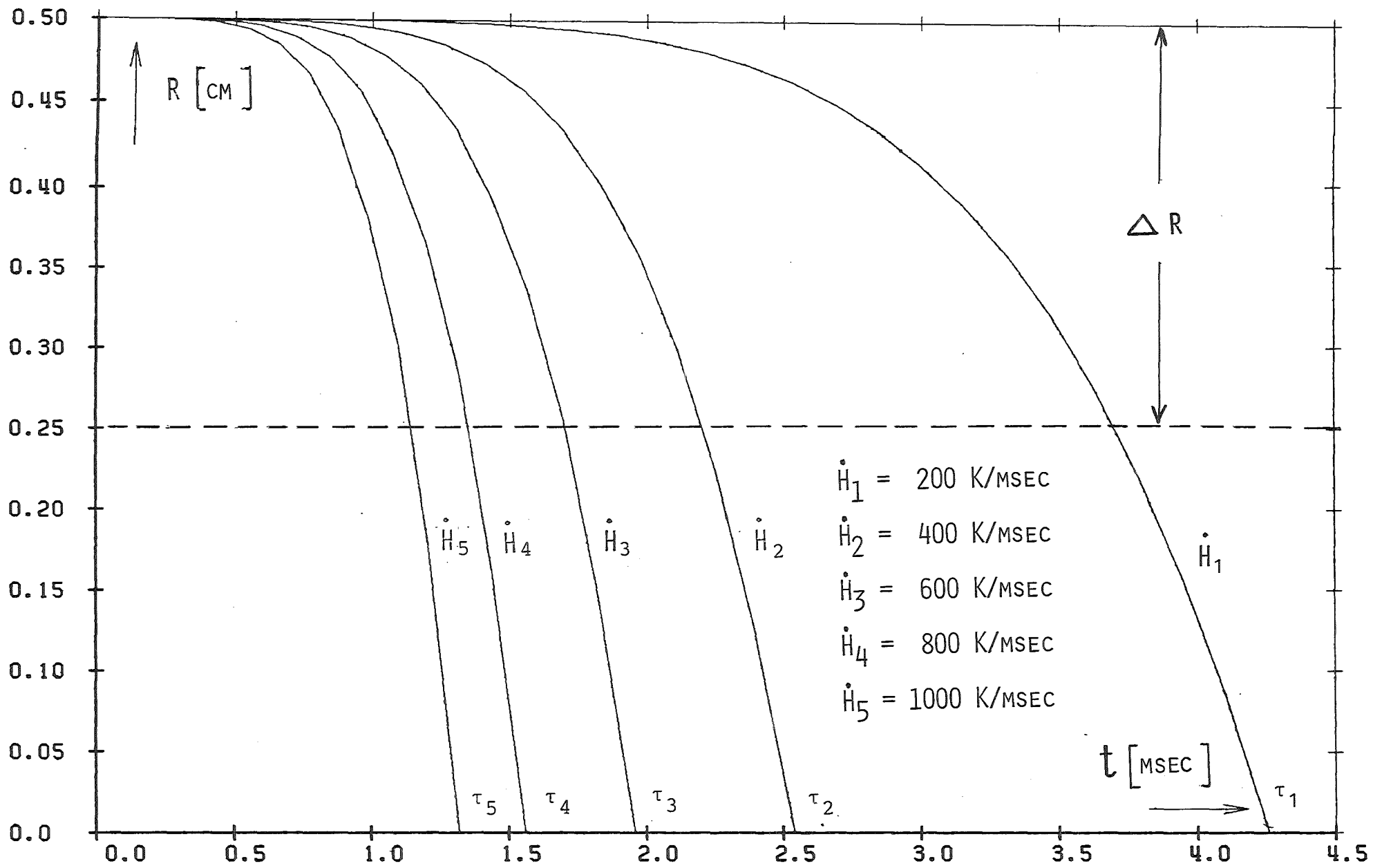


ABB. 2,2 KOLLABIERUNGSKURVEN IN ABHÄNGIGKEIT VON VERSCHIEDENEN HEIZRATEN \dot{H}

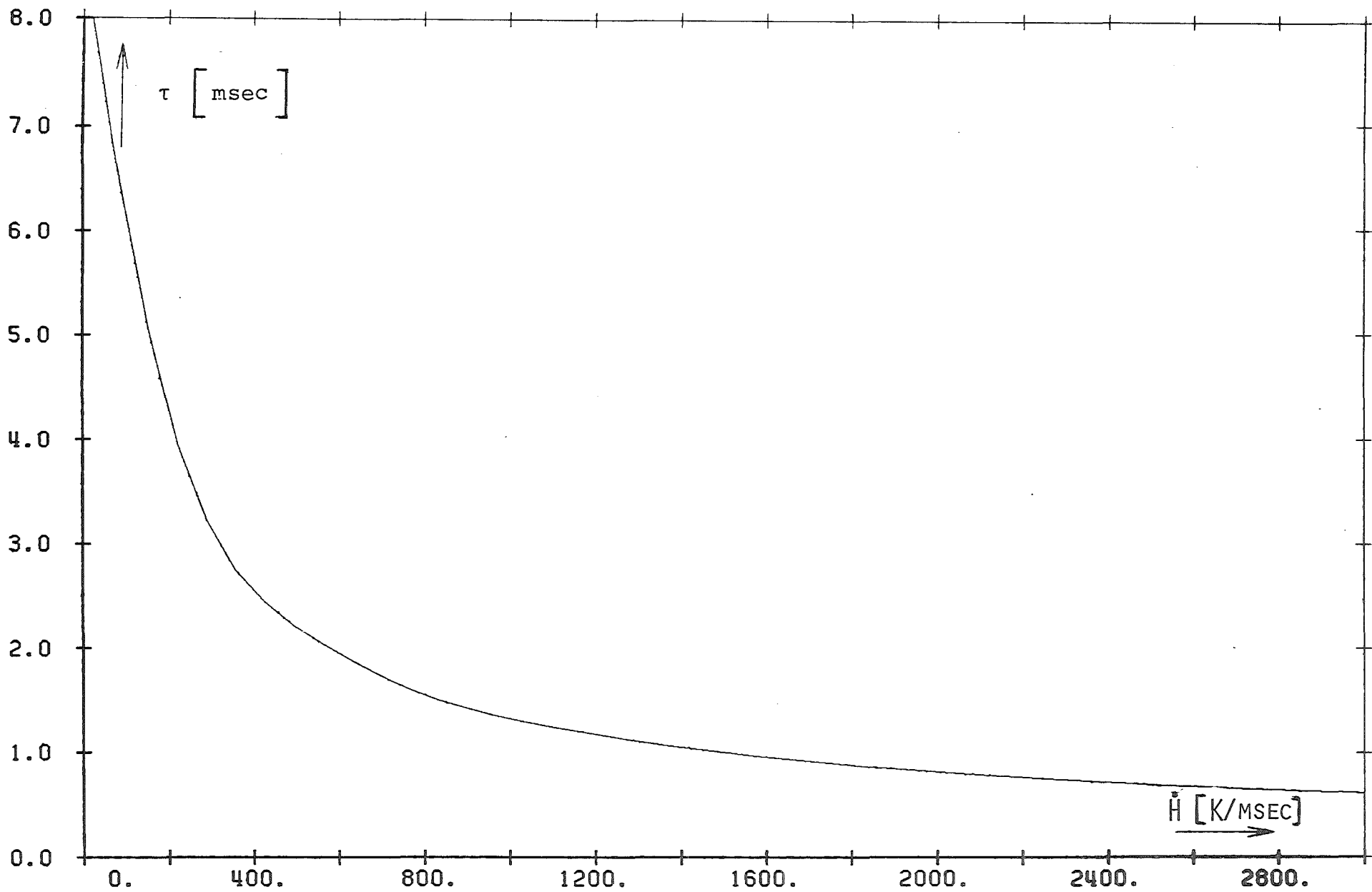


ABB. 2,3 ABHÄNGIGKEIT DES KOLLABIERUNGSPARAMETERS τ VON DER HEIZRATE \dot{H}

Die endgültige Beziehung zur Berechnung der lokalen Streamingreaktivitätszufuhr durch Blasen kollabieren hat dann die folgende Form:

$$\rho(r, z, t) = \frac{k_{\infty}^{-1}}{k_{\infty}} \left[\frac{3}{4} \Sigma_{\text{tot}} \alpha_G (1 - \alpha_G) \right] \left[R_s - R_f \right]. \quad (7)$$

$$\frac{\left(1 - \frac{H^2(r, z)}{H_{\text{max}}^2}\right)}{\sum_{r, z} \left(1 - \frac{H^2(r, z)}{H_{\text{max}}^2}\right)} \cdot \text{Min} \left[1, \frac{R_s}{R_s - R_f} \cdot \left(\frac{t - t_{\text{init}}(r, z)}{\tau(r, z, t)}\right)^5 \right]$$

mit $t - t_{\text{init}} \leq \tau$

Die Aufsummation über alle Poolbereiche ergibt dann die insgesamt zugeführte Reaktivität zum Exkursionszeitpunkt t

$$\rho(t)_{\text{Streaming}} = \sum_{r, z} \rho(r, z, t) \quad (8)$$

In den vorhergehenden Beziehungen wurde stets idealisiert Sphärizität der kollabierenden Dampfblasen angenommen. Insbesondere beim Kollabieren größerer Blasen sind durch Thermo- und Trägheitseffekte jedoch Abweichungen von der Kugelgestalt zu erwarten /21/. Bei der Berechnung der Streamingreaktivität werden sich jedoch wegen der statistischen Ausrichtung der verschiedenen nichtsphärischen Blasen keine wesentlichen Unterschiede ergeben.

3. ÄNDERUNGEN IM KADIS-CODE ZUR BERECHNUNG DES NEUTRONENSTREAMINGEFFEKTES

Mit Hilfe der in Abschnitt 2 angegebenen Endformel (8) wird in einer speziellen Version des Disassembly-Codes KADIS die Reaktivitätszufuhr ausgelöst durch Streamingreduktion in einem Brennstoff/Stahlpool berechnet. Die notwendigen Programmänderungen wurden in der Subroutine HYDRO durchgeführt. Die ortsabhängigen Größen werden dabei in dem von KADIS vorgegebenen Maschennetz berechnet.

Die Berechnung der Streamingreaktivität $\rho(t)$ (Formel (8)) geschieht in KADIS in folgenden Schritten:

1) Aus der Leistungsdichteverteilung in KADIS wird der Term

$$G_s = (1 - H_{i,j}^2 / H_{\max}^2) / \sum_{i,j} (1 - H^2(i,j) / H_{\max}^2)$$

bestimmt, wobei H_{\max} die maximale Leistungsdichte in einer der Poolmaschen ist.

2) Es wird maschenweise der Stahldampfdruck nach

$$\log P_s = 6.00032 - 18581/T \quad /13/$$

bestimmt und mit dem zeitabhängigen Brennstoffdampfdruck (P_f) verglichen. Wird $P_f = P_s$ erreicht, so beginnt der Kollabierungsvorgang in der Masche i,j und der Zeitpunkt des Kollabierungsbegins wird abgespeichert.

3) Aus den laufend für jede Masche i,j berechneten Temperatursteigerungen während der Exkursion werden Zeitschrittweise die Heizraten \dot{H} [K/sec] bestimmt und auf der $\tau = \tau(\dot{H})$ Kurve (siehe Abb.: 2.3) die zugehörige Kollabierungskurve für die Masche i,j zum Zeitpunkt t' bestimmt.

4) Für den aktuellen Zeitpunkt t wird dann die durch die Masche i,j zugeführte Reaktivität berechnet (siehe Abb.: 3.1) und die Beiträge aller Maschen aufsummiert. Dieser Gesamtreaktivitätsbetrag wird zu der Treiberreaktivität in KADIS hinzuaddiert.

Durch die Autokatalytik der Reaktivitätszufuhr beim Kollabieren der Stahldampfblasen werden immer größere Poolbereiche (KADIS-Maschen) in den Prozeß einbezogen und zudem kollabieren in den einzelnen Maschen die Stahldampfblasen immer schneller. Es wird also durch die Brennstoffaufheizung immer mehr und auch mit steigender Geschwindigkeit Reaktivität zugeführt.

Wesentlich für die Bestimmung der Reaktivitätszufuhr in jeder Maschenzelle ist die Kopplung zwischen der aktuellen Störfallzeit, der Zeit seit der die Blasen zu kollabieren begonnen haben und der "Eigenzeit" jeder einzelnen Kollabierungskurve.

Zur Erläuterung wird Abb.: 3.1 herangezogen.

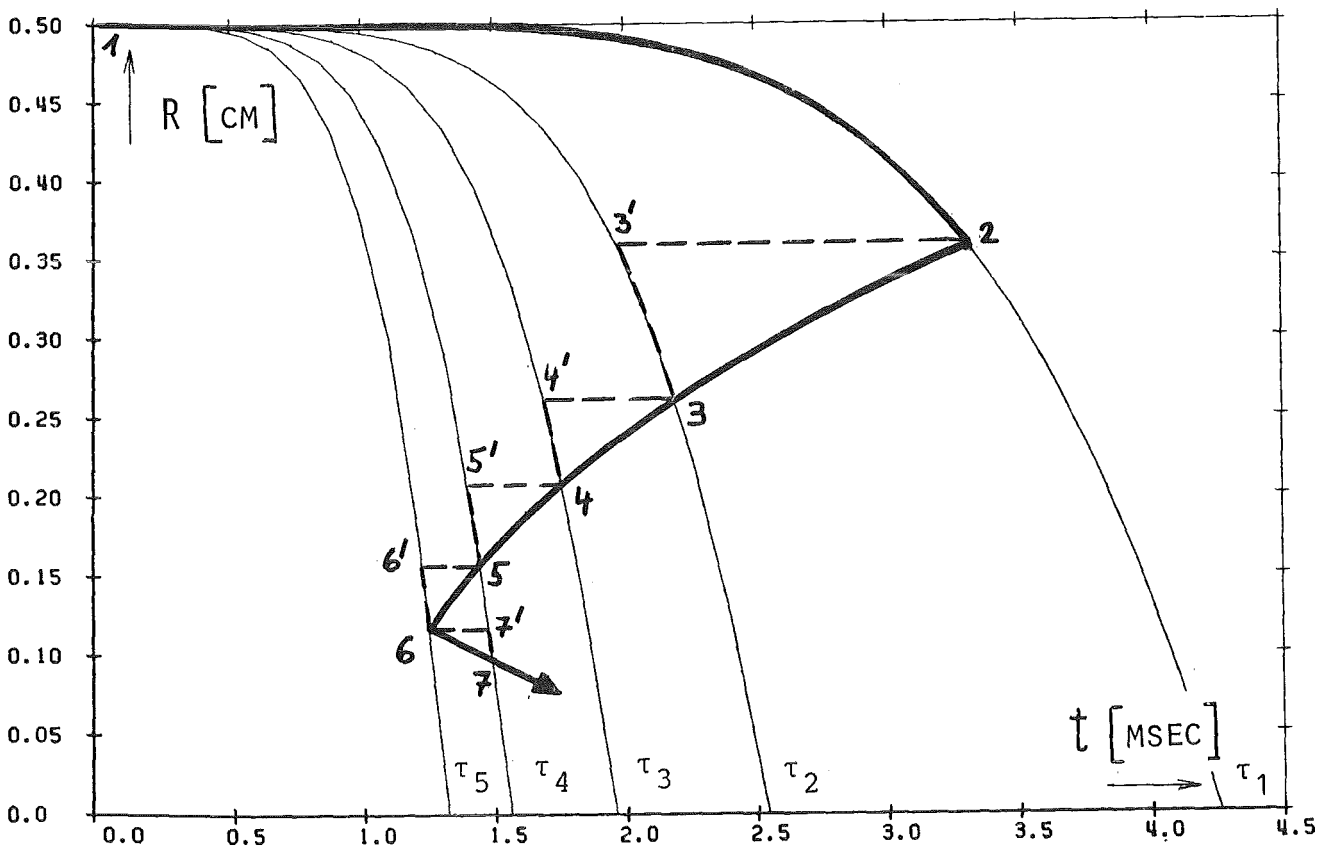


ABB.: 3.1 BESTIMMUNG DES BLASENRADIUS (UND DAMIT DER REAKTIVITÄTSZUFUHR) IN ABHÄNGIGKEIT VON KOLLABIERUNGSKURVE UND STÖRFALLZEIT

Zum Störfallzeitpunkt $t - t_1$ (Punkt 1) wird das Bläschenkollabieren initiiert und die Blase kollabiert entsprechend der Kurve τ_1 ($1 \rightarrow 2$). Bei der 1. Änderung der Heizrate (2) beträgt die Störfallzeit t , die Blase selbst kollabiert seit $\Delta t_1 = t_2 - t_1$. Diese Eigenzeit Δt_1 auf der Kurve τ_1 muß nun auf der Kurve τ_2 mitberücksichtigt werden. (Es kann dabei nicht von Δt_1 aus direkt weitergerechnet werden, da bei Übertragung der Zeitspanne Δt_1 auf die Kurve τ_2 die Blase auf τ_2 bereits total kollabiert wäre; d. h. es muß auf τ_2 zuerst der Punkt 3' mit seiner entsprechenden "Eigenzeit" bestimmt werden und von da ab kann die Blase auf τ_2 weiter kollabieren ($3' \rightarrow 3$). Der Prozeß läuft dann ähnlich weiter z. B. bis Punkt 7. Es müssen also für die die gesamte Fläche abdeckenden Kurvenscharen τ jeweils die entsprechenden Eigenzeiten bestimmt werden, um daraus die Reaktivitätsbeiträge entsprechend dem abnehmenden Blasenradius berechnen zu können.

4. BESCHREIBUNG EINES REKRITIKALITÄTSFALLES ZUR ANALYSE DES EINFLUSSES
DES NEUTRONENSTREAMINGEFFEKTES AUF DEN VERLAUF EINER PROMPTKRITISCHEN
SEKUNDÄREXKURSION

Um den Einfluß des Neutronenstreamingeffektes auf promptkritische Leistungsexkursionen beispielhaft darzustellen, wurde nochmals der Fall C aus /4/ herangezogen. Im Fall C wird in einem Brennstoff/Stahlpool der allseitig von Blockaden begrenzt ist, durch eine Störung seines Wärmehaushaltes ein schnelles Kollabieren des gesamten Pools eingeleitet, was schließlich zu einer energetischen Leistungsexkursion führt. Im einzelnen wird dabei angenommen, daß der Pool plötzlich so viel Wärme verliert, daß sprunghaft die Stahldampfproduktion aufhört und die noch vorhandenen Stahldampfblasen an die Oberfläche des Pools treiben, der durch Voidvolumenverlust zu kollabieren beginnt. In dem Maße, in dem sich auf dem Poolboden eine dichte Brennstoff/Stahlschicht ausbildet, reduziert sich die Poolhöhe, wobei sich über dem Pool der ausgetriebene Stahldampf ansammelt. Die Annahme eines instantanen Abbruchs der Stahldampfproduktion ist eine extrem pessimistische Annahme, da wegen der weiterhin vorhandenen neutronischen Spalt- bzw. Nachwärme im Pool auch weiter Wärme vom Brennstoff auf den Stahl übertragen wird. Hinzu kommt, daß durch das Kollabieren der Brennstoff wieder in stärkeren Kontakt mit dem Stahl kommt, und auch von daher wieder eine Erhöhung der Wärmeübertragungsraten erwartet werden kann. Vor Einleitung des Kollabierungsvorgangs füllt das siedende Brennstoff/Stahlgemisch radial und axial den gesamten Corebereich aus. Oberhalb und unterhalb des Pools befinden sich Brennstoff/Stahlblockaden. Der Voidanteil in diesem Pool liegt bei etwa 59 Volumenprozenten und die Reaktivität dieser Anfangsmaterialkonfiguration beträgt - 13 \$. Der Brennstoff im Pool besitzt eine mittlere Anreicherung von 28 Gewichtsprozenten bei einer Brennstoffmasse von 4346 kg (72 % des Inventars).

Die Geschwindigkeit mit welcher der Stahldampf den Pool (mit einem "churn turbulent flow regime") verläßt und mit der andererseits der Pool kollabiert wurde über ein "drift flux model" abgeschätzt /14/. Aus den in /14/ hergeleiteten Beziehungen ergeben sich Radien zwischen 0.2 - 0.5 cm für die Stahldampfbläschen. Ebenso ergeben Maximalabschätzungen der Blasengrößen auf der Basis der Taylor-Instabilitäten /15/ Bläschenradien derselben Größe. Obwohl einzelne größere Blasen (durch Koagulation) nicht aus-

zuschließen sind, wird das Bläschenspektrum eher nach kleineren Blasen-
größen verschoben sein. Da in einem transient siedenden Pool auch vor
einer Exkursion Relativbewegung stattfindet, wird aufgrund des Weberzahl-
kriteriums eher mit kleineren Bläschen, als hier angenommen, zu rechnen
sein /20/.

Beim Erreichen von prompter Kritikalität beträgt der Reaktivitätsgradient
durch die Poolkompaktion 0.86 $\$/\text{cm}$. Der mittlere Voidanteil liegt dann bei
 ~ 41 %. Damit stellt die Flüssigkeit (Brennstoff/Stahl) noch die konti-
nuierliche Phase dar und das Blasenmodell besitzt daher noch Gültigkeit.
Zusätzlich liegt man auch bei der in die Streamingreaktivität eingehenden
Funktion $\alpha_G(1-\alpha_G)$ nur um ~ 4 % von ihrem Maximum entfernt, schätzt damit
also den Reaktivitätseffekt sicher nach oben hin ab. Nach /4/ ergibt sich
eine Reaktivitätsrampe von etwa 33 $\$/\text{sec}$. Exkursionsrechnungen für den
Fall C /4/ mit dieser Treiberrampe ergeben Brennstoffspitztemperaturen
im Pool von etwa 5500 K und die mechanische Energiefreisetzung berechnet
mit einer isentropen Expansion des heißen Brennstoff-Zweiphasengemisches
auf Covergasvolumen (70 m^3) beträgt 78 MJ /16/.

Die oben beschriebenen Kernmaterialkonfigurationen und Kernmaterialumver-
teilungsvorgänge werden auch in diesem Bericht dazu benutzt, um den Ein-
fluß des Neutronenstreamings auf die durch eine 33 $\$/\text{sec}$ Rampe initiierte
Leistungsexkursion abzuschätzen. Dafür werden auch die in /4/ spezifi-
zierten Temperaturprofile, Leistungsverteilungen, Materialwertvertei-
lungen, neutronische Anfangsleistung, Verläuferkonzentrationen etc.
benutzt. Für die neue Exkursionsrechnung wird die modifizierte KADIS-
Version verwendet.

Für die Berechnung der Streamingreaktivität müssen noch einige notwendigen
neutronischen Vorrechnungen (z. B. k_∞ -Bestimmung) durchgeführt werden. So
ergab eine 26-Gruppen S_4 Transportrechnung für den vorher spezifizierten
kollabierenden Pool ein $k_\infty = 1.489797$. Der totale makroskopische Wirkungs-
querschnitt gemittelt über 26-Gruppen belief sich auf $\Sigma_{\text{tot}} = 0.2382 \text{ cm}^{-1}$.
Damit ergibt sich nach Beziehung (1) Kap. 2 eine maximal zuführbare Reakti-
vität entsprechend der Blasengröße $0.2 \leq R \leq 0.5 \text{ cm}$ vor Beginn der Exkur-
sion ($\beta_{\text{eff}} = 0.003035$) von

$$0.92 \text{ \$} \leq \Delta k \leq 2.32 \text{ \$}$$

Um eine konservative Abschätzung des Einflusses des Streamingeffektes durchzuführen wird noch angenommen

- ,daß der gesamte Pool, also auch die eigentlich dichten einphasigen Poolschichten am seitlichen und unteren Rand noch Bläschen enthalten, die kollabieren und damit Reaktivität zuführen können. Dies führt zu einer Maximalabschätzung des Reaktivitätseffektes da (1.) gerade diese Randschichten den größten Anteil an Streamingreaktivität besitzen ($\nabla\phi >$) und (2.) beim Aufsieden während der Leistungstransienten in diesen dichten Poolrandschichten sogar kleine Brennstoffbläschen entstehen, die negative Streamingreaktivität zuführen werden.
- ,daß das Gesamtreaktivitätspotential durch Kollabieren der großen Stahldampfblasen zur Verfügung steht - der Reaktivitätsabzug durch Entstehen der neuen Brennstoffdampfblasen also unberücksichtigt bleibt.
- ,daß sich im Pool nur große Stahldampfbläschen von 1 cm Durchmesser befinden also das große Reaktivitätspotential von 2.32 \$ während der Leistungsexkursion zur Verfügung steht.

Diese Annahmen führen zu einer Eingrenzung des möglichen Reaktivitätseffektes durch Streamingreduktion nach oben hin.

5. ERGEBNISSE DER KADIS-RECHNUNGEN BEI EINSCHLUSS DES NEUTRONEN- STREAMINGEFFEKTES

Mit den in Kap. 3 beschriebenen Änderungen in KADIS und unter sonst gleichen Rand- und Anfangsbedingungen wie in Fall C /4/ wurden für das Rekritikalitätsszenario eines Poolkollabierens der Einfluß einer auto-katalytischen Reaktivitätszufuhr durch Reduktion des Neutronenstreamings auf eine prompt kritische Leistungsexkursion untersucht. Die Exkursionsrechnung wird dabei mit einer Rampe von 33 $\$/\text{sec}$ am prompt kritischen Punkt initiiert bei einer neutronischen Anfangsleistung von 0.418 E+4 MW. Das maximal ausschöpfbare Reaktivitätspotential durch Neutronenstreaming beträgt 2.32 $\$$. In Tab.: 5.1 werden die beiden Exkursionsrechnungen für Fall C mit und ohne Einschluß des Neutronenstreamings verglichen.

Aus den Ergebnissen von Tab.: 5.1 wird ersichtlich, daß faktisch bis zum Ende der Aufheizphase während der Leistungsexkursion nur ein relativ geringer Teil ($\sim 20\%$) des insgesamt vorhandenen Reaktivitätspotentials von 2.32 $\$$ zugeführt wird. Zusätzlich wird aus der gleich großen maximalen Reaktivität, die während der Exkursion erreicht wird, deutlich, daß die Reaktivitätsbeiträge durch Neutronenstreaming erst massiv wirksam werden, wenn das Reaktivitätsmaximum während der Exkursion bereits überschritten ist. In dieser Phase der Exkursion setzt auch schon makroskopische Materialbewegung durch Brennstoff-Dampfdruckgradientenaufbau ein, deren negative Reaktivitätsrückwirkung dann in Konkurrenz mit der positiven Reaktivitätszufuhr durch Neutronenstreamingreduktion tritt. Das Wirksamwerden inhärenter reaktivitätsreduzierender Effekte beendet also die Exkursion, bevor ein größerer Anteil des Streaming-Reaktivitätspotentials zugeführt werden kann.

In der Abb.: 5.1 sind die verschiedenen Reaktivitätsrückwirkungen (Treiberreaktivität, Doppler-Materialrückwirkung-Streaming) und die Gesamtreaktivität dargestellt und zwar für beide in Tab.: 5.1 dargestellten Fälle. Im Detail wird in Abb.: 5.2 nochmals die starke Erhöhung der Treiberreaktivität durch die Streamingrückwirkung sichtbar. Die ursprünglich vorhandene Reaktivitätsrampe von 33 $\$/\text{sec}$ wird um mehr als eine Größenordnung auf über 400 $\$/\text{sec}$ erhöht. Diese starke Erhöhung der Treiber-rampe bleibt weitgehend unwirksam durch ähnlich große negative Reaktivi-

Rampe	\$/sec	33	
Anfangsreaktivität	\$	1	
Anfangsleistung	MW	0.418E+4	
Energie im geschm. Brennstoff (Beginn der Exkursion)	MWS	1895	
Streaming berücksichtigt	-	nein	ja
Streamingreaktivitätspotential	\$	0	2.32
Energie im geschm. Brennstoff (Ende der Exkursion)	MWs	3798	3923
T _{mittel}	K	4338	4404
T _{max}	K	5545	5674
max. Leistung	MW	9.90E+5	9.93+5
max. Reaktivität	\$	1.127	1.127
zugeführte Streamingreaktivität	\$	0	0.47 (20 % des Potentials)
mechanisches Arbeitspotential (70 m ³)	MWs	78	89

Tab.: 5.1 Ergebnisse der Exkursionsrechnungen (Fall C) mit und ohne
Einschluß des Neutronenstreamings

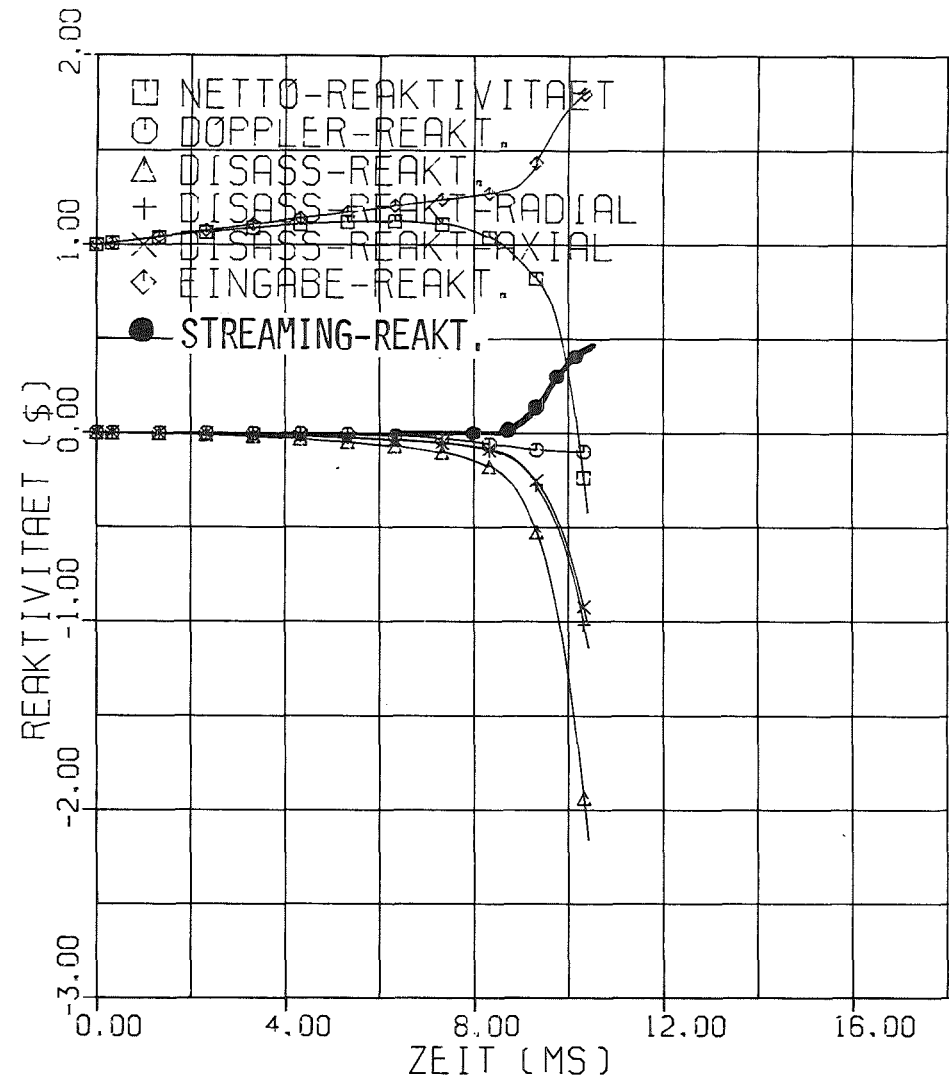
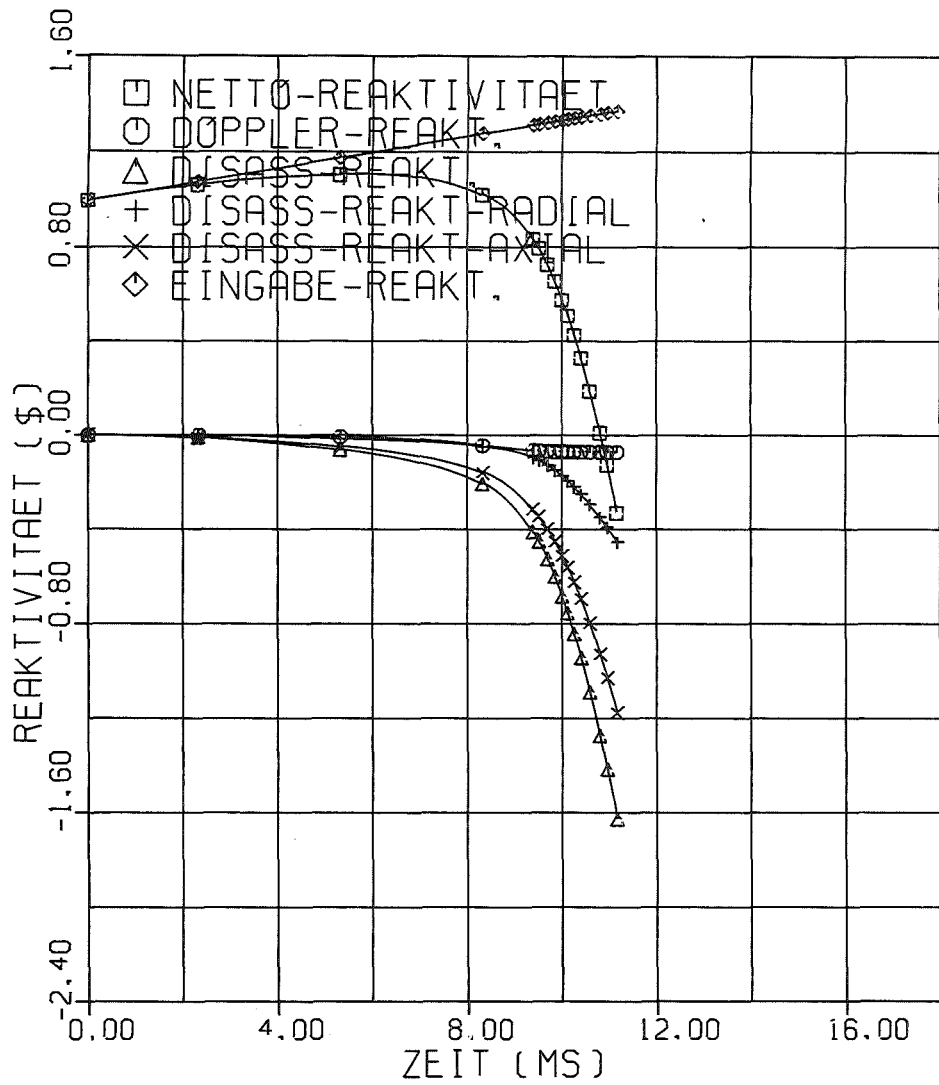


ABB. 5.1 REAKTIVITÄTSVERLÄUFE DER EXKURSIONSRECHNUNG OHNE UND MIT BERÜCKSICHTIGUNG DER STREAMINGREAKTIVITÄT

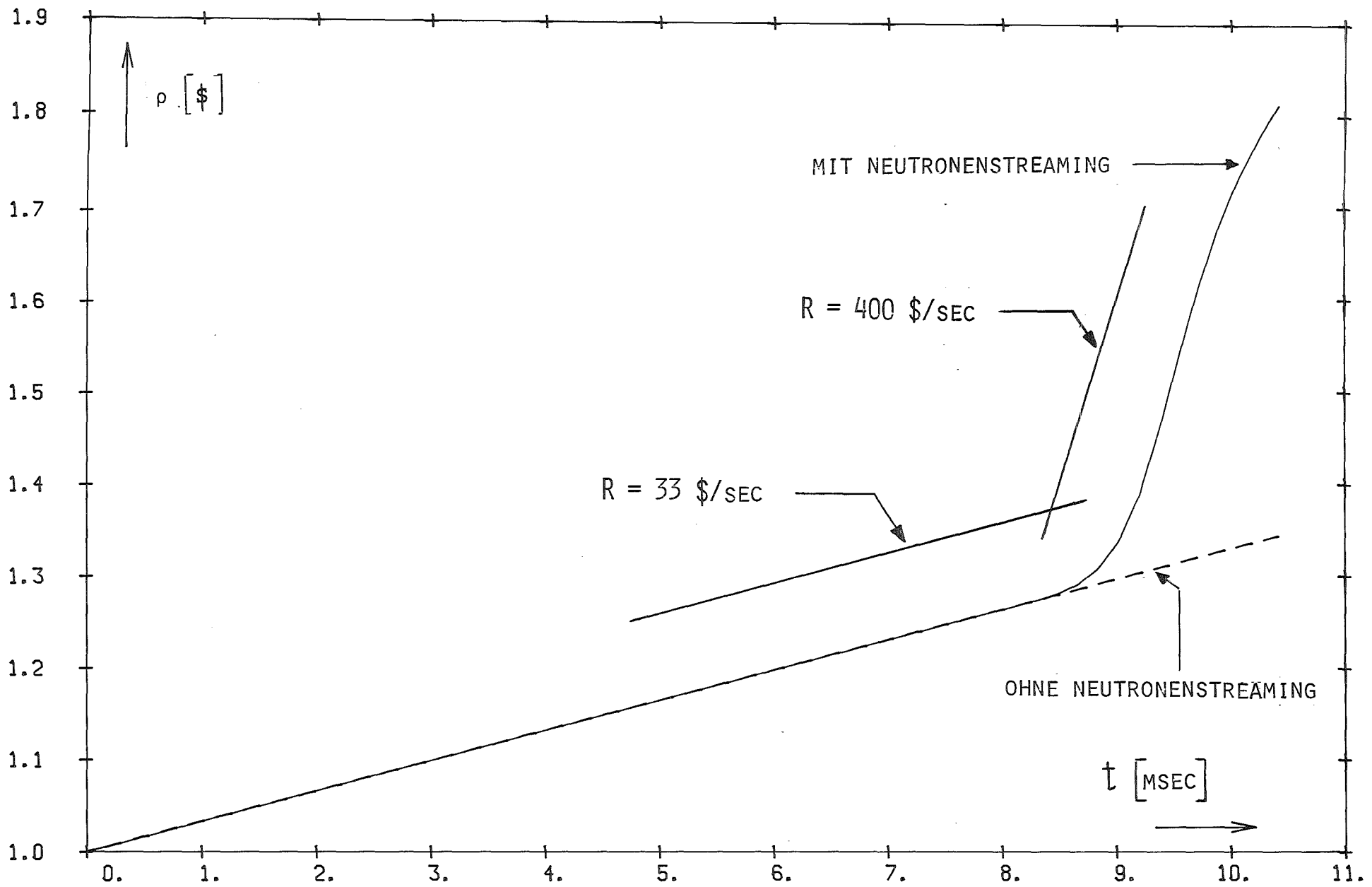


ABB. 5.2 REAKTIVITÄTSZUFUHR IM ÜBERPROMPTKRITISCHEN BEREICH BEI BERÜCKSICHTIGUNG DER STREAMINGSREAKTIVITÄT

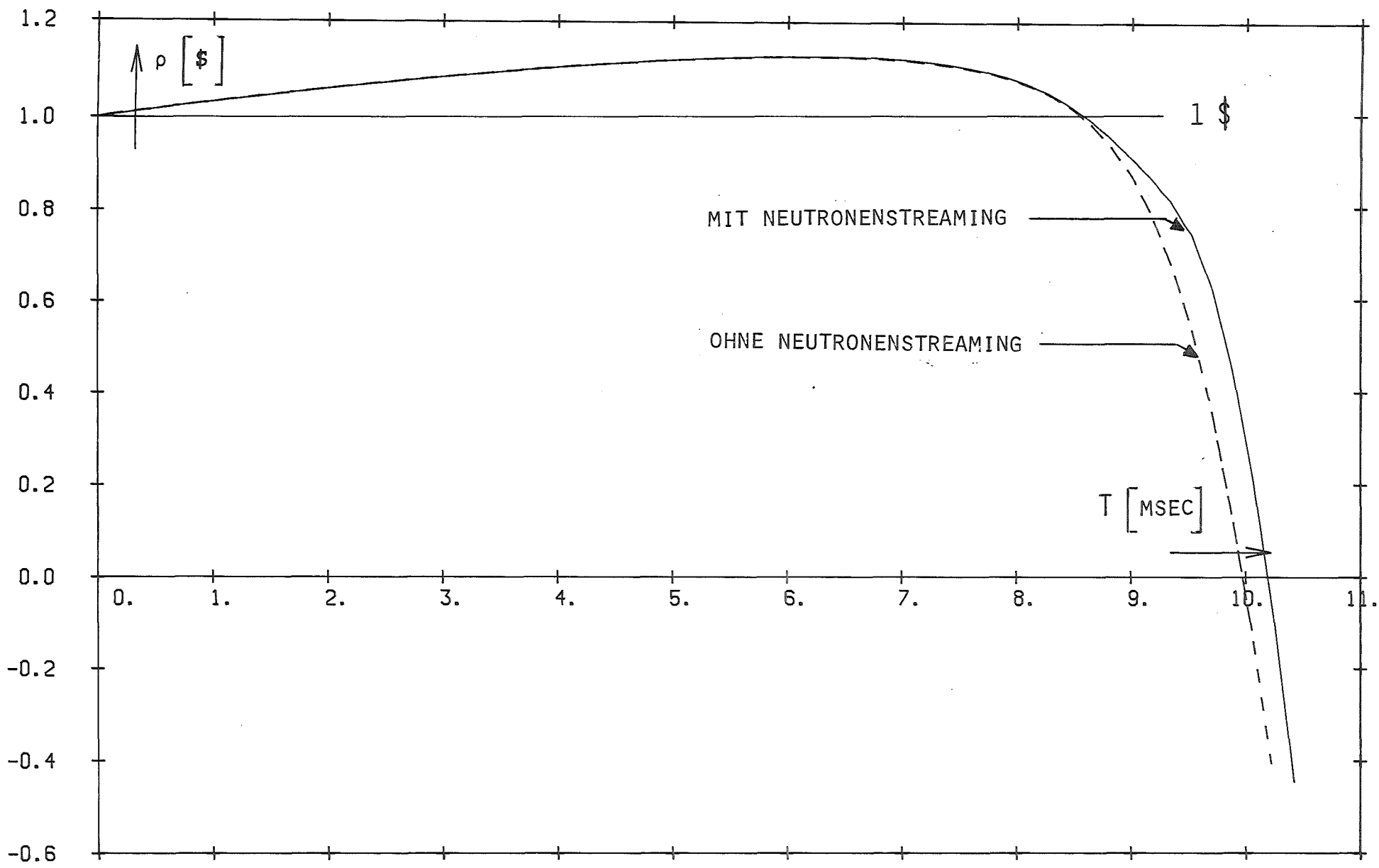


ABB. 5,3 VERLAUF DER GESAMTREAKTIVITÄT MIT UND OHNE BERÜCKSICHTIGUNG DER STREAMINGREAKTIVITÄT

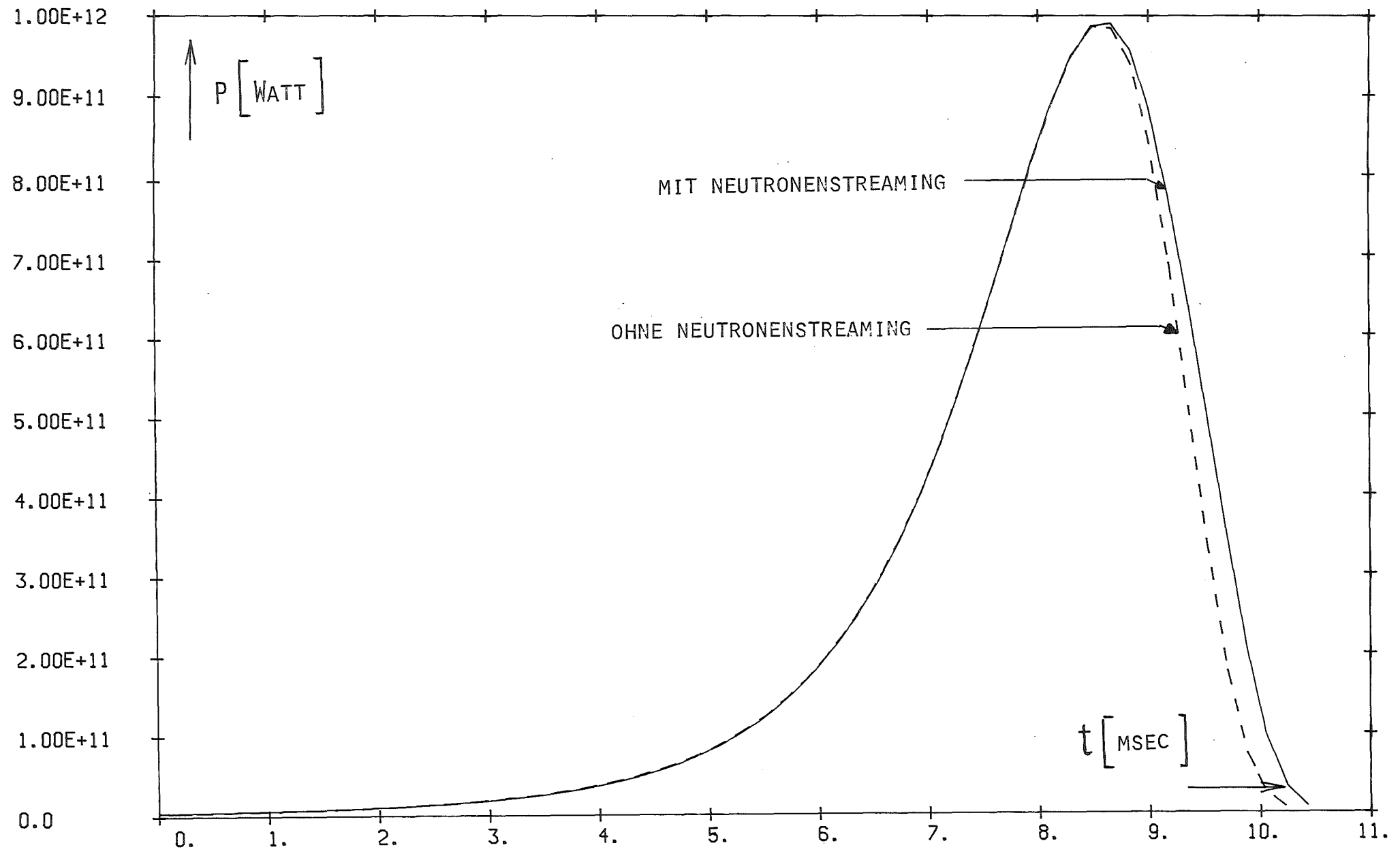


ABB. 5.4 NUKLEARER LEISTUNGSVERLAUF MIT UND OHNE BERÜCKSICHTIGUNG DER STREAMINGREAKTIVITÄT

tätsrampen ausgelöst durch Kernmaterialbewegung. In den Abb.: 5.3 und 5.4 sind nochmals der Verlauf der Gesamtreaktivität und der nukleare Leistungsverlauf der Exkursionen mit und ohne Streamingreaktivität dargestellt.

Die Reaktivitätszufuhr durch Neutronenstreamingreduktion kommt demnach nicht voll zum Tragen, da in dem zeitlichen Exkursionsablauf die lokale Bewegung des Brennstoffs in die Stahldampfblasen und die globale makroskopische Brennstoffbewegung in denselben Zeitmaßstäben ablaufen - die Materialträgheit also überwunden ist, wenn die Bläschen massiv zu kollabieren beginnen.

Während der nuklearen Leistungsexkursion treten Heizraten von $\sim 10^5$ K/sec auf. Die Berücksichtigung des Neutronenstreamingeffektes führt bei Fall C /4/ zu einer Erhöhung des mechanischen Arbeitspotentials von 78 MJ auf 89 MJ also einem Anwachsen um etwa 14 %.

6. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Wie die Analysen zu dem speziellen Rekritikalitätsfall C (Poolkollabieren) zeigen, wird durch Mitberücksichtigung des Neutronenstreamingeffektes die Störfallenergetik zwar erhöht (um 10 - 20 %), der autokatalytische Prozeß wird allerdings nicht voll wirksam. Ähnliches gilt auch für die übrigen in /4/ diskutierten Modellfälle von energetischen Sekundärkritikalitäten. Das Maximum der nuklearen Leistungsexkursion ist bereits durch Dopplerrückwirkung und einsetzende Kernmaterialbewegung überschritten, bevor es durch das Bläschenkollabieren zu massiver autokatalytischer Reaktivitätszufuhr kommt. Insofern bestätigen diese Rechnungen die etwa in /5, 6 und 7/ durchgeführten Analysen, daß von dem an sich sehr großen Reaktivitätspotential des Streamingeffektes ($\sim 2 \text{ \$}$ bei großen Bläschen) nur ein geringer Teil ausgeschöpft wird und der zudem erst dann voll wirksam wird, wenn schon andere negative Reaktivitätsrückwirkungen ähnlicher Größenordnung aktiv werden.

Zur Bewertung und Einordnung der Ergebnisse sollten noch folgende Fakten erwähnt werden:

- Im Lichte der Ergebnisse, die im ANL /18/ zum Ausfrierverhalten von Brennstoff/Stahlmischungen gewonnen wurden, wird es für den SNR-300 immer unwahrscheinlicher, daß es zum völligen Abschluß des Cores durch Blockadebildung in den kälteren Strukturen und damit zu sog. "bottled up" Pools kommt, die große Teile oder den gesamten Kern umfassen /10/. Streamingeffekte wie sie in diesem Bericht diskutiert werden, treten zwar auch in Brennstoff/Stahlpools auf, die nur ein oder wenige Subassemblies umfassen, der Effekt wird allerdings dann in seiner Größe geringer und zudem noch zeitlich inkohärenter und verliert weiter an Wirksamkeit.
- Nimmt man einen Pool (wie in Fall C) an, der das gesamte Core umfaßt, so werden in diesem Pool in Bodennähe und am seitlichen Poolrand auch dichte Materialschichten existieren /Fall C /4/, 19/. Die Streamingbeiträge aus diesem Poolteil (mit hoher Neutronenleakage) werden weitgehend entfallen bzw. wird Dampfblasenbildung während einer Leistungstransienten die Leakage aus diesen Schichten sogar noch erhöhen - was reaktivitätsreduzierend wirkt.

- Die Reaktivitätspotentiale wurden nach oben hin abgeschätzt, da jeweils nur die großen Blasendurchmesser berücksichtigt werden.

Die hier berechneten Steigerungen der Exkursionsenergetik können daher als eine konservative Abschätzung des Einflusses des Streamingeffektes auf Sekundärexkursionen angesehen werden.

7. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Royl, P., M. Cramer, R. Düsing, C. Essig, R. Fröhlich, P. Schmuck,
D. Struwe, W. Zimmerer:
Untersuchung zu Kühlmitteldurchsatzstörfällen im abgebrannten Mark 1A
Kern des Kernkraftwerkes Kalkar
KfK 2845 (1979)
- /2/ Maschek, W.:
A Brief Review of Transition Phase Technology
KfK 3330 (1982)
- /3/ Maschek, W., D. Struwe:
Recriticality Considerations and Core Material Distribution in the
Reactor Vessel of SNR-300 as a Consequence of Unprotected Loss of
Flow Transients in the Mark 1A Core
ANS/ENS Int. Meeting on Fast Reactor Safety Technology, Seattle, Aug.
1979
- /4/ Maschek, W., R. Fröhlich:
Untersuchung von Modellfällen für Sekundärkritikalitäten im
Kernbereich des SNR-300 (Mark 1A Kern)
KfK 3320 (1982)
- /5/ Nicholson, R. B.:
Design Basis Accident Studies
COO-2286-3 (1974)
- /6/ Fuller, E. L.:
Energy Increase from Bubble Collapse Following Recriticality in Large
Molten Pools
Trans. ANS 27, 559 (1977)
- /7/ Behrens, D. J.:
The Effect of Holes in a Reacting Material on the Passage of Neutrons
Physical Society of London Proceedings, Section A, Vol. 62, 607
(1949)

- /8/ Abramson, P. B., T. A. Daly, R. M. Lell, E. M. Gelbard:
Bubble Collapse Reactivity Increases in Boiling Fuel/Steel Pools
Trans. ANS 27, 562 (1977)
- /9/ Löffler, persönliche Mitteilung
- /10/ Maschek, W., E. A. Fischer, M. W. Asprey:
Transition Phase and Recriticality Analyses for a SNR-Type
Homogeneous Core with the SIMMER-II Code
Int. Topical Meeting on Liquid Metal Fast Breeder Reactor Safety and
Related Design and Operational Aspects, Lyon, France 1982
- /11/ Gelbard, E. M., R. Lell:
Monte Carlo Treatment of Fundamental-Mode Neutron Leakage in the
Presence of Voids
Nucl. Sci. Eng.: 63, 9 (1977)
- /12/ Kufner, K., persönliche Mitteilung
- /13/ Thurnay, K., persönliche Mitteilung
- /14/ Wallis, G. B.:
One-Dimensional Two-Phase Flow
McGraw-Hill Book Co., New York (1969)
- /15/ Benjamin, A. S.:
Core Concrete Molten Pool Dynamics and Interfacial Heat Transfer
ANS/ASME Top. Meeting on Reactor Thermal Hydraulics, Saratoga 1980,
CONF-801002-8
- /16/ Essig, C., W. Maschek:
Unveröffentlichter Bericht (1980)
- /17/ Schmuck, P., G. Arnecke, G. Jacobs:
KADIS - Ein Computerprogramm zur Analyse der Kernzerlegungsphase bei
hypothetischen Störfällen in schnellen natriumgekühlten Brutreaktoren
KfK 2497 (1977)

/18/ Sienicki, J. J., B. W. Spencer:

An Extended Material Motion Model for Thermite Fuel Freezing Tests
Trans. ANS 38, 391 (1981)

/19/ Greene, G. A., S. M. Reilly:

Boiling Inception in Volume Heated Liquids
Trans. ANS 38, 394 (1981)

/20/ Sevik, M., S. H. Park:

The Splitting of Drops and Bubbles by Turbulent Fluid Flow
Journal of Fluids Engineering, 95, I, 53, March 1973

/21/ Plesset, M. S., A. Prosperetti:

Bubble Dynamics and Cavitation
Ann. Rev. Fluid Mech. 9, 145 (1977)

/22/ Fischer, E.A., W. Maschek:

Fuel Vapor Bubble Dynamics as a Potential Autocatalytic Effect
in LMFBR Transition Phase Recriticalities
To be published

8. ANHANG

8.1 Kollabieren der Stahldampfblasen und Streamingreduktion durch thermische Flüssigkeitsexpansion

Den Ausgangspunkt bildet wieder die Beziehung (1). Während der nuklearen Exkursion dehnt sich der Brennstoff nuklear aus, die Brennstoffdichte verringert sich und die Voidblasen kollabieren. Die "Schmierdichte" über ein Kontrollvolumenelement bleibt auch hier unverändert. Die Temperaturabhängigkeit der theoretischen Dichte des flüssigen Brennstoffes ist in KADIS /17/ wie folgt definiert:

$$\rho_f = \begin{cases} 11.2892 - 5.1013 \cdot 10^{-4} T_f & T_f < T_m \\ 11.2892 - 5.1013 \cdot 10^{-4} T_m - 0.36223 (T_f - T_m) & T_m < T_f < T_m + 1 \\ 10.9277 - 1.7169 \cdot 10^{-4} T_m - 6.8182 \cdot 10^{-4} T_f & T_f > T_m \end{cases} \quad (A1)$$

T_f ... Brennstofftemperatur (K)

T_m ... Brennstoffschmelztemperatur (K)

Der Blasenvolumenanteil α_G ändert sich während der Exkursion mit der Temperatur

$$\alpha_G(T, t) = 1 - \underbrace{\alpha_{SS} - \alpha_F(T, t)}_{\alpha_L(T, t)} \quad (A2)$$

$$\alpha_F(T, t) = \frac{M_f}{\rho_f(T, t) V(t)} \quad (A3)$$

α_F ... Brennstoffvolumenanteil

α_{SS} ... Stahlvolumenanteil

M_f ... Brennstoffmasse der Rechenzelle

V ... Volumen der Rechenzelle

Die Berechnung der zeitabhängigen Reaktivitätszufuhr durch Blaskollabieren geschieht in folgender Weise

$$\hat{\rho}(r,z,t) = \Delta\hat{\rho}^{(o)} - \Delta\hat{\rho}^{(t)} = \frac{k_{\infty}-1}{k_{\infty}} \cdot \frac{3}{4} \left\{ \Sigma_{\text{tot}}^{(o)} R^{(o)} \alpha_G^{(o)} (1-\alpha_G^{(o)}) - \Sigma_{\text{tot}}^{(t)} R^{(t)} \alpha_G^{(t)} (1-\alpha_G^{(t)}) \right\} \cdot G_s(r,z) \quad (\text{A4})$$

Die mit (o) bezeichneten Größen bezeichnen dabei den Ausgangszustand, die mit (t) den Zustand zu einem späteren Zeitpunkt.

Es wird angenommen, daß sich die Zahl der Blasen N nicht verändert während sich die Flüssigkeit ausdehnt

$$R(t) = R(o) \cdot \left(\frac{\alpha_G^{(t)}}{\alpha_G^{(o)}} \right)^{1/3} \quad (\text{A5})$$

Für den totalen Wirkungsquerschnitt gilt die Beziehung

$$\Sigma_{\text{tot}}^{(t)} = \Sigma_{\text{tot}}^{(o)} \left(\frac{\alpha_L^{(o)}}{\alpha_L^{(t)}} \right) = \Sigma_{\text{tot}}^{(o)} \left(\frac{1-\alpha_G^{(o)}}{1-\alpha_G^{(t)}} \right) \quad (\text{A6})$$

Damit ergibt sich die lokale Streamingreaktivitätszufuhr durch Blaskollabieren $\hat{\rho}(r,z,t)$

$$\hat{\rho}(r,z,t) = \frac{k_{\infty}-1}{k_{\infty}} \left[\frac{3}{4} \Sigma_{\text{tot}}^{(o)} \cdot R^{(o)} (1-\alpha_G^{(o)}) \left[\alpha_G^{(o)} - \alpha_G^{(t)} \sqrt[3]{\frac{\alpha_G^{(t)}}{\alpha_G^{(o)}}} \right] \right] \cdot \frac{\left(1 - \frac{H^2(r,z)}{H_{\text{max}}^2} \right)}{\sum_{r,z} \left(1 - \frac{H^2(r,z)}{H_{\text{max}}^2} \right)} \quad (\text{A7})$$

Die Aufsummation über alle Poolbereiche ergibt wieder die insgesamt zugeführte Reaktivität zum Exkursionszeitpunkt t

$$\hat{\rho}_{\text{Streaming}}^{(t)} = \sum_{r,z} \hat{\rho}(r,z,t) \quad (\text{A8})$$

8.2 Leistungsdichteverteilung und Wertkurven

Für die Exkursionsrechnung mit KADIS wurden die in Tab.: A.8.1 und Tab.: A.8.2 dargestellte Leistungsdichteverteilung und Materialwertkurven verwendet. Es wurden dabei die Materialwertkurven (und Leistungsdichten) des kollabierten Pools am promptkritischen mit 26-Gruppen-Diffusionsrechnung bestimmt.

POWER DENSITY DISTRIBUTION--NORMALIZED

	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2	0.1700-07	0.1700-07	0.1490-07	0.1580-07	0.9880-08	0.1390-07	0.1250-07	0.1000-07	0.1000-07
3	0.4820-07	0.4770-07	0.4020-07	0.4380-07	0.2420-07	0.3910-07	0.3530-07	0.2770-07	0.2850-07
4	0.4740-06	0.4620-06	0.3370-06	0.4130-06	0.9770-07	0.3770-06	0.3450-06	0.2400-06	0.2800-06
5	0.7730-06	0.7560-06	0.7180-06	0.6740-06	0.6340-06	0.6070-06	0.5570-06	0.4940-06	0.4430-06
6	0.8780-06	0.8620-06	0.8250-06	0.7810-06	0.7410-06	0.6980-06	0.6360-06	0.5640-06	0.5020-06
7	0.9500-06	0.9350-06	0.8990-06	0.8540-06	0.8110-06	0.7610-06	0.6910-06	0.6120-06	0.5440-06
8	0.9820-06	0.9680-06	0.9330-06	0.8880-06	0.8440-06	0.7910-06	0.7180-06	0.6360-06	0.5660-06
9	0.9710-06	0.9570-06	0.9240-06	0.8810-06	0.8390-06	0.7860-06	0.7150-06	0.6340-06	0.5650-06
10	0.9150-06	0.9030-06	0.8750-06	0.8330-06	0.7950-06	0.7470-06	0.6810-06	0.6060-06	0.5420-06
11	0.9160-06	0.8950-06	0.7800-06	0.7470-06	0.7140-06	0.6730-06	0.6170-06	0.5530-06	0.4980-06
12	0.6770-06	0.6690-06	0.6500-06	0.6250-06	0.6000-06	0.5670-06	0.5250-06	0.4770-06	0.4340-06
13	0.5050-06	0.5000-06	0.4880-06	0.4730-06	0.4570-06	0.4370-06	0.4100-06	0.3790-06	0.3520-06
14	0.3090-06	0.3060-06	0.3020-06	0.2970-06	0.2920-06	0.2850-06	0.2760-06	0.2650-06	0.2560-06
15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
16	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
17	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
18	0.1420-06	0.1390-06	0.1020-06	0.1420-06	0.3620-07	0.1450-06	0.1430-06	0.1060-06	0.1440-06
19	0.8230-07	0.7900-07	0.5760-07	0.8490-07	0.2230-07	0.8850-07	0.8380-07	0.6040-07	0.8300-07
20	0.4950-08	0.4870-08	0.3740-08	0.5660-08	0.3510-08	0.5750-08	0.5250-08	0.3710-08	0.5010-08
	11	12	13	14					
2	0.8130-08	0.5730-08	0.5600-08	0.2420-08					
3	0.2360-07	0.1650-07	0.1560-07	0.6690-08					
4	0.3000-06	0.2000-06	0.2730-07	0.1130-07					
5	0.3690-06	0.2580-06	0.3650-07	0.1450-07					
6	0.4150-06	0.2920-06	0.4290-07	0.1700-07					
7	0.4500-06	0.3170-06	0.4730-07	0.1870-07					
8	0.4680-06	0.3310-06	0.4970-07	0.1980-07					
9	0.4690-06	0.3330-06	0.5040-07	0.2010-07					
10	0.4530-06	0.3240-06	0.4940-07	0.1980-07					
11	0.4200-06	0.3050-06	0.4700-07	0.1900-07					
12	0.3720-06	0.2780-06	0.4370-07	0.1790-07					
13	0.3120-06	0.2470-06	0.4060-07	0.1690-07					
14	0.2420-06	0.2170-06	0.3910-07	0.1630-07					
15	0.0	0.0	0.1930-07	0.7840-08					
16	0.0	0.0	0.5580-07	0.2260-07					
17	0.0	0.0	0.7650-07	0.2960-07					
18	0.1870-06	0.1760-06	0.2850-07	0.1130-07					
19	0.1080-06	0.9370-07	0.1420-07	0.6250-08					
20	0.4940-08	0.4120-08	0.4320-08	0.2000-08					

Tab.: A.8.1 Normierte Leistungsdichteverteilung für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS

INPLT MATERIAL WORTH FOR REGION 1

0.598820-06	0.597510-06	0.593750-06	0.585160-06	0.589730-06	0.570760-06
0.519830-06	0.509310-06	0.576650-06	0.547200-06	0.458120-06	0.377210-06
0.355060-06	0.333920-06	0.314790-06	0.281470-06	0.239210-06	0.215680-06
0.197640-06	0.165450-06	0.136560-06	0.134370-06	0.110180-06	
0.632900-06	0.631730-06	0.628380-06	0.619410-06	0.613360-06	0.592430-06
0.554160-06	0.536400-06	0.550530-06	0.525250-06	0.470020-06	0.412950-06
0.384190-06	0.355990-06	0.323160-06	0.295590-06	0.258990-06	0.237000-06
0.217690-06	0.182190-06	0.150740-06	0.144680-06	0.118270-06	
0.667750-06	0.666630-06	0.663370-06	0.653820-06	0.640600-06	0.617450-06
0.585790-06	0.555840-06	0.549110-06	0.523140-06	0.489280-06	0.446150-06
0.413260-06	0.379580-06	0.345420-06	0.312730-06	0.278890-06	0.257300-06
0.237120-06	0.198720-06	0.164540-06	0.134370-06	0.110180-06	
0.698020-06	0.696840-06	0.693330-06	0.682660-06	0.666240-06	0.641700-06
0.610760-06	0.587500-06	0.562170-06	0.536590-06	0.507800-06	0.471230-06
0.437340-06	0.400570-06	0.363360-06	0.330040-06	0.256740-06	0.247470-06
0.254120-06	0.213560-06	0.177080-06	0.144680-06	0.118270-06	
0.722940-06	0.721680-06	0.717920-06	0.706370-06	0.688380-06	0.662800-06
0.631110-06	0.605960-06	0.578160-06	0.552900-06	0.526050-06	0.491360-06
0.457030-06	0.418550-06	0.379670-06	0.345690-06	0.312100-06	0.289930-06
0.268480-06	0.226260-06	0.187970-06	0.153930-06	0.126170-06	
0.742030-06	0.740720-06	0.736780-06	0.724690-06	0.705880-06	0.679570-06
0.647160-06	0.621120-06	0.592590-06	0.567510-06	0.541270-06	0.507090-06
0.472400-06	0.432920-06	0.393040-06	0.358470-06	0.324400-06	0.301830-06
0.279380-06	0.236420-06	0.196800-06	0.161620-06	0.132990-06	
0.754940-06	0.753590-06	0.749560-06	0.737180-06	0.717980-06	0.691270-06
0.658450-06	0.632070-06	0.603360-06	0.578350-06	0.552290-06	0.518190-06
0.483210-06	0.443130-06	0.402640-06	0.367630-06	0.333140-06	0.310250-06
0.287950-06	0.243660-06	0.203220-06	0.167320-06	0.138210-06	
0.761430-06	0.760080-06	0.756010-06	0.743540-06	0.724210-06	0.697380-06
0.664450-06	0.638030-06	0.609330-06	0.584400-06	0.558410-06	0.524300-06
0.489150-06	0.448760-06	0.407930-06	0.372680-06	0.337950-06	0.314900-06
0.292410-06	0.247720-06	0.206900-06	0.170760-06	0.141490-06	
0.761480-06	0.760120-06	0.756070-06	0.743630-06	0.724370-06	0.697640-06
0.664840-06	0.638530-06	0.609970-06	0.585170-06	0.559280-06	0.525210-06
0.490040-06	0.449580-06	0.408680-06	0.373390-06	0.338640-06	0.315570-06
0.293080-06	0.248400-06	0.207670-06	0.171690-06	0.142650-06	
0.755260-06	0.753920-06	0.749910-06	0.737600-06	0.718530-06	0.692070-06
0.659570-06	0.633510-06	0.605180-06	0.580560-06	0.554830-06	0.520930-06
0.405900-06	0.445580-06	0.404840-06	0.369710-06	0.335160-06	0.312240-06
0.289910-06	0.245640-06	0.205410-06	0.170040-06	0.141590-06	
0.743230-06	0.741910-06	0.737960-06	0.725840-06	0.707070-06	0.630990-06
0.648930-06	0.623180-06	0.595190-06	0.570820-06	0.545340-06	0.511740-06
0.476980-06	0.436990-06	0.396610-06	0.361830-06	0.327660-06	0.305030-06
0.283010-06	0.239500-06	0.200160-06	0.165790-06	0.138330-06	
0.726100-06	0.724800-06	0.720930-06	0.709050-06	0.690630-06	0.665010-06
0.633490-06	0.608140-06	0.580540-06	0.556500-06	0.531340-06	0.498140-06
0.463790-06	0.424280-06	0.384410-06	0.350120-06	0.316490-06	0.294250-06
0.272660-06	0.230160-06	0.192040-06	0.159050-06	0.132960-06	
0.704930-06	0.703560-06	0.699780-06	0.688170-06	0.670130-06	0.645030-06
0.614100-06	0.589190-06	0.562060-06	0.538400-06	0.513610-06	0.480900-06
0.447050-06	0.408120-06	0.368830-06	0.335160-06	0.302150-06	0.280370-06
0.259270-06	0.217960-06	0.181270-06	0.149950-06	0.125630-06	
0.630610-06	0.679380-06	0.675630-06	0.664340-06	0.646710-06	0.622150-06
0.591850-06	0.567420-06	0.540780-06	0.517530-06	0.493160-06	0.460990-06
0.427700-06	0.389410-06	0.350830-06	0.317720-06	0.285360-06	0.264050-06
0.243450-06	0.203340-06	0.168190-06	0.139860-06	0.116560-06	
0.654790-06	0.653580-06	0.649980-06	0.638900-06	0.621680-06	0.597660-06
0.567990-06	0.544050-06	0.517910-06	0.495050-06	0.471150-06	0.439540-06
0.406820-06	0.369170-06	0.331260-06	0.298730-06	0.266960-06	0.246080-06
0.225930-06	0.186910-06	0.153220-06	0.125920-06	0.105980-06	
0.628810-06	0.627640-06	0.624120-06	0.613300-06	0.596460-06	0.572960-06
0.543900-06	0.520430-06	0.494780-06	0.472380-06	0.448870-06	0.417800-06
0.385620-06	0.348590-06	0.311280-06	0.279260-06	0.247980-06	0.227430-06
0.207610-06	0.169410-06	0.136870-06	0.111450-06	0.940870-07	
0.604180-06	0.603030-06	0.599580-06	0.589000-06	0.572520-06	0.549490-06
0.520990-06	0.497950-06	0.472760-06	0.450740-06	0.427620-06	0.397060-06
0.365380-06	0.328900-06	0.292100-06	0.260480-06	0.229550-06	0.209200-06
0.189550-06	0.151740-06	0.119800-06	0.958980-07	0.810040-07	
0.582340-06	0.581220-06	0.577830-06	0.567450-06	0.551270-06	0.528650-06
0.500640-06	0.477980-06	0.453190-06	0.431510-06	0.408730-06	0.378600-06
0.347340-06	0.311320-06	0.274940-06	0.243610-06	0.212890-06	0.192620-06
0.173000-06	0.135060-06	0.102900-06	0.795600-07	0.666680-07	
0.564620-06	0.563500-06	0.560180-06	0.549940-06	0.534010-06	0.511710-06
0.484100-06	0.461740-06	0.437280-06	0.415870-06	0.393380-06	0.363600-06
0.332700-06	0.297040-06	0.260980-06	0.229850-06	0.199240-06	0.178950-06
0.159240-06	0.120770-06	0.875270-07	0.631540-07	0.508620-07	
0.552170-06	0.551060-06	0.547770-06	0.537650-06	0.521890-06	0.499820-06
0.472490-06	0.450350-06	0.426120-06	0.404910-06	0.382620-06	0.353110-06
0.322460-06	0.287080-06	0.251260-06	0.220280-06	0.189750-06	0.169430-06
0.149620-06	0.110560-06	0.757620-07	0.483890-07	0.345980-07	
0.552030-06	0.550930-06	0.547600-06	0.537420-06	0.521520-06	0.499310-06
0.471760-06	0.449450-06	0.425030-06	0.403660-06	0.381180-06	0.351440-06
0.320540-06	0.284860-06	0.248710-06	0.217440-06	0.186560-06	0.165990-06
0.145850-06	0.105940-06	0.695470-07	0.387070-07	0.278850-07	

Z LATTICE (CM)

0.0
0.39840+02 0.30380+01 0.60750+01 0.11070+02 0.16070+02 0.21280+02 0.26480+02 0.30150+02 0.33830+02 0.36830+02
0.78980+02 0.43640+02 0.47450+02 0.51730+02 0.56010+02 0.59720+02 0.63430+02 0.65950+02 0.68470+02 0.73720+02
0.84240+02 0.89500+02

Tab.: A.8.2

Totale Materialwertverteilung ($\Delta K/K / \text{cm}^3$)
für KADIS-Zonen im Poolbereich