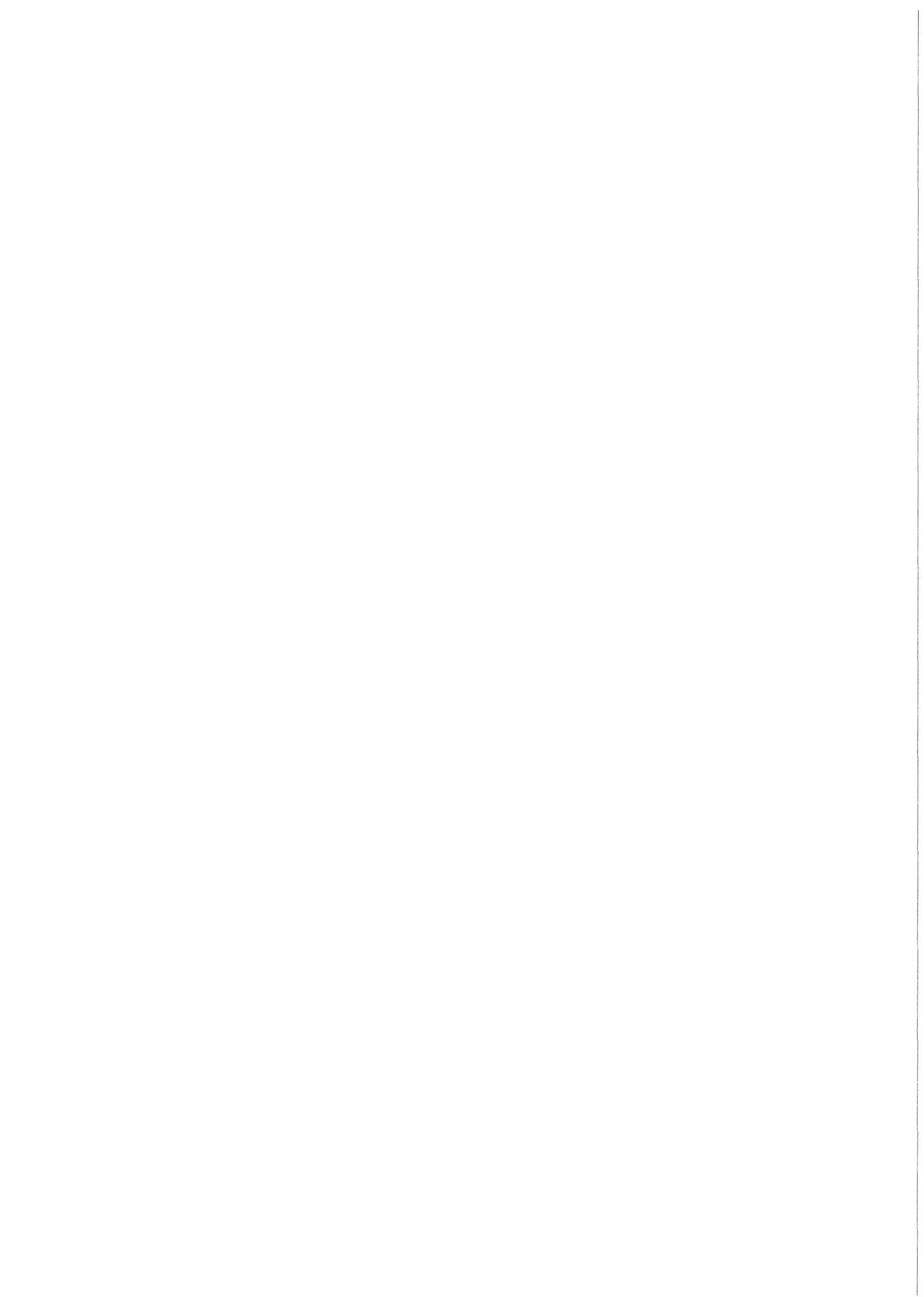


KfK 4088
Juni 1986

IVA2
Ein Computerprogramm zur
Modellierung transienter
3 D-Dreiphasen Dreikomponenten
Strömungen mittels drei
Geschwindigkeitsfeldern in
zylindrischer Geometrie mit
beliebigen Einbauten einschließlich
der Spaltzone eines PWR/BWR

N. I. Kolev
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

KfK 4088

IVA2 Ein Computerprogramm zur Modellierung transienter 3D - Dreiphasen Dreikomponenten Strömungen mittels drei Geschwindigkeitsfeldern in zylindrischer Geometrie mit beliebigen Einbauten einschließlich der Spaltzone eines PWR/BWR

N. I. Kolev +

+ delegiert vom Institut für Kernforschung und Kernenergetik der Bulgarischen Akademie der Wissenschaften als Stipendiat der Alexander von Humboldt-Stiftung

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

IVA2 Ein Computerprogramm zur Modellierung transienter 3D-Drei-phasen Dreikomponenten Strömungen mittels drei Geschwindigkeitsfeldern in zylindrischer Geometrie mit beliebigen Einbauten einschließlich der Spaltzone eines PWR/BWR

Kurzfassung

Dieser Bericht enthält eine formale Programmbeschreibung (Beschreibung der Eingabedaten, des Inhaltes der COMMON-Blöcke, der Funktion der IVA2/001 Routinen). Abschließend wird eine nichtformale Beschreibung der in IVA2/001 enthaltenen konstitutiven Gleichungen und des Modells der Spaltzone eines wassergekühlten Kernreaktors angegeben.

IVA2 A Computer Code for Modelling of Transient 3D - Three Phase Three Component Flows Using Three Velocity Fields in Cylindrical Geometry with Arbitrary Internals Including Nuclear Reactor PWR/BWR-Core

Summary

This report contains a formal code description (description of the input data, contents of the COMMON blocks, functions of the IVA2/001 routines). In addition the nonformal description of the current IVA2/001 constitutive package and the reactor core model are given.

Inhaltsverzeichnis	Seite
1. Einführung	1
2. Entwicklungsgeschichte und Verifikation von IVA2/001	2
3. Formale Programmbeschreibung	5
3.1 Beschreibung der Eingabedaten	6
3.2 Testbeispiel	20
3.3 Kurzbeschreibung der Funktionen der Unterprogramme	34
3.4 Bedeutung der in COMMON-Blöcken deklarierten Variablen	44
Anhang 3.1 Eingabedaten für IVA2/001: Druckgefäß mit Kernreaktor und Einbauten - normaler Start	53
Anhang 3.2 Eingabedaten für IVA2/001: Restart	57
Anhang 3.3 JCL für IVA2/001: Compilation von IVA2-Modulen und Erstellung eines Load-Moduls	59
Anhang 3.4 JCL für IVA2/001: Compilation von zusätzlichen IVA2-Modulen und Erstellung eines Load-Moduls durch Kopplung mit dem schon existierenden Load-Modul	59
Anhang 3.5 JCL für IVA2/001: Ausführung, beginnend mit $\tau=0$	60
Anhang 3.6 JCL für IVA2/001: Restart	60
Anhang 3.7 JCL für IVA2/001: Vektorplot	61
Anhang 3.8 JCL für IVA2/001: Lesen von Daten von einem Restart- file und Schreiben in SAS-Format für anschließende Graphikproduktion	62
Anhang 3.9 JCL für IVA2/001: 3D-Graphikproduktion mit SAS	64
4. Konstitutive Gleichungen	69
4.1 Thermodynamische Zustandsgleichungen	69
4.2 Transportgrößen	72
4.3 Entscheidungskriterien für die Identifikation der Strömungsformen, Versprühen (Entrainment) und Ablage- rung (Deposition) von Tröpfchen	74
4.4 Berechnung der Diffusionsgeschwindigkeiten	79
4.4.1 Zwei Geschwindigkeitsfelder	79
4.4.2 Drei Geschwindigkeitsfelder	79
4.5 Berechnung der Reibungsbeiwerte	85

	Seite
4.6 Wärme- und Stoffübergang an Blasen- Tröpfchen- und Filmoberflächen	87
4.6.1 Tröpfchen/Gas	89
4.6.2 Film/Gas	92
4.6.3 Blase/Flüssigkeit	94
4.6.4 Schlupfströmung	96
4.6.5 Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit	100
4.7 Modellierung der Spaltzone eines wassergekühlten Kernreaktors in IVA2/001	102
4.7.1 Allgemeine Geometriedefinition	102
4.7.2 Definition der 3d-Wärmequellldichte in den Brennstäben	103
4.7.3 Modell des Brennstabes	105
4.7.4 Der Wärmeübergangsmechanismus	108
 Anhang 4.1 Indizes der Variablen, verwendet in den konstitu- ven Gleichungen	 123
Anhang 4.2 Herleitung der Zustandsgleichungen für Gemische	124
Anhang 4.3 Zustandsgleichungen - Wasserdampf	130
Anhang 4.4 Transportgrößen - Wasserdampf	131
Anhang 4.5 Zustandsgleichungen, Transportgrößen - Luft	133
Anhang 4.6 Zustandsgleichungen - Wasser	134
Anhang 4.7 Transportgrößen - Wasser	136
Anhang 4.8 Beispiel für die benötigten Zustandsgleichungen der festen Phase	137
Anhang 4.9 Sättigungsparameter für Wasser- Wasserdampf	138
 Literatur	 140

1. Einführung

IVA2/001 ist ein Computerprogramm zur mathematischen Modellierung mittels 3 Geschwindigkeitsfeldern im mechanischen und thermodynamischen Nichtgleichgewicht einer Dreiphasen-Dreikomponenten-Strömung (DDS). Die Gasphase (1. Geschwindigkeitsfeld) besteht aus kondensierbaren und nichtkondensierbaren Komponenten. Das zweite und das dritte Geschwindigkeitsfeld besteht aus Flüssigkeit und festen Partikeln im thermodynamischen und mechanischen Gleichgewicht innerhalb des Feldes. Die nichtkondensierbare Gaskomponente ist ein chemischer Stoff, der Dampf und die Flüssigkeit in dem zweiten und dritten Feld sind ein zweiter chemischer Stoff (in unserem Fall - Wasser), und die festen Partikel sind ein dritter Stoff. Die DDS wird in einem zylindrischen Integrationsbereich mit beliebigen Einbauten, einschließlich Spaltzone eines PWR-s falls erwünscht, simuliert.

Das Strömungsmodell unter den oben genannten Bedingungen ist in /1/ ausführlich dargestellt. Aus diesem Grund werden hier die Grundmerkmale des Modells nur kurz skizziert.

- Konzentrations- (x_ℓ), Energiegleichungen (in der Entropieform (s_ℓ)) für jedes Geschwindigkeitsfeld, die Konzentrationsgleichungen für die inerten Komponenten (x_ℓ^*) sowie die drei Impulsgleichungen des Gemisches als Ganzes (u, v, w) werden in einem zylindrischen Koordinatensystem (r, θ, z) gelöst.
- Dabei sorgen die Richtungsdurchlässigkeiten ($\gamma_r, \gamma_\theta, \gamma_z$) und die volumetrische Porosität (γ_v) für eine genügend detaillierte Geometriebeschreibung.
- Die Diffusionsform der Impulsgleichungen ist dem Strömungsmodell zugrunde gelegt (u_ℓ, v_ℓ, w_ℓ - Phasengeschwindigkeiten), wobei viskose Effekte mitberücksichtigt werden.
- Die Strömungsstruktur wird nach bekannten Flowmaps bestimmt, und

- das gesamte konstitutive Paket ist strömungsstrukturorientiert.
- Zustandsgleichungen in der Differentialform

$$dT = (\delta T_{\ell} / \delta s_{\ell}) ds_{\ell} + (\delta T_{\ell} / \delta p) dp + (\delta T_{\ell} / \delta x_{\ell}^{*}) dx_{\ell}^{*}$$

gestatten die Umrechnung von Δs_{ℓ} , Δp und Δx_{ℓ}^{*} Zuwächsen in $\Delta T_{\ell} / 1/$. Mit bekannten Temperaturen und Drücken werden herkömmliche Stoffwertapproximationen verwendet.

- Die Entropiekonzeption gestattet eine analytische Reduktion der 12 finiten Differenzgleichungen zur Poissongleichung bzw. zur einem Druck-Geschwindigkeitsproblem und sukzessive Rückwärtsberechnung der restlichen Größen in einem
- semiimpliziten Verfahren (staggered mesh).
- SOR mit dreidiagonaler oder mehrdiagonaler Elimination (line by line oder plane by plane) wird verwendet zur Auflösung der Poissongleichung oder des Druck-Geschwindigkeitsproblems.
- Eindimensionale Wärmeleitung in je einem Brennelement pro vertikaler Zellsäule kann nach Wunsch simuliert werden.

2. Entwicklungsgeschichte und Verifikation von IVA2

IVA2 ist der letzte Code der folgenden Codefamilie:

- SONJA1 - Simulation von transienter Luft-Wasser-Wasserdampfströmungen in gekoppelten Räumen (1975-77) /108/;
- SONJA2 - Eindimensionale Luft-Wasser-Wasserdampfströmungen (Druckwellenausbreitung, Charakteristikenverfahren -1983) /184/:

- RALIZA1- Eindimensionale nichthomogene Gleichgewichts-Wasser-Wasserdampfströmung - gekoppelt mit einem 1D Brennelement eines PWR-s (1982) /182/;
- RALIZA2- Eindimensionale nichthomogene Nichtgleichgewichts-Wasser-Wasserdampfströmung - gekoppelt mit einem 2D Brennelement eines PWR-s (Dampf - gesättigt 1985) /178/;
- RALIZA3- Eindimensionale nichthomogene Nichtgleichgewichts-Wasser-Wasserdampfströmung - gekoppelt mit einem 2D Brennelement eines PWR-s (eine der beiden Phasen gesättigt 1985) /183/;
- IVA1 - Eindimensionale nichthomogene Nichtgleichgewichts-Strömung bestehend aus Wasser-Wasserdampf-Luft und feste Partikel - gekoppelt mit einem 2D Brennelement eines PWR-s (drei Geschwindigkeitsfelder 1985) /2/.

Die in IVA2 verwendeten Organisationsprinzipien, Modelle und Integrationsverfahren gestatten eine sehr breite Anwendung des Programms. Die große Anzahl der denkbaren Kombinationen von

- Strömungsformen,
- Anzahl der Felder,
- Anzahl der Phasen und
- Anzahl der Komponenten

verlangt ein langfristiges Verifikationsprogramm, da die konstitutiven Gleichungen für einige der oben erwähnten Kombinationen die Transportprozesse entweder mangelhaft beschreiben oder überhaupt nicht vorhanden sind.

Das Verifikationsprogramm, durchgeführt in /185/, zeigt aber, daß dieses Verfahren in seiner jetzigen Form eine Reihe von in der modernen Technologie interessanten Prozessen adäquat simulieren kann:

- Sieden und Kondensationsprozesse in PWR/BWR,
- Wärmeübergang vor und nach der Siedekrise,
- Akustische Prozesse in PWR/BWR,
- Akustische Prozesse in Luft,
- LOCA und Small Break LOCA in PWR/BWR,
- Übergangsvorgänge im Druckgefäß mit starker Gasseparation,
- Entgegensinnige Zwei- bzw. Dreigeschwindigkeitsfelder,
- Mehrphasenströmungen mit Rezirkulation,
- Beliebige Einbauten in dem Integrationsbereich u.s.w..

In den weiteren Kapiteln dieser Arbeit wird die formale Programmbeschreibung angegeben. Anschließend wird ein Kapitel mit nichtformaler Dokumentation des jetzigen Zustandes der in IVA2/001 verwendeten konstitutiven Gleichungen angegeben.

3. Formale Programmbeschreibung

IVA2 besteht aus 70 FORTRAN-Unterprogrammen und einem ASSEMBLER-Unterprogramm. Die modulare Struktur wurde nach folgenden Prinzipien aufgebaut:

- Einheitliche mathematische Beschreibung von einem physikalischen Phänomen z.B. Massen- und Energietransport an der Blasenoberfläche, Wärmeübergangsmechanismus u.s.w.

- Separation der einzelnen Komponenten der globalen Integrationsstrategie.

Diese Struktur gestattet während der Entwicklungsphase und für eine eventuelle Weiterentwicklung gezielte Verbesserungen in einem Modul mit leicht lokalisierbarer Fehlerbearbeitung.

In Kap.3.1 wird die Beschreibung der Eingabedaten angegeben.

In Kap.3.2 wird ein Testbeispiel für die Anwendung des Programms erläutert.

In Kap.3.3 wird eine Kurzbeschreibung der Funktionen der einzelnen Unterprogramme angegeben.

In Kap.3.4 wird der Inhalt der in COMMON-Blöcken deklarierten Variablen erläutert.

Diese Informationen sind ausreichend, um IVA2 anzuwenden und/oder durch den Vergleich mit Experimenten weiterzuentwickeln.

```
C-----
C-----
C   3.1 BESCHREIBUNG DER EINGABEDATEN FUER IVA2/001
C-----
C
C   LOGISCHE STRUKTUR DER DATEN
C
C   1) STEUERGROESSEN
C   2) GEOMETRIE
C   3) ANFANGSBEDINGUNGEN
C   4) RANDBEDINGUNGEN
C-----
C
C   STEUERGROESSEN
C-----
C
C   NR. GROESSE FORMAT EINHEIT BEDEUTUNG
C
C   1  LRREST  L5    -      =.TRUE.  ES WIRD EIN RESTART DURCHGE-
C                                     FUEHRT (GELESEN).
C
C   DIE FOLGENDEN 4 KARTEN WERDEN EINGELESEN NUR FALLS LRREST=.FALSE.
C
C   2  LRREST  L5    -      =.TRUE.  WIE KARTE NR.1
C   LWREST  L5    -      =.TRUE.  ES WERDEN DATEN FUER RE-
C                                     START GESCHRIEBEN.
C   LPLOT   L5    -      =.TRUE.  ES WERDEN DATEN FUER DEN
C   VEKTOR PLOT DER MASSESCHWERPUNKTGESCHWINDIG-
C   KEITEN IN DEN VERTIKALEN EBENEN J=2, J=3 AUFGENO-
C   MEN.
C   LSTAZ   L5    -      =.TRUE.  DIE WAERMELEITUNG IN DEN
C   BRENNELEMENTEN DER 3D-SPALT-
C   ZONE WIRD ALS STATIONAER BEHANDELT.
C   IPRINT  I5    -      PRINT FREQUENZ (JEDER IPRINT-ZEIT-
C   SCHRITT WIRD AUSGEDRUCKT).
C   IPLOTI  I5    -      PLOT-FREQUENZ (ANALOG ZU IPRINT).
C
C   3  DCONVV  E12.5 M/S    STEUER GROESSEN FUER DIE INTEGRATION
C   DCONVP   E12.5 PA      OHNE BEDEUTUNG
C                                     FALLS WAEHREND DES ZEITSCHRITTES DTAU
C   IRGENDWO IN DEM INTEGRATIONSBEREICH
C   DIE DRUCKAENDERUNG DCONVP UEBERSCHRIT-
C   TTEN WIRD, SO WIRD DTAU VERKLEINERT .
C   DCONXS  E12.5 -      =1.E-5
C   DCONXN  E12.5 -      =1.E-5
C   DCONVS  E12.5 J/(KG*K) =1.E-5
C   DCONVR  E12.5 KG/M**3 =1.E-5
C
C   4  TAUEND  E12.5 SEK    PHYSIKALISCHE DAUER DES ZU SIMU-
C   LIERENDEN PROZESSES.
C
C   DTAU0   E12.5 SEK/100  FALLS DTAU0/100. CPU SEKUNDEN BIS
```


C 3 DIX
C 4 LELLOUCHE , GESAETTIGTES
C BLASENSIEDEN
C 5 LELLOUCHE , BLASENSIEDEN
C 6 MAMAEV ISOTHERME PROPFFEN-
C UND SCHWALLSTROEMUNG
C 4. LE. FRC. LT. 1000
C 7 MAMAEV AUFWAERTSSTROEMUNG
C 8 VGJ=1.53*VKUTAT ,CO=1.2
C 9 VGJ=0. ,CO=1
C 10 RINGSTROEMUNG GLEICHSINNIG
C 11 RINGSTROEMUNG ICHII BELIEBIG
C 12 PFROPFFENSTROEMUNG
C 13 KOLEV-MAXIMAL ZUL.SCHLUPF
C 14 CHEXAL-LELLOUCHE (EPRI)

C DIE FOLGENDEN 4 KARTEN WERDEN EINGELESEN NUR FALLS LRREST=.TRUE.
C
C 6 EQUIVALENT ZU KARTE NR.2 .
C 7 EQUIVALENT ZU KARTE NR.3 .
C 8 EQUIVALENT ZU KARTE NR.4 -
C ABER OHNE TAU.
C 9 EQUIVALENT ZU KARTE NR.5 .
C
C 10 (TITLE(I),I=1,20) 20A4 VERBALE BEZEICHNUNG DES PROBLEMS.
C
C FOLGENDE GROESSEN SIND RESERVIERT FUER EVENTUELLE EINFUEHRUNG
C ANDERER INTEGRATIONSVERFAHREN. SIE HABEN KEINE BEDEUTUNG
C FUER DIESE VARIANTE VON IVA2/001.
C
C 11 OMEGAV E12.5 - =1.
C OMEGAP E12.5 - =1.
C OMEGXS E12.5 - =1.
C OMEGXN E12.5 - =1.
C OMEGAS E12.5 - =1.
C OMEGAR E12.5 - =1.
C ISORMX I4 - =1
C ICOAMX I4 - =1
C
C ENDE DER EINGABE DER STEUERGROESSEN.
C
C-----
C
C GEOMETRIE
C-----
C-----
C ES FOLGT DIE ANGABE DER GEOMETRIE FALLS KEIN RESTART
C GEMACHT WIRD D.H. LRREST=.F.
C
C ALLGEMEINE KURZINFORMATION ZUR GEOMETRIE.
C
C-----
C ANZAHL DER RADIALEN ZONEN IM
C ANZAHL DER SEGMENTE JM
C ANZAHL DER AXIALEN ZONEN KM
C

C AEUSSERE GRENZE RH (IM+1) ZONENLAENGE DRH (IM+1)
 C DER ZONEN THH(JM+1) DTHH(JM+1)
 C ZH (KM+1) DZH (KM+1)

C ZONEN MITTEN R (IM+2) ABSTAND ZWI- DR (IM+2)
 C TH (JM+2) SCHEN DEN DTH(JM+2)
 C ZH (KM+2) ZONENMITTEN DZ (KM+2)

C DURCHLAESSIG- GARE (IM+2, JM+2, KM+2)
 C KEITEN IN GATHN (IM+2, JM+2, KM+2)
 C R, TH, Z RICHTUNG GAZT (IM+2, JM+2, KM+2)

C ALLE RANDDURCHLAESSIGKEITEN FALLS NICHT ANDERES ANGEGBEN,
 C WERDEN 0. VORAUSGESETZT.
 C ALLE INTERNE DURCHLAESSIGKEITEN FALLS NICHT ANDERES ANGEGBEN,
 C WERDEN 1. VORAUSGESETZT.

C POROSITAET GAV (IM+2, JM+2, KM+2)

C ALLE POROSITAETEN FALLS NICHT ANDERES ANGEGBEN,
 C WERDEN 1. VORAUSGESETZT.

C HYDRAULISCHER DHYR (IM+2, JM+2, KM+2)
 C DURCHMESSER IN DHYTH (IM+2, JM+2, KM+2)
 C R, TH, Z RICHTUNG DHYZ (IM+2, JM+2, KM+2)

C ALLE HYDRAULISCHEN DURCHMESSER FALLS NICHT ANDERES ANGEGBEN
 C WERDEN 1. VORAUSGESETZT.

C ENDE DER ALLGEMEINEN KURZINFORMATION ZUR GEOMETRIE.

C -----
 C 12 IM I5 - ANZAHL DER RADIALEN ZONEN (LE.9).
 C JM I5 - ANZAHL DER SEGMENTE (LE.8).
 C KM I5 - ANZAHL DER AXIALEN ZONEN (LE.23).
 C EQGRID L5 - =.T. AEQUIDISTANTE ZONENMITTEN.
 C =.F. NICHTAEQUIDISTANTE ZONENMITTEN.

C ANGABEN ZUM AUFBAU DES DISKRETISIERUNGSNETZES .

C FOLGENDE KARTE WIRD EINGELESEN, FALLS GLEICHMAESSIGER GITTERAB-
 C STAND IN EINER RICHTUNG VERWENDET WIRD D.H. EQGRID=.TRUE..

C ABGRENZUNGEN DES DEFINITIONSBEREI-
 C CHES.
 C 13 RH (1) E12.6 M RADIUS DER INNEREN ZYLINDERWAND.
 C THH(1) E12.6 RAD WINKELKOORDINATE DER ERSTEN VERTI-
 C KALEN WAND.
 C ZH (1) E12.6 M HOEHE DER UNTERSTEN HORIZONTALLEN
 C FLAECHE.
 C RH (IM+1) E12.6 M RADIUS DER AEUSSERSTEN ZYLINDERWAND.
 C THH(JM+1) E12.6 RAD WINKELKOORDINATE DER LETZTEN VERTI-
 C KALEN WAND.
 C ZH (KM+1) E12.6 M HOEHE DER OBERSTEN HORIZONTALLEN
 C FLAECHE.

C DIE FOLGENDEN KARTEN WERDEN EINGELESEN, FALLS NICHT-GLEICHMAESSI-
C GER GITTERABSTAND IN EINER RICHTUNG VERWENDET WIRD D.H.
C EQGRID=.TRUE..
C
C 14 (RH (I),I=1,IM+1) 8F10.5 M RADIALE KOORDINATEN.
C 16 (THH(J),J=1,JM+1) 8F10.5 RAD UMFANGSKOORDINATEN.
C 17 (ZH (K),K=1,KM+1) 8F10.5 M VERIKALE KOORDINATEN.
C
C ENDE DER EINGABE DER ZONENGRENZEN.
C
C 18 RAUZ F10.7 M RAUHIGKEIT DER STRUKTURWAENDE.
C DURCHMESSER DER FESTEN PARTIKEL IM
C DFB F10.7 M ZWEITEN UND
C DTB F10.7 M DRITTEN GESCHWINDIGKEITSFELD.
C
C EINLESEN DER DURCHLAESSIGKEITEN FLAECHEINWEISE
C
C 19 NRFLR I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRFLR
C R-FLAECHEIN EINGELESEN (GT.0).
C
C 20 I I5 - FUER RECHTECKIGE AUSSCHNITTE AUS
C J1 I5 - DEN ZYLINDERFLAECHEIN GEKENNZEICH-
C J2 I5 - NET DURCH I=CONST,
C K1 I5 - J1.LE.J.LE.J2
C K2 I5 - K1.LE.K.LE.K2
C GARE1 F5.3 - WERDEN GARE(I,J,K)=GARE1 GESETZT.
C DIE KARTE NR.20 WIRD NRFLR MAL
C GELESEN.
C
C 21 NRFLTH I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRFLTH
C TH-FLAECHEIN EINGELESEN (GT.0).
C
C 22 J I5 - FUER RECHTECKIGE AUSSCHNITTE AUS
C I1 I5 - DEN VERTIKALEIN FLAECHEIN GEKENNZEICH-
C I2 I5 - NET DURCH J=CONST,
C K1 I5 - I1.LE.I.LE.I2
C K2 I5 - K1.LE.K.LE.K2
C GATHN1 F5.3 - WERDEN GATHN(I,J,K)=GATHN1 GESETZT.
C DIE KARTE NR.22 WIRD NRFLTH MAL
C GELESEN.
C
C 23 NRFLZ I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRFLZ
C Z-FLAECHEIN EINGELESEN (GT.0).
C
C 24 K I5 - FUER KREISFOERMIGE AUSSCHNITTE AUS
C I1 I5 - DEN HORIZONTALEIN FLAECHEIN GEKENN-
C I2 I5 - ZEICHNET DURCH K=CONST,
C J1 I5 - I1.LE.I.LE.I2
C J2 I5 - J1.LE.J.LE.J2
C GAZT1 F5.3 - WERDEN GAZT(I,J,K)=GAZT1 GESETZT.
C DIE KARTE NR.24 WIRD NRFLZ MAL
C GELESEN.
C
C EINLESEN DER POROSITAETEN FUER VOLUMENGEBIETE
C
C 25 NRZONG I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRZONG
C RINGSPALTAUSSCHNITTEIN

C 30 SZTRUE L5 - =.T. ES WIRD SPALTZONE SIMULIERT.
C .F. ES WIRD KEINE SPALTZONE SIMULIERT.
C
C WIRE L5 - OHNE BEDEUTUNG FUER DIESE VERSION.
C =.T. SPIRALFOERMIGE ABSTANDSHALTER
C VORHANDEN.
C .F. SPIRALFOERMIGE ABSTANDSHALTER
C NICHT VORHANDEN.

C SPALTZONENGEOMETRIE

C -----
C BEMERKUNG. FALLS NICHTS ANDERES VORGEGEBEN WERDEN DIE WAERMEQUEL-
C DICHTEN IM BRENNSTOFF, DIE WAERMESTROMDICHTEN AN DER WAND
C OBERFLAECHE , DIE WAERMEQUELLDICHTEN IM KUEHLMITTEL UND DIE BE-
C HEIZTEN DURCHMESSER GLEICH NULL

C QP3 (I,J,K)=0.
C QP2 (I,J,K)=0.
C QP3KM(I,J,K)=0.
C DHEAT(I,J,K)=0. VORAUSGESETZT.

C -----
C FALLS SZTRUE=.TRUE. WERDEN DIE NAECHSTEN ANGABEN UEBER DIE SPALT-
C ZONENCHARAKTERISTIKEN EINGEGEBEN (KARTE NR.31 BIS 40).

C 31 ICORE1 I5 - GEOMETRISCH WIRD DIE SPALTZONE
C ICORE2 I5 - DEFINIERT ALS EIN VOLUMETRISCHER
C JCORE1 I5 - RINGSPALTAUSSCHNITT AUS DEM INTEGRA-
C JCORE2 I5 - TIONSGBIET, GEKENNZEICHNET DURCH
C KCORE1 I5 - ICORE1.LE.I.LE.ICORE2
C KCORE2 I5 - JCORE1.LE.J.LE.JCORE2
C KCORE1.LE.K.LE.KCORE2
C GEFUELLT MIT EINEM BUENDEL AUS VER-
C TIKALEN BRENNELEMENTEN, CHARAKTERI-
C STISCH FUER WASSERGEKUEHLTE KERN-
C KERNREAKTOREN MIT FOLGENDEN
C GEOMETRISCHEN CHARAKTERISTIKEN.
C DBE F10.5 M AEUSSERER HUELLENDURCHMESSER.
C STEPBE F10.5 M ABSTAND DER BRENNSTABACHSEN BEI VER-
C GLEICHBARER DREIECKANORDNUNG.
C DELTAH F10.5 M HUELLENDICKE.
C DBS F10.5 M BRENNSTOFFDURCHMESSER.

C BEMERKUNG ZUR KARTE NR. 31.
C FALLS ICORRE1=ICORE2 ANGEGBEN WIRD, BESTEHT DIE SPALTZONE AUS
C EINEN RINGAUSCHNITT.
C FALLS ICORRE1.NE.ICORE2 ANGEGBEN WIRD, BESTEHT DIE SPALTZONE AUS
C (ICORE2-ICORE1) RINGSSPALTAUSCHNITTEN. DER RINGSSPALTAUSCHNITT
C MIT I=ICORE2 ENTHAELT KEINE BRENNELEMENTE. DER IST FUER SIMULA-
C TION VON MOEGELICHEN BEIPAESSEN GEDACHT.

C 32 NRBE I10 - ANZAHL DER BRENNELEMENTE.
C DAMIT LAESST SICH DIE ANZAHL
C DER BRENNSTAEBE IN DER SPALT-
C ZONENSAEULE I,J NRBEIJ(IM+2,JM+2)
C BERECHNEN.
C QREACT E10.0 WAT REAKTORLEISTUNG IM ZEITPUNKT TAU.
C
C DIESE ANGABEN DEFINIEREN HINREICHEND ALLE GEOMETRISCHEN GROESSEN

C IM SPALTZONENBEREICH, DIE AUTOMATISCH BERECHNET WERDEN.
C
C EINLESEN DER BEHEIZTEN DURCHMESSER FUER VOLUMENGEBIETE
C
C 33 NRZONG I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRZONG
C RINGSPALTAUSSCHNITTEN
C EINGELESEN (GE.0).
C
C 34 I1 I5 - FUER VOLUMETRISCHE RINGSPALTAUS-
C I2 I5 - SCHNITTE AUS DEM INTEGRATIONSGBIET
C J1 I5 - GEKENNZEICHNET DURCH
C J2 I5 - I1.LE.I.LE.I2
C K1 I5 - J1.LE.J.LE.J2
C K2 I5 - K1.LE.K.LE.K2
C DHEAT1 F5.3 M WERDEN DHEAT (I,J,K)=DHEAT1 GESETZT.
C DIE KARTE NR.33 WIRD NRZONG MAL
C GELESEN.

C ZUSAETZLICHE ANGABE VON BEHEIZTEN DURCHMESSERN
C -PUNKTENMAESSIG

C 35 NRPUNK I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRPUNK-
C PUNKTE EINGELESEN (GE.0).
C
C - FUER DIE ZELLE, GEKENNZEICHNET MIT
C 36 I I6 - I,
C J I6 - J,
C K I6 - K WERDEN DIE BEHEIZTEN DURCHMES-
C DHEAT(I,J,K) F12.5 M SER DHEAT (I,J,K) EINGELESEN.
C DIE KARTE NR.36 WIRD NRPUNK MAL
C GELESEN.

C DIE NAECHSTE KARTE WIRD EINGELESEN NUR FALLS WIRE=.TRUE.
C SPIRALFOERMIGE ABSTANDSHALTER
C 37 DWIRE E12.5 M =1. DURCHMESSER
C WIREP E12.5 M =1. STEIGUNG.
C KARTE NR.37 IST OHNE BEDEUTUNG FUER
C DIESE VERSION VON IVA2/001.

C ES WERDEN DIE UNGLEICHMAES-
C SIGKEITSFAKTOREN DER ANZAHL
C 38 (FACR (I),I=1,ICM) 16F5.3 - ICM=ICORE2-ICORE1
C FALLS ICORE2.GT.ICORE1 ODER
C ICM=1
C FALLS ICORE2 = ICORE1
C IN RADIALE RICHTUNG,
C 39 (FACTH(J),J=1,JCM) 16F5.3 - JCM=JCORE2-JCORE1+1
C IN UMFANGSRICHTUNG UND
C 40 (FACZ (K),K=1,KCM) 16F5.3 - KCM=KCORE2-KCORE1+1
C IN AXIALE RICHTUNG EINGELESEN.

C BEMERKUNG. BEACHTEN SIE BITTE DIE DEFINITION DIESER GROESSEN.
C ENDE DER ANGABEN ZUR SPALTZONE.

C-----
C EINE ZUSAETZLICHE KORREKTUR DER GEOMETRIE, UNABHAENGIG DAVON, OB

C EINE SPALZONNE SIMULIERT WIRD ODER NICHT, KANN DURCH FOLGENDE
C KARTEN VORGENOMMEN WERDEN.
C

C ZUSAETZLICHE ANGABE VON DURCHLASSIGKEITEN UND POROSITAETEN
C -PUNKTEMAESSIG
C

C 41 NRPUNK I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRPUNK-
C PUNKTE EINGELESSEN (GE.0).
C
C FUER DIE ZELLE, GEKENNZEICHNET MIT
C 42 I I6 - I,
C J I6 - J,
C K I6 - K WERDEN DIE DURCHLASSIGKEITEN
C GARE (I,J,K) F10.3 M GARE (I,J,K)
C GATHN(I,J,K) F10.3 M GATHN (I,J,K)
C GAZT (I,J,K) F10.3 M GAZT (I,J,K) UND DIE POROSITAET
C GAV (I,J,K) F10.3 M GAV (I,J,K) EINGELESSEN.
C DIE KARTE NR.42 WIRD NRPUNK MAL
C GELESEN.
C

C-----
C ANFANGSBEDINGUNGEN
C-----
C

C 43 FELDER L5 - =F OHNE BEDEUTUNG FUER DESE VERSION.
C NRSPEC I5 - =1 OHNE BEDEUTUNG FUER DESE VERSION.
C

C ES WERDEN DATEN FUER NRZONG VOLUMENGEBIETE EINGELESSEN
C

C EINLESEN DER DRUECKE FUER VOLUMENGEBIETE
C

C 44 NRZONG I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRZONG
C RINGSPALTAUSSCHNITTE
C EINGELESSEN (GT.0).
C
C 45 I1 I5 - FUER VOLUMETRISCHE RINGSPALTAUS-
C I2 I5 - SCHNITTE AUS DEM INTEGRATIONSGBIET
C J1 I5 - GEKENNZEICHNET DURCH
C J2 I5 - I1.LE.I.LE.I2
C K1 I5 - J1.LE.J.LE.J2
C K2 I5 - K1.LE.K.LE.K2 WERDEN DIE DRUECKE
C P(, ,K1) F10.5 PA VON P(, ,K1)
C P(, ,K2) F10.5 PA BIS P(, ,K2) LINEAR VARIERT
C (K1.NE.K2).
C DIE KARTE NR.45 WIRD NRZONG MAL
C GELESEN.
C

C ZUSAETZLICHE ANGABE ZUM DRUCK IN Z-FLAECHEIN
C

C 46 NRZONG I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRZONG
C Z-FLAECHEIN EINGELESSEN (GE.0).
C

C 47 K I5 - FUER KREISFOERMIGE AUSSCHNITTE AUS
C I1 I5 - HORIZONTAL EN FLAECHEIN GEKENN-

C I2 I5 - ZEICHNET DURCH K=CONST,
C J1 I5 - I1.LE.I.LE.I2
C J2 I5 - J1.LE.J.LE.J2
C P1 F10.5 PA WERDEN P(I,J,K)=P1 GESETZT.
C DIE KARTE NR.47 WIRD NRZONG MAL
C GELESEN.

C ZUSAETZLICHE ANGABE ZUM DRUCK IN PUNKTEN

C 48 NRZONG I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRZONG-
C PUNKTE EINGELESEN (GE.0).

C 49 I I5 - FUER DIE ZELLE, GEKENNZEICHNET MIT
C J J,
C K I5 - J,
C P(I,J,K) F10.5 PA K WERDEN DIE DRUECKE
C P(I,J,K) EINGELESEN.
C DIE KARTE NR.49 WIRD NRZONG MAL
C GELESEN.

C EINLESEN DER TEMPERATUREN, KONZENTRATIONEN, MASSENANTEILE
C DES FELDES NR.1 (GASFELD) FUER VOLUMENGEBIETE.

C 50 NRZONG I5 - ES WERDEN DATEN FUER NRZONG
C RINGSPALTAUSSCHNITTE
C EINGELESEN (GT.0).

C 51 I1 I4 - FUER VOLUMETRISCHE RINGSPALTAUS-
C I2 I4 - SCHNITTE AUS DEM INTEGRATIONSGBIET,
C J1 I4 - GEKENNZEICHNET DURCH
C J2 I4 - I1.LE.I.LE.I2
C K1 I4 - J1.LE.J.LE.J2
C K2 I4 - K1.LE.K.LE.K2 WERDEN DIE TEMPERATUREN
C T1 F8.5 K VON T1
C T2 F8.5 K BIS T2, DIE KONZENTRATIONEN DER INER-
C TEN KOMPONENTEN
C XN1 F8.5 - VON XN1
C XN2 F8.5 - BIS XN2 UND DIE MASSENKONZENTRATIONEN
C DES FELDES
C XS1 F8.5 - VON XS1
C XS2 F8.5 - BIS XS2 IN Z-RICHTUNG LINEAR
C VARIERT (K1.NE.K2).
C DIE KARTE NR.51 WIRD NRZONG MAL
C GELESEN.

C EINLESEN DER TEMPERATUREN, KONZENTRATIONEN, MASSENANTEILE
C DES FELDES NR.2 FUER VOLUMENGEBIETE.

C 52 ANALOG ZU KARTE NR.50
C 53 ANALOG ZU KARTE NR.51

C EINLESEN DER TEMPERATUREN, KONZENTRATIONEN, MASSENANTEILE
C DES FELDES NR.3 (Z.B. TROEPFCHEN) FUER VOLUMENGEBIETE.

C 54 ANALOG ZU KARTE NR.50
C 55 ANALOG ZU KARTE NR.51
C

3.2 Testbeispiel

3.2.1 Formulierung der Simulationsaufgabe

Als Testbeispiel betrachten wir folgende Aufgabe.

Ein Reaktordruckgefäß mit den Parametern, angegeben in der Tabelle 3.1, ist mit ruhendem Wasser gefüllt. Die Temperatur des Wassers ist 563.45 K. Der Druck am Eintrittsstutzen ist 160.37 bar und am Austrittsstutzen 157.64 bar. Die Leistung des Reaktors zum Zeitpunkt Null beträgt 3750 W, wird 10 s konstant gehalten und dann sprunghaft auf 3750 MW erhöht.

Die räumliche Leistungsverteilung ist in Abb.3.4 angegeben - sie bleibt während des betrachteten Prozesses konstant.

Für die ersten 10 s wird der Durchsatz am Eintrittsstutzen von 0 auf den Nominalwert von $35 \text{ m}^3/\text{s}$ linear erhöht. Der Druck am Austrittsstutzen wird konstant gehalten.

Die Simulation dieses Prozesses wird so lange fortgesetzt, bis sich ein stationärer Betriebszustand einstellt.

3.2.2 Geometrie

Das zylindrische Druckgefäß wird in

- 8 azimutale Segmente je $\pi/4$,
- 23 axiale Schichten und
- 9 radiale Ringspaltzonen

aufgeteilt - siehe Abb.3.1 Die Spaltzone wird innerhalb des Gebietes

$$2 \leq I \leq 8$$

$$2 \leq J \leq 10$$

$$7 \leq K \leq 17$$

definiert. Das Gebiet der Ein- bzw. Austrittsstutzen wird, wie in Abb.3.2 gezeigt, modelliert.

Es werden verschiedene Einbauten oberhalb der Spaltzone mittels der Durchlässigkeiten simuliert.

3.2.3 Randbedingungen

- An 4 Stellen ($J=2,4,6,8$; $I=11$, $K=23$) werden Druck, Temperaturen der Felder, Massenkonzentrationen der Felder und Konzentrationen der inerten Komponenten als konstante Zeitfunktionen angegeben - Eintrittstutzen.
- An 4 Stellen ($J=3,5,7,9$; $I=11, K=23$) wird der Druck als konstantbleibende Zeitfunktionen angegeben - Austrittstutzen.
- An 4 Stellen ($J=2,4,6,8$, $I=10$, $K=23$) wird die radiale Komponente der Massenschwerpunktgeschwindigkeit als Funktion der Zeit angegeben.
- Die zeitliche Änderung der relativen Leistung wird auch angegeben.

Insgesamt werden 12 der 20 möglichen Positionen für die Angabe der Randbedingungen als Zeitfunktionen benutzt.

3.2.4 Input-Deck

Der Programminput besteht aus zwei Sätzen:

- Der erste Satz - Anhang 3.1 enthält die Daten für eine Rechnung, die vom Zeitpunkt $\tau=0$ anfängt und während der Berechnung Daten für Vektor- und Skalarplots und für einen späteren Restart schreibt.
- Der zweite Satz - Anhang 3.2 enthält die Daten für ein Restart, wobei das Schreiben von Daten für einen weiteren Restart verlangt wird. Dieses ist wesentlich kürzer, da alle Geometrieangaben ent-

fallen. Die Randbedingungen als Funktionen der Zeit werden wiederum angegeben. Dadurch kann man verschiedene Prozesse simulieren, ausgehend von dem gleichen Restartzustand.

3.2.5 JCL

3.2.5.1 Compilation

Anhang 3.3 enthält die JCL für die Compilation der IVA2/001 - Subroutinen und die Erstellung eines Load-Moduls auf

```
SYSLMOD
```

3.2.5.2 Compilation mit Korrekturen

Anhang 3.4 enthält die JCL für die Compilation von nur einer IVA2/001 - Subroutine und nachfolgende Erstellung des Load - Moduls als eine Kopplung zwischen dem alten Load-Modul und der neu hinzugefügten Subroutine.

3.2.5.3 Ausführung beginnend mit $\tau=0$

Anhang 3.5 enthält die JCL für die IVA2 - Ausführung mit dem ersten Datensatz (Anhang 3.1) auf

```
SYSIN.
```

(Starten von $\tau=0$.). Während der Ausführung wird der Ausdruck auf

```
FT06F001...
```

geschrieben. Die Daten zum Plotten der Schwerpunktgeschwindigkeiten in den Ebenen J=2 und J=3 werden auf

FT11F001

geschrieben. Daten für den nachfolgenden Restart werden auf

FT13F001

geschrieben.

3.2.5.4 Restart

Anhang 3.6 enthält die JCL für den Restart. Dabei wird der Datensatz aus dem Anhang 3.2 von

SYSIN

benutzt. Genau wie bei 5.3 werden Daten für den Plot und den Restart geschrieben.

3.2.5.5 Vektorplot

Anhang 3.7 enthält die JCL für die Erstellung eines Vektorplots der Massenschwerpunktgeschwindigkeiten in den vertikalen Ebenen J=2, J=3 - ein Beispiel ist in Abb.3.3 gezeigt.

3.2.5.6 Kopplung IVA2 - SAS-Graphik

Die Kopplung IVA2 - SAS-Graphik /Arnecke 180/ wird in zwei Schritten durchgeführt:

1. Schritt: Mittels JCL aus dem Anhang 3.8 werden Daten von dem Restartfile

FT12F001

gelesen, und in SAS-Format auf die Files

FT30F001

FT31F001

FT32F001

...

geschrieben.

2. Schritt: Mittels der JCL aus dem Anhang 3.9 werden die obengeschriebenen Files gelesen und 3D-Plots für die entsprechenden Größen hergestellt. Beispiele dafür sind in Abb.3.6 bis 3.9 angegeben.

Tabelle 3.1 Reaktorparameter (FDWR)

Bezeichnung	Dimension	Größe
Leistung	Mwt(th)	3000
Druck am Austrittsstutzen	bar	163.
Volumetrischer Durchsatz am Eintrittsstutzen	m ³ /sec	35
Eintrittstemperatur des Kühlmittels	K	563.65
Anzahl der Brennstäbe	-	94210
Außendurchmesser des Brennstabes	m	0.0095
Außendurchmesser des Brennstoffes	m	0.0085
Hüllendicke	m	0.0004
Schrittweite der dreieckigen Brennstabanordnung	m	0.0114
Höhe der Spaltzone	m	2.2
Durchmesser des thermischen Schildes	m	4.2
Innendurchmesser des Druckgefäßes	m	5.
Höhe des Druckgefäßes	m	6.1
Abstand-Boden des Druckgefäßes- Boden der Spaltzone	m	1

	25										
	24										
	23							IES			
	22							JES			
	19							KES			
	18										
	17		KCORE2								
	16										
	15										
	14										
	13										
	12										
	11										
	10										
	9										
	8										
	7	ICORE1		KCORE1				ICORE2			
	6										
	5										
	4										
	3										
i=1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
	k=1										

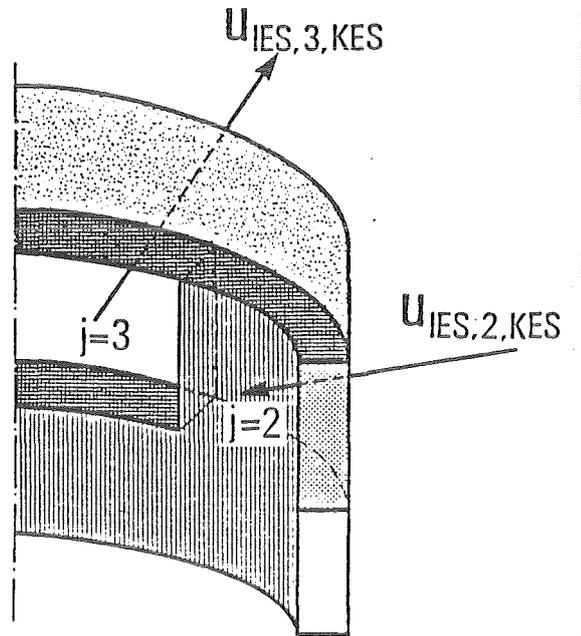


Abb. 3.2: Idealisierung des Raumes der Ein- bzw. Austrittsstützen

Abb. 3.1: Diskretisierung des Druckgefäßes

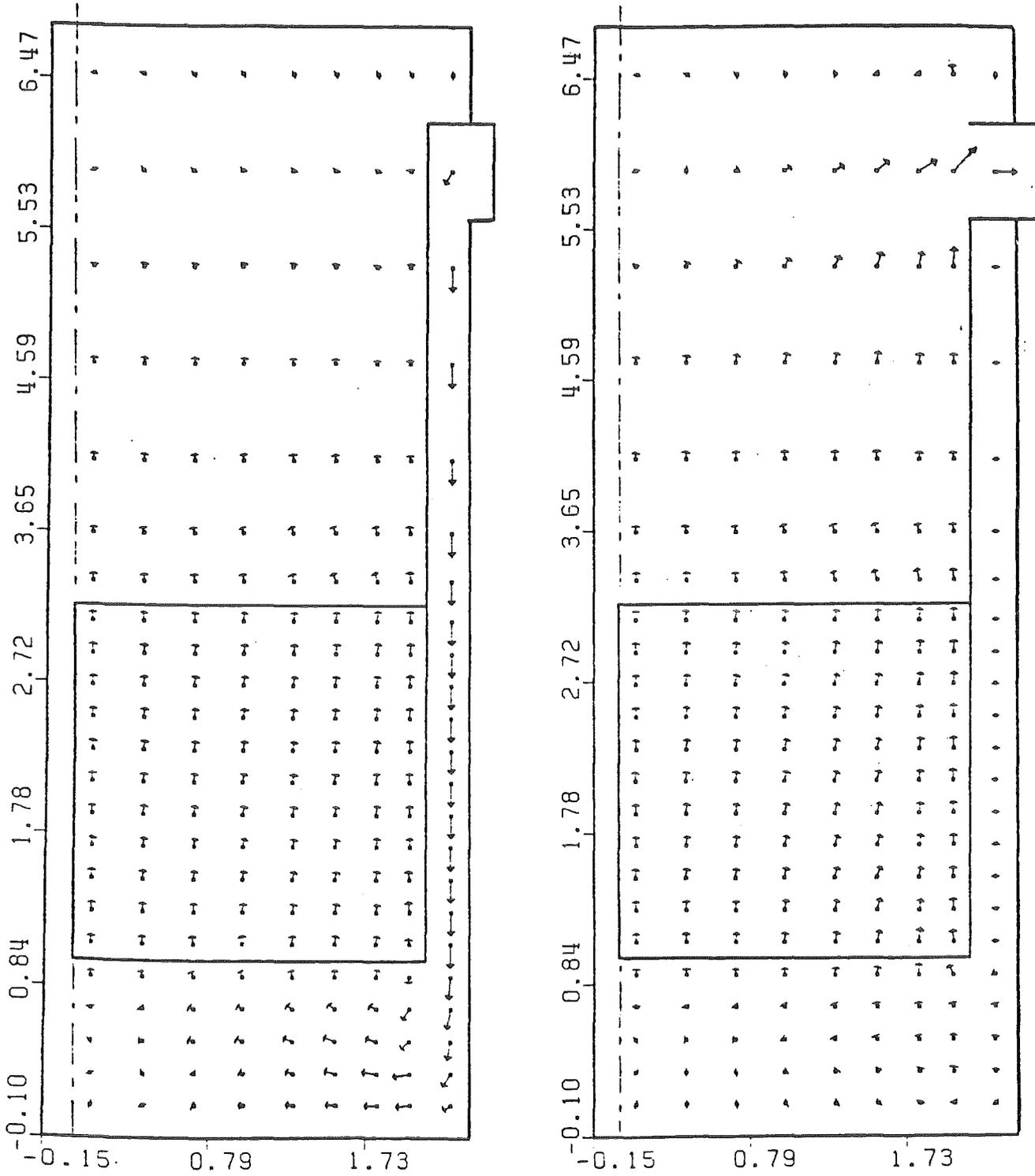


Abb. 3.3: Die Geschwindigkeiten in zwei $\theta = \text{const}$ Ebenen: J=2 und J=3

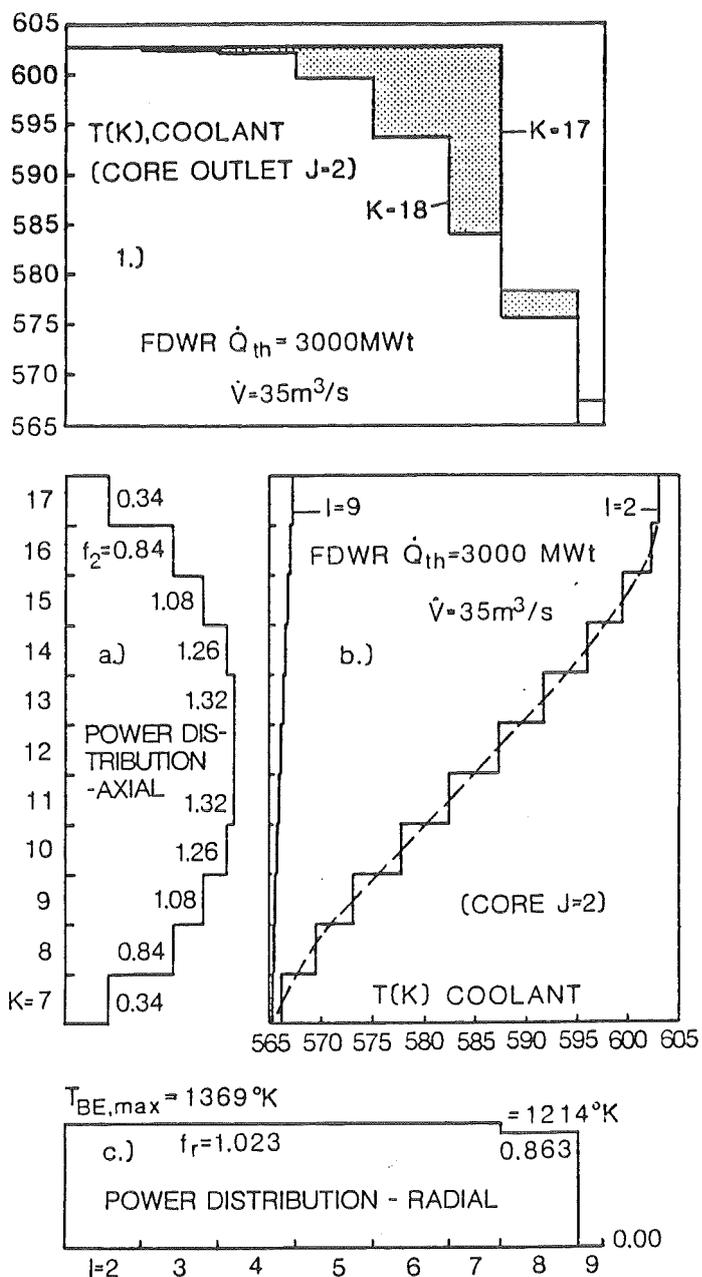


Abb. 3.4: a) Axiale Leistungsverteilung in der Spaltzone
 b) Axiale Temperaturverteilung für die Bypasszone I=9 und für die zentrale Region I=2 des Reaktors
 c) Radiale Leistungsverteilung in der Spaltzone
 d) Radiale Temperaturverteilung für zwei z=const Schichten: K=17 (unmittelbar nach der Spaltzone) und K=18

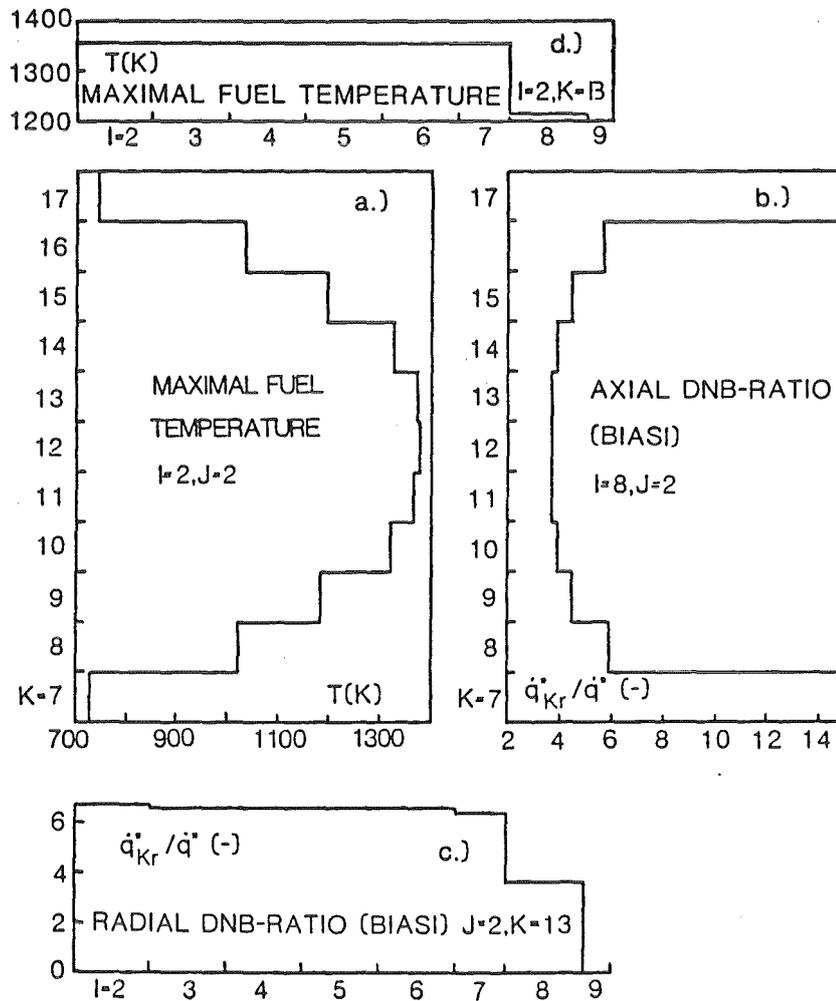


Abb. 3.5: a) Axiale Verteilung der maximalen Brennstofftemperatur in der Spaltzone
 b) Die axiale Verteilung des minimalen Siedekrisequotienten berechnet mit der Biasi-Korrelation
 c) Die radiale Verteilung des minimalen Siedekrisequotienten für J=2, K=13
 d) Radiale Verteilung der maximalen Brennstofftemperatur in der Spaltzone

IVA2/001 (FDWR-1300)

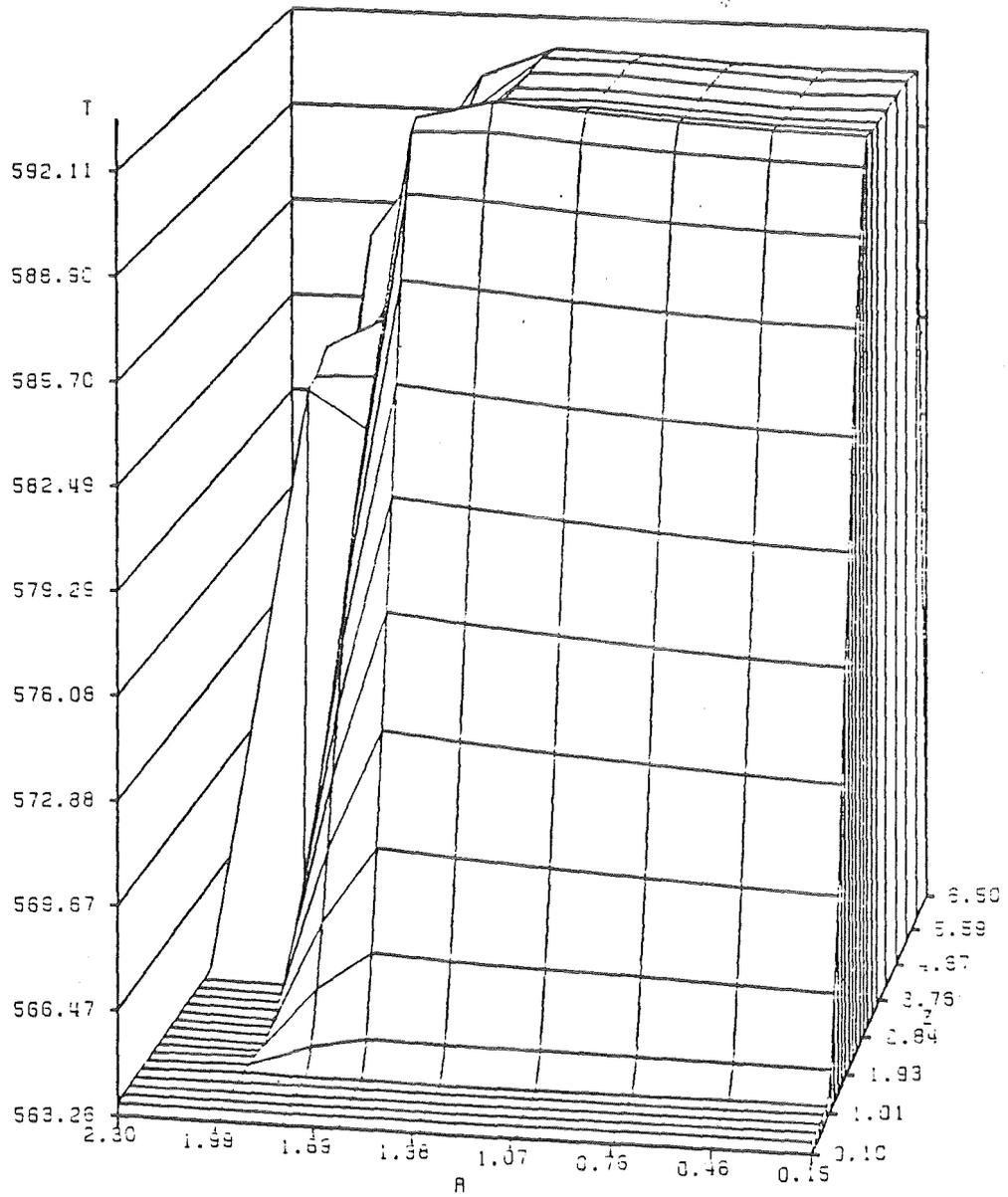


Abb. 3.6: Die Kühlmitteltemperatur als Funktion von (r,z) für die vertikale Fläche $J=2$

IVA2/001 (FDWR-1300)

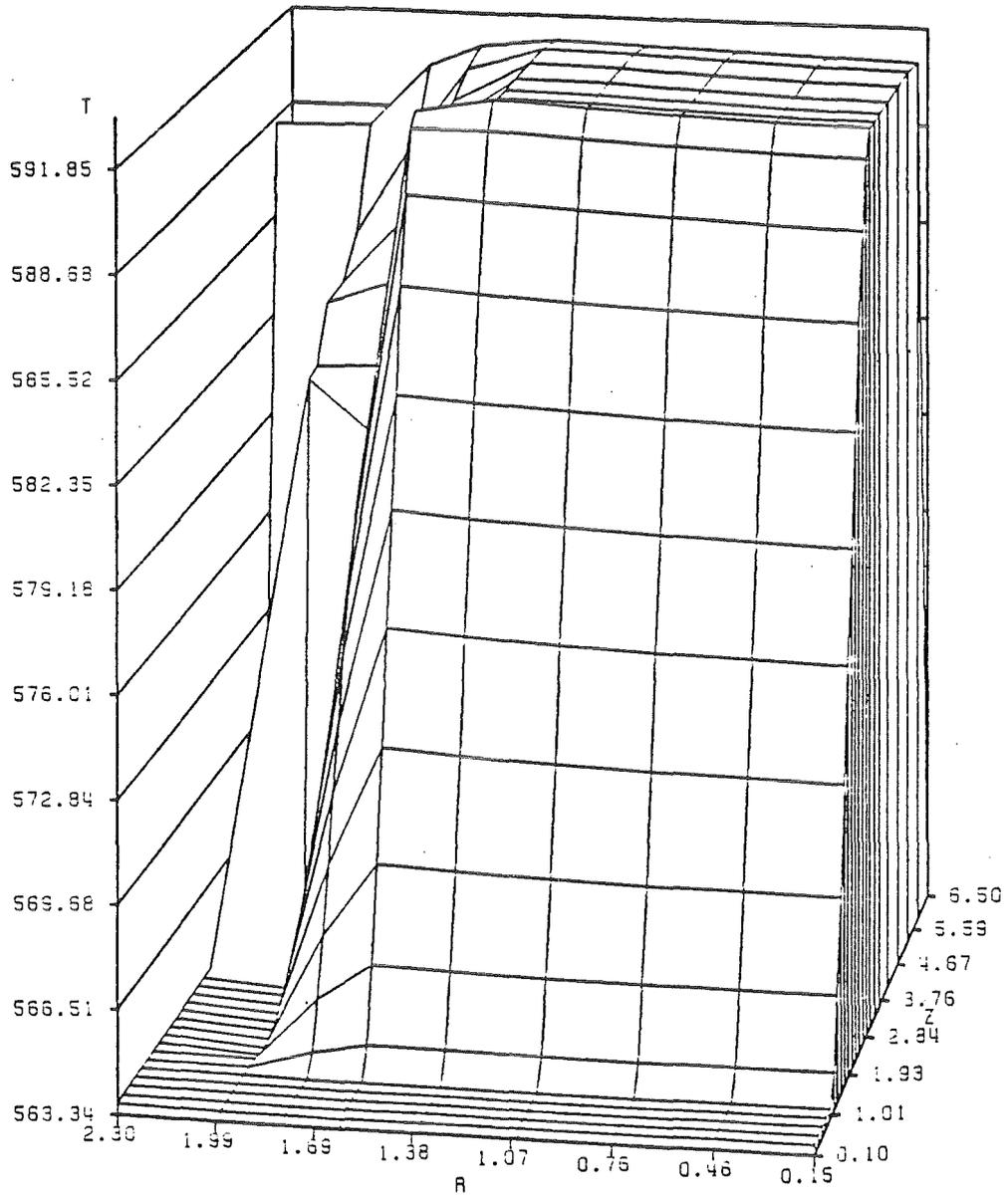


Abb.3.7 : Die Kühlmitteltemperatur als Funktion von (r,z) für die vertikale Fläche $J=3$

IVA2/001 (FDWR-1300)

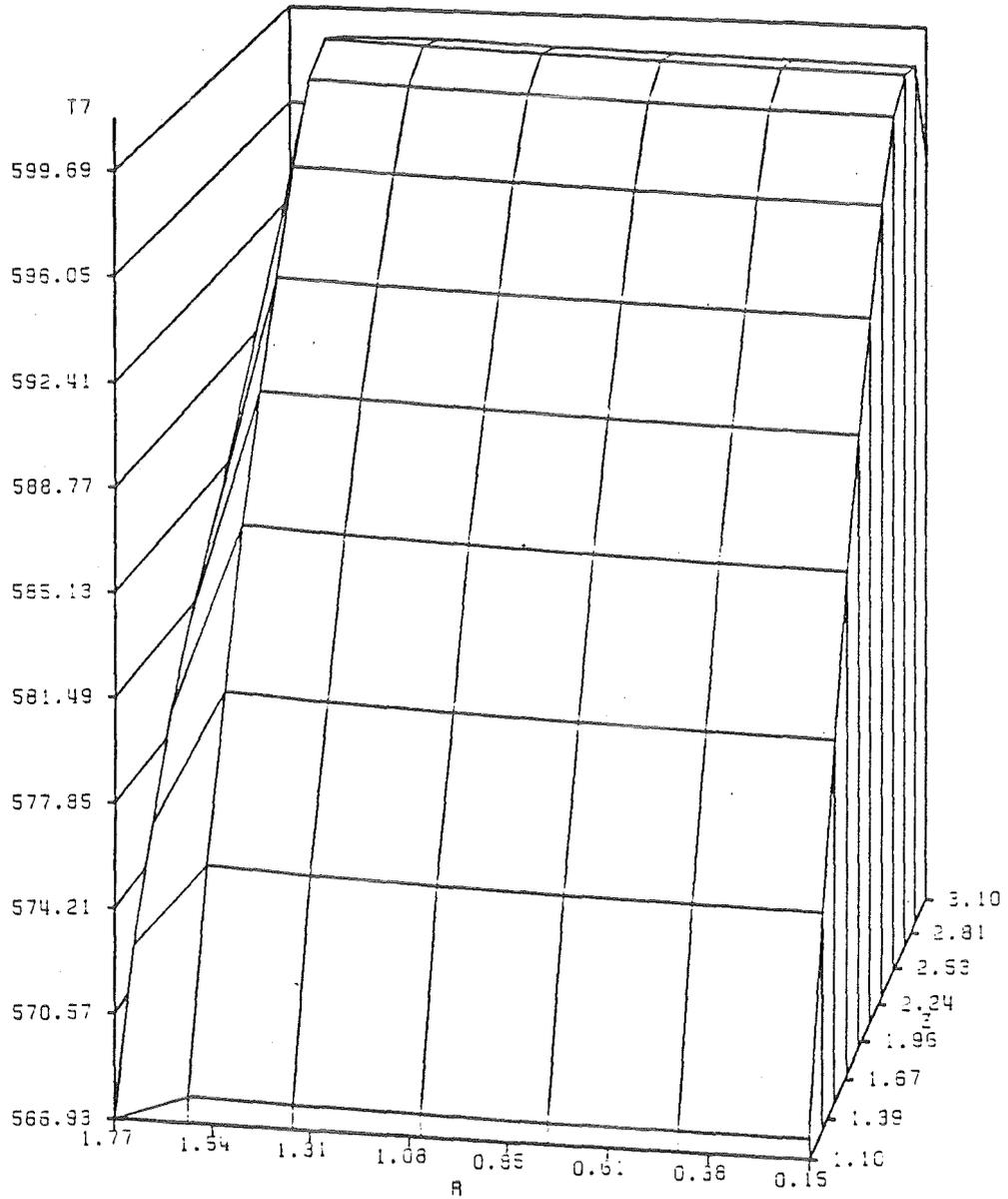


Abb. 3.8: Die Hüllenoberflächentemperatur in der Spaltzone als Funktion von (r,z) für die vertikale Fläche $J=2$

IVA2/001 (FDWR-1300)

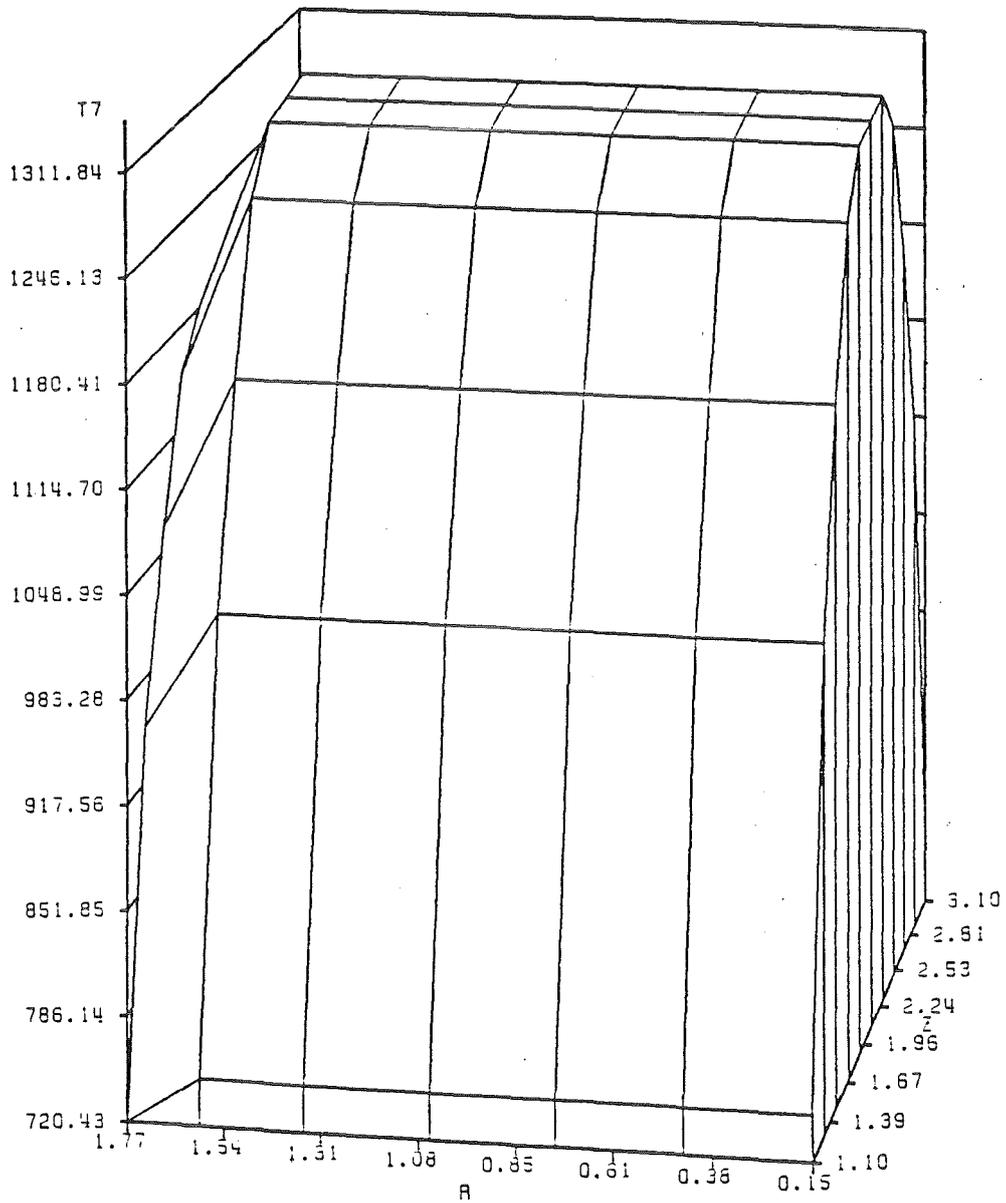


Abb. 3.9 : Die maximale Brennstofftemperatur als Funktion von (r, z) für die vertikale Fläche $J=2$

3.3 Kurzbeschreibung der Funktionen der Unterprogramme

Name	Funktion	Aufrufe
ASSCOE	Berechnet die Koeffizienten und die rechten Seiten der Druckgleichung (5.3.11) und der Poissongleichung (5.3.4) nur für die Zelle (I,J,K). Anschliessend wird der Prediktorzeitschritt nach der Gl.(5.11.1) berechnet und das Maximum aller bis zu dieser Moment berechneten Prediktorzeitschritte festgehalten.	-
ASSCO1	Berechnet die Koeffizienten und die rechten Seiten der Druckgleichung (5.3.11) /185/, der Poissongleichung (5.3.4) /185/ und einen minimalen Zeitschritt nach der Gl.(5.11.1) /185/ für den gesamten Integrationsbereich.	ASSCOE
BENEST	Lösung der 1D-Wärmeleitungsaufgabe für einen Brennstab eines wassergekühlten Kernreaktors.	GAUS
BLASWA	Wärme- und Stoffübertragung zwischen Gas und Flüssigkeit für Blasenströmung.	TS1 PS1
BOR	Stoffwerte für feste Phase.	-
CHEXAL	Berechnet die Feldgeschwindigkeit als Funktion der örtlichen Parameter und der Schwerpunktgeschwindigkeit für zwei Geschwindigkeitsfelder nach der Chexal-Lellouche-Korrelation, angegeben in der Tabelle 4.4.1.	-
CONZEN	Integriert die Massenerhaltungsgleichung der einzelnen Geschwindigkeitsfelder gemäss Kap.5.8 /185/.	-
DAMPF	Berechnet die thermodynamischen Zustandsgrössen und Transportgrössen für Wasserdampf gemäss Anlage 4.3 und 4.4.	TS1 EDLD

DICHTE	Berechnet den maximalen relativen Fehler der totalen Massenänderung bezogen auf die Volumeneinheit des Gemisches für den gesamten Integrationsbereich.	-
DRI3D	Berechnet die Feldgeschwindigkeiten als Funktion der örtlichen Parameter und der Schwerpunktgeschwindigkeit für zwei Geschwindigkeitsfelder nach auswählbaren Korrelationen.	CHEXAL
EDLD	Berechnet die Transportgrössen des Wasserdampfes gemäss Anhang 4.4.	-
EFLF	Berechnet die dynamische Zähigkeit des flüssigen Wassers nach Anhang 4.7.	-
ENTROP	Integriert die Entropie- und die Konzentrationsgleichungen nach Kap.5.2 /185/.	-
FILMKO	Wärme- und Stoffübergang zwischen Film und Gas.	PS1 TS1
FLU	Berechnet die thermodynamischen Parameter eines Gemisches, bestehend aus Wasser und festen Partikeln nach Tabelle 4.1.1.	BOR WASSER
GAS	Berechnet die thermodynamischen und die Transportgrössen eines Luft-Dampfgemisches gemäss Kap.4.2	DAMPF LUFT RDRDP
GAUS	Lösung eines linearen nichthomogenen Gleichungssystems mit Hilfe des Gauss'schen Eliminationsverfahrens.	-
HTCN	Wärmeübergangskoeffizienten an der Brennstaboberfläche. Gleichzeitig wird (falls vorhanden) auch Dampfergeneration für unterkühltes und gesättigtes Blasen-	PS1 TS1 WASWAN

sieden berechnet.

INTGRA	Das Unterprogramm INTGRA stellt die Kopplung zwischen den konstitutiven Gleichungen und dem hydraulischen Modell dar. Falls per Angabe gefordert, wird auch die Kopplung zwischen den oben genannten zwei Modellelementen und der simulierten Spaltzone hergestellt.	BENEST FLU GAS MECHTH MECH3D SAET01
INTMEM	überweist die Integer-indizes für späteres Ausdrucken von der Zelle, wo die maximale Geschwindigkeitsänderung für den vergangenen Integrationsschritt auftritt.	-
ISHII	Berechnet die Feldgeschwindigkeiten als Funktion der örtlichen Parameter und der Schwerpunktgeschwindigkeit für drei Geschwindigkeitsfelder nach Kap. 4.4.2.	-
I2DIV	Berechnet die Koeffizienten der Impulsgleichungen entweder nach Kap.5.7.1 /185/, falls ein direktes Lösungsverfahren verwendet wird, oder nach Kap.5.7.2 /185/, falls ein indirektes Lösungsverfahren verwendet wird. Die Berechnungsprozedur basiert auf den Kapiteln 5.4.1 bis 5.4.3 /185/.	I2RB3
I2GESH	Berechnet die Geschwindigkeiten nach Kap.5.7.2 /185/.	I2RB2
I2LEI1	Berechnet die Leistung des Reaktors nach Kap.4.7.3.	SPOLIA
I2NEW	Setzt für den Vektor der abhängigen Variablen (einschliesslich der Mischungsdichten) in der alten Zeitebene die aus dem vorhergehenden Schritt erhaltenen Werte für die neue Zeitebene.	-
I2PRIN	Druckt eine Reihe von Feldern flächenweise (d.h. alle Werte, die zu einer (r,z)-Fläche, definiert mit J=const, gehören).	-

- I2RAND Setzt alle Randschichtwerte gleich den Werten der benachbarten Schichten (r, z). Anschliessend werden die Randbedingungen für $r=\text{const}$ Randschichten gesetzt. Anschliessend werden die zyklischen Randbedingungen gesetzt. I2RB3
- I2RB1 Durch lineare Interpolation zwischen den angegebenen Stützpunkten werden $p, x_{\ell}, x_{\ell}^*, T_{\ell}$ -Randbedingungen als Funktionen der aktuellen Zeit berechnet. -
- I2RB2 Durch lineare Interpolation zwischen den angegebenen Stützpunkten werden u -Randbedingungen als Funktion der aktuellen Zeit berechnet. -
- I2RB3 Berechnet alle Randbedingungen als Funktionen der Zeit. I2RB1
I2RB2
I2RB4
I2RB5
- I2RB4 Durch lineare Interpolation zwischen den angegebenen Stützpunkten werden p -Randbedingungen als Funktion der aktuellen Zeit berechnet. -
- I2RB5 Setzt als Randbedingung die Massenschwerpunktgeschwindigkeit in r -Richtung gleich der örtlichen Schallgeschwindigkeit.
- I2READ Einlesen und gleichzeitig Drucken aller Eingabedaten. PRINDH
Initialisiert einige Felder. Berechnet die geometrischen Parameter der Spaltzone (falls die Spaltzone simuliert wird). RRESTA
Die Ergebnisse aller Funktionen dieses Unterprogramms werden zur Kontrolle gedruckt.
- I2VMAX Sucht die maximale Geschwindigkeitsänderung pro Zeit- INTMEM

schritt in dem Integrationsbereich und die Zelle, wo diese Geschwindigkeitskomponente auftritt. Die erhaltene Information wird ausgedruckt.

- LUFT Berechnet die thermodynamischen Zustandsgrößen und die -
Transportgrößen von Luft gemäss Anhang 4.5.
- MAIN01 Durch die Aufrufe der entsprechenden Programme werden I2LEI1
zwei Betriebsfunktionen im IVA2-Code realisiert: I2NEW
I2PRIN
- normaler Start (ohne Restart) I2RAND
- Restart. I2READ
I2VMAX
Anschliessend wird das Organisationsprogramm für die PLOTI
numerische Integration aufgerufen. Während der Integra- PRINTV
tion werden nach der vorgegebenen Frequenz Daten ausge- STAZI2
druckt und, falls erwünscht, Daten für den Vektorplot STOFIO
und/oder für Restart aufgenommen. TLEFT
WRESTA
- MA07A Lösung eines linearen Gleichungssystems der Form $A \cdot X = B$, -
wobei A eine quadratische Matrix der Ordnung NO und X,B
Matrizen mit jeweils NO Zeilen und NR Spalten sind. Dabei
werden nur die Diagonalelemente, die sich innerhalb der
Diagonalbandbreite NW befinden, gespeichert.
- MECHTH Nachdem schon durch MECH3D die Strömungsstruktur iden- REIB
tifiziert wurde, wird für die r und θ -Richtung folgen-
des berechnet:
- Reibungsbeiwerte Strömung/Struktur,
- Feldgeschwindigkeiten als Funktion der örtlichen Pa-
rameter und der Schwerpunktgeschwindigkeiten in der
entsprechenden Richtung. In dieser Version von IVA2
werden die Feldgeschwindigkeiten in der horizontalen
Ebene gleich den Massenschwerpunktgeschwindigkeiten

gesetzt. Eine Ausnahme davon ist die Berechnung der Relativgeschwindigkeiten zwischen Tröpfchen/Partikeln und Gas oder Flüssigkeit.

Bemerkung: In der zukünftigen Vervollständigung des konstitutiven Pakets von IVA2 muss zusätzlich in MECHTH ein Identifikationsalgorithmus und eine Geschwindigkeitsberechnung für die geschichtete Strömung eingebaut werden.

MECH3D Allgemeines Organisationsprogramm zur Identifikation der Strömungsform als Funktion der örtlichen Parameter und der vertikalen Komponenten der Schwerpunktgeschwindigkeit. Danach werden für die jeweilige Strömungsform noch folgende Informationen durch Aufrufe von Unterprogrammen berechnet:

BLASWA
DRI3D
FILMKO
HTCN
ISHII
REIB
SMOLIN
TROEPF

- Entrainment- und Depositionsraten.
- Diffusionsgeschwindigkeit in z-Richtung.
- Reibungsbeiwerte Strömung/Struktur.
- alle Massen- und Energiekomponenten der Quellterme des allgemeinen Gleichungssystems.

Falls eine Spaltzone eines Kernreaktors mitsimuliert wird, werden folgende Informationen zusätzlich zu den obengenannten berechnet:

- Identifikation des Wärmeübergangsmechanismus.
- Wärmeübergangszahl.
- Massen- und Energietransportraten zwischen Wasser (flüssig) und Wasserdampf, falls es sich um nichtadiabates, unterkühltes oder gesättigtes Sieden handelt.
- Die zusätzlichen adiabaten Massen- und Energietransportraten werden zu den oben genannten Raten addiert.

PLOTI	Schreibt u,w-Komponenten der Massenschwerpunktgeschwindigkeiten für die Flächen J=2 und J=3 für einen nachfolgenden Vektorplot aus.	-
POISFL	Auflösung der Poissongleichung gemäss Kap.5.7.3: plane-by-plane (K=const) /185/.	GAUS MA07A PZYCLI
POISON	Auflösung der Poissongleichung gemäss Kap.5.7.2: line-by-line /185/.	MA07A PZYCLI
POIS06	Direkte Lösung des Systems, bestehend aus Druck- und Impulsgleichungen nach Kap.5.7.1: line-by-line /185/.	MA07A PZYC11 PZYC12
POISZY	Auflösung der Poissongleichung gemäss Kap.5.7.3: plane-by-plane (I=const) /185/.	GAUS MA07A PZYCLI
PRINDH	Ausdrucken von: a) Volumenporositäten, b) Richtungsdurchlässigkeiten, c) hydraulischen Durchmessern und d) der Anzahl der zu einer Zellensäule in der Spaltzone zugeordneten Brennstäbe.	-
PRINTV	Druckt alle Komponenten der Schwerpunktgeschwindigkeiten für alle J=const Flächen.	-
PS1	Berechnet den Sättigungsdruck als Funktion der Temperatur für Wasser gemäss Anhang 4.9.	-
PZYCLI	Es werden zyklische Randbedingungen nur für die Druckwerte gesetzt.	-

PZYC11	Setzt periodische Randbedingungen für p,u,v,w für J=JM+2.	-
PZYC12	Setzt periodische Randbedingungen für p,u,v,w für J=1.	-
RDRDP	Berechnet die Dichte des Wassers und die Druckableitung der Dichte bei konstanter Temperatur gemäss Anhang 4.3.	TS1
REIB	Berechnet den Reibungsbeiwert als Funktion der Reynolds zahl und der relativen technischen Rauigkeit.	-
RRESTA	Liest die in WRESTA-Format geschriebenen Daten für den Restart ein.	-
SAET01	Berechnet alle Sättigungsparameter von Wasser und Wasserdampf als Funktion nur der Temperatur oder nur des Druckes.	DAMPF PS1 SIGMA TS1 WASSER
SF1	Durch lineare Interpolation wird die Entropie des flüssigen Wassers als Funktion der Temperatur bei p=230 bar berechnet.	-
SIGMA	Berechnet die Oberflächenspannung des flüssigen Wassers.	-
SMOLIN	Berechnet die kritische Heizflächenbelastung als Funktion der örtlichen Parameter.	-
SPOLIA	Eindimensionale lineare Interpolation für eine durch einen Polygonzug angegebene eindimensionale Funktion.	-
STAZI2	Organisationsprogramm. Durch Aufrufe von entsprechenden	ASSC01

Unterprogrammen wird die in Kap.5.10 /185/ dargestellte globale Integrationsstrategie realisiert.	CONCEN DICHT ENTROP INTGRA I2DIV I2GESH I2LEI1 POISFL POISON POISO6 POISZY TEMPI TLEFT ZYCLUS
STOFIO Berechnet nur die Stoffwerte der einzelnen Geschwindigkeitsfelder zusammen mit der Dichte und der Schallgeschwindigkeit des Gemisches.	FLU GAS SAETO1
TEMPI Berechnet die Temperaturänderung pro Zeitschritt als Funktion der aus der Integrationsprozedur gelieferten Änderungen des Druckes, der Entropie und der Konzentration der inerten Komponenten für jedes Geschwindigkeitsfeld nach Gl.5.2.9 /185/.	-
TLEFT Liefert die CPU-Zeit, in 1/100 s, die noch verbleibt bis zum Erreichen der in der JCL angegebenen oberen Grenze der CPU-Zeit für die Ausführung des jeweiligen JOB's. Bemerkung: ASSEMBLER - Unterprogramm.	-
TROEPF Wärme- und Stoffübergang zwischen Gas und Tröpfchen.	PS1 TS1 VD1
TS1 Berechnet die Sättigungstemperatur des Wassers beim	-

vorgegebenen Druck und die entsprechende Ableitung der Sättigungstemperatur nach dem Druck.

Bemerkung: Enthält STOP 1,2. Die Berechnung wird abgebrochen, falls p ausserhalb des Bereiches $611-22.1E6$ Pa liegt.

VD1	Berechnet die Dichte des Wasserdampfes und deren Ableitung nach der Temperatur als Funktion der Temperatur an der Sättigungslinie gemäss Anhang 4.9.	PS1 TS1
WAERLA	Berechnet die Wärmeleitfähigkeit des Wassers (flüssig) gemäss Anlage 4.4.	PS1
WASSER	Berechnet die thermodynamischen Parameter des Wassers (flüssig) gemäss Anhang 4.6.	EFLF SF1 SIGMA SQRT WAERLA
WASWAN	Hilfsprogramm zur Berechnung nur der Dichte, der Enthalpie gemäss Anhang 4.6 und der Zähigkeit des Wassers gemäss Anhang 4.7.	EFLF
WRESTA	Schreibt Daten für den Restart aus.	-
ZYCLUS	Es werden nur die zyklischen Randbedingungen gesetzt.	I2RB3

3.4 Bedeutung der in COMMON-Blöcke deklarierten Variablen

Die COMMON-Blöcke werden in alphabetischer Reihenfolge aufgelistet. Alle physikalische Grössen sind grundsätzlich in SI-Einheiten, falls nicht anderes vermerkt.

COMMON	Variable (formell)	Typ	Bedeutung
/COARSE/	IP(I,J,K,N)	I	N-Maskenfelder des Integrationsbereiches für 'Coarse-Mesh-Rebalancing'.
			IP=1 bedeutet Zugehörigkeit des Punktes (I,J,K) zu dem Unterbereich N.
			IP=0 bedeutet keine Zugehörigkeit des Punktes (I,J,K) zu dem Unterbereich N.
			IP wird in I2READ einmal zu Beginn der Berechnung gesetzt.
	NCOARM	I	Anzahl der Untergebiete 40.
	ICOAR1(N)	I	Der Unterbereich N wird wie folgt
	ICOAR2(N)	I	definiert:
	JCOAR1(N)	I	$ICOAR1(N) \leq I \leq ICOAR2(N)$
	JCOAR2(N)	I	$JCOAR1(N) \leq J \leq JCOAR2(N)$
	KCOAR1(N)	I	$KCOAR1(N) \leq k \leq KCOAR2(N)$
	KCOAR2(N)	I	
	LCOARS	L	=T es wird 'Coarse-Mesh Rebalancing' als Beschleunigung bei der Auflösung der Poissongleichung eingesetzt.
		L	=F kein 'Coarse-Mesh Rebalancing'.
			Bemerkung: In dieser Version von IVA2 ist die 'Coarse-Mesh-Rebalancing'-Beschleunigungstechnik nicht getestet.

/DIFUSI/ RNUE (L,I,J,K) R*4 - dynamische Viskosität des Geschwindigkeitsfeldes L.
RL (L,I,J,K) R*4 - Wärmeleitfähigkeit.
DDI (L,I,J,K) R*4 - Diffusionskonstante.
RHOI (L,I,J,K) R*4 - Dichte.
RHOIA(L,I,J,K) R*4 - Dichte in der alten Zeitebene.

/DTAINT/ DTAUEI R*4 Wird am Anfang der Berechnung gleich dem Startzeitschritt DTAU gesetzt. Falls keine automatische Zeitschrittkontrolle verlangt wird, so versucht der Code immer mit DTAUEI zu rechnen.

DTAUMA R*4 Falls automatische Zeitschrittkontrolle verlangt wird, so ist DTAUMA das Minimum der nach Gl.(5.11.1) berechneten Prediktorzeitschritte im Integrationsbereich.

DTAUAL R*4 Der minimale Zeitschritt benötigt, dass der Volumenanteil α_ℓ in irgendeiner Zelle zu Null wird.

/ISTOER/ LRREST L
LWREST L
L PLOT L Siehe Eingabe - Karte Nr.1,2.
LSTAZ L
IPRINT L
IPLOTI L

DCONVV R*4 =1.E-5 Nicht verwendet in dieser Version.
DCONVP R*4 Siehe Eingabe - Karte Nr.3.
DCONXS R*4 =1.E-5 Nicht verwendet in dieser Version.
DCONXN R*4 =1.E-5 Nicht verwendet in dieser Version.
DCONVS R*4 =1.E-5 Nicht verwendet in dieser Version.
DCONVR R*4 =1.E-5 Nicht verwendet in dieser Version.

TAUEND	R*4	Siehe Eingabe - Karte Nr.4.
DTAUO	R*4	Siehe Eingabe - Karte Nr.4.
TAU	R*4	Aktuelle Zeit.
LVARIA	I	Siehe Eingabe - Karte Nr.4.
DTAUAU	L	Siehe Eingabe - Karte Nr.5.
DPTAUS	R*4	Siehe Eingabe - Karte Nr.5.
DPTAUI	R*4	Siehe Eingabe - Karte Nr.5.
ICHF	I	Siehe Eingabe - Karte Nr.5.
IPCHF	I	Siehe Eingabe - Karte Nr.5.
ISLIPIO	I	Siehe Eingabe - Karte Nr.5.
/I2GEOM/ RH	R*4	Eingabe - Karte Nr.13 oder 14 bis 17.
THH	R*4	
ZH	R*4	
DRH	R*4	
DRH	R*4	
DTHH	R*4	
DZH	R*4	
R	R*4	
TH	R*4	
Z	R*4	
DR	R*4	
DTH	R*4	
DZ	R*4	
GARE	R*4	
DHYR	R*4	Eingabe, bzw. teilweise
GATHN	R*4	- 'nord'
DHYTH	R*4	Berechnung im I2READ.
GAZT	R*4	- 'top'
DHYZ	R*4	
GAV	R*4	
RAUZ	R*4	Rauhigkeit
DFB	R*4	d_{FB} Durchmesser der festen Partikel im Geschwindigkeitsfeld Nr.2.
DTB	R*4	d_{TB} Durchmesser der festen Partikel im

Geschwindigkeitsfeld Nr.3.

Die letzten drei Grössen werden eingelesen
- Karte Nr.18.

/I2LOGI/ SZTRUE	L	}	Eingabe - Karte Nr.30.
WIRE	L		
/I2RAN1/ NRRB	I	Anzahl der Zellen, wo Randbedingungen angegeben werden - Eingabe - Karte Nr.66.	
IRB(N)	I	}	In der Zelle mit den Koordinaten IRB, JRB, KRB wirkt die Randbedingung mit Nummer N vom Typ IRBTYP(N) - siehe - Eingabe - Karte Nr.68.
JRB(N)	I		
KRB(N)	I		
IRBTYP(N)	I		
NRPSP (N)	I	}	Anzahl der Stützpunkte für die Angabe von p, x_{ℓ}, x_{ℓ}^* und T_{ℓ} , falls der Typ der Randbedingungen IRBTYP(N) dies verlangt. Eingabe per Karten Nr.68.
NRXNSP(N)	I		
NRXSSP(N)	I		
NRTSP (N)	I		
TAUP (N,M)	R*4	}	Zeitstützpunkte der Anzahl $M \leq 50$ für die die Randbedingung N.
TAUXN(N,M)	R*4		
TAUXS(N,M)	R*4		
TAUT (N,M)	R*4		
PRB (N,M)	R*4 p	}	Funktionsstützpunkte, korrespondierend mit jeweils einer der oberen vier Angaben.
XNRB (N,L,M)	R*4 x_{ℓ}^*		
XSRB (N,L,M)	R*4 x		
TRB (N,L,M)	R*4 T		

Die letzten 8 Grössen werden durch die Karten 68 bis 72 eingegeben.

NRVSP(N)	I	Anzahl der Stützpunkte für die Angabe der Geschwindigkeiten.
TAUV(N,M)	R*4	

UERB(N,M) R*4 u-'east' Die Komponenten der Schwerpunkt-
 VNRB(N,M) R*4 v-'nord' geschwindigkeiten als Funktion
 WTRB(N,M) R*4 w-'top' der Zeit.

Die Angabe der Geschwindigkeitsrandbedingung erfolgt durch die Karten Nr.73 und 74, falls der Typ der Randbedingung es verlangt.
 In dieser Version des IVA2-Code wird nur die UERB-Komponente angegeben.

/I2SIZE/ IM I }
 JM I } Dimension des Problems - siehe Karte Nr.12.
 KM I }

/I2SPZ1/ ICORE1 I |
 ICORE2 I |
 JCORE1 I | Definition der Spaltzone. Angabe erfolgt
 JCORE2 I | durch die Karte Nr.31.
 KCORE1 I |
 KCORE2 I |

ICM I }
 JCM I } Koordinaten der Variablen, die nur inner-
 KCM I } halb der Spaltzone definiert sind (siehe
 z.B. Karte Nr.38-40).
 NRBE I Anzahl der Brennelemente in der Spaltzone
 - Eingabe - Karte Nr.32.
 NRBEIJ(I,J) I Anzahl der Brennelemente in einer verti-
 kalen Säule von Zellen innerhalb der
 Spaltzone, definiert durch (I,J). Wird
 in I2READ automatisch berechnet.

/I2SPZ2/ DBE R*4 }
 STEPBE R*4 } Zur Spaltzonengeometrie - siehe Eingabe -
 DELTAH R*4 } Karte Nr.31.
 DBS R*4 }

DWIRE R*4 Eingabe - Karte Nr.37.

WIREP R*4 Eingabe - Karte Nr.37.

DHEAT R*4 Eingabe - Karte Nr.33 bis 36.

QREACT R*4 Eingabe - Karte Nr.32.

QBS3M R*4 Mittlere Wärmequell-dichte im
Brennstoff.

FACR R*4
FACTH R*4 } Eingabe - Karte Nr.66,67.
FACZM R*4 }

/I2SPZ4/ QP3(I,J,K) R*4 \dot{q}_{BS}'' Wärmequell-dichte im Brennstoff in der
Zelle (I,J,K).

QP3KM(I,J,K) R*4 \dot{q}_{KM}'' Wärmequell-dichte im Kuehlmittel in der
Zelle (I,J,K).

QP2(I,J,K) R*4 \dot{q}_{BS}'' Wärmestrom-dichte an der Brennstabober-
fläche in der Zelle (I,J,K).

BETE(N,IC,
JC,
KC) R*4 Brennelementtemperatur in der Spaltzone:
 $1 \leq I \leq ICM$
 $1 \leq J \leq JCM$
 $1 \leq K \leq KCM$
N=1 Maximale Brennstofftemperatur.
2 Mittlere Brennstofftemperatur in der
ersten Schicht des Brennstoffes.
3 zweiten...
4 dritten...
5 vierten...
6 Mittlere Hüllentemperatur.
7 Oberflächentemperatur an dem Hüllen-
wand.

QP2QKR(I,J,K) R*4 Quotient der kritischen Wärmestrom-dichte
an der Hüllwandoberfläche zu der vorhan-
denen QP2.

/I2TITL/ TITLE(20) R*4 Eingabe - Karte Nr.10.

/I2VAR1/ P (I,J,K) R*4 p
XN (L,I,J,K) R*4 x_{ℓ}^*

XS (L,I,J,K) R*4 x_{ℓ} } Die beste Schätzung für die neue
 S (L,I,J,K) R*4 s_{ℓ} } Zeitebene.
 T (L,I,J,K) R*4 T_{ℓ} }
 AL (L,I,J,K) R*4 α_{ℓ}

PA (I,J,K) R*4 p_a |
 XNA(L,I,J,K) R*4 $x_{\ell a}^*$ |
 XSA(L,I,J,K) R*4 $x_{\ell a}$ | Alte Zeitebene.
 SA (L,I,J,K) R*4 $s_{\ell a}$ |
 TA (L,I,J,K) R*4 $T_{\ell a}$ |
 ALA(L,I,J,K) R*4 $\alpha_{\ell a}$ |

/I2VAR2/ U (I,J,K) R*4 u }
 V (I,J,K) R*4 v } Die beste Schätzung für die neue
 W (I,J,K) R*4 w } Zeitebe.
 UA(I,J,K) R*4 u_a }
 VA(I,J,K) R*4 v_a } Alte Zeitebene.
 WA(I,J,K) R*4 w_a }
 DU(I,J,K) R*4 Δu_{ℓ}
 DV(I,J,K) R*4 Δv_{ℓ} Die beste Schätzung für die neue
 DW(I,J,K) R*4 Δw_{ℓ} Zeitebene.

/I2VAR4/ RHO (I,J,K) R*4 ρ
 A (I,J,K) R*4 a
 TSA (L,I,J,K) R*4 $(\delta T_{\ell} / \delta s_{\ell})$
 RHOA(I,J,K) R*4 ρ_a
 TP (L,I,J,K) R*4 $(\delta T_{\ell} / \delta p_{\ell})$
 TXN (L,I,J,K) R*4 $(\delta T_{\rho} / \delta x_{\ell}^*)$

/I2VAR5/ RHOP (L,I,J,K) R*4 $(\delta \rho_{\ell} / \delta p_{\ell})$
 RHOS (L,I,J,K) R*4 $(\delta \rho_{\ell} / \delta s_{\ell})$
 RHOXN(L,I,J,K) R*4 $(\delta \rho_{\ell} / \delta x_{\ell}^*)$

/I2VEL1/ DIU(I,J,K) R*4 diu
 DIV(I,J,K) R*4 div
 DIW(I,J,K) R*4 diw

/OMEGA/	OMEGAV	R*4 =1. Diese Grössen sind als Relaxations-
	OMEGAP	R*4 =1. Parameter gedacht. In dieser Version
	OMEGAXS	R*4 =1. von IVA2 werden diese gleich Eins ge-
	OMEGAXN	R*4 =1. setzt - Karte Nr.11.
	OMEGAS	R*4 =1.
	OMEGAR	R*4 =1.
	ISORMX	I Anzahl der sukzessiven Relaxationsschritte, wonach entweder 'coarse-mesh-rebalancing' oder die nächste äussere Iteration er- folgt.
	ICORMX	I Anzahl der 'coarse-mesh-rebalancing' Schritte. Die beiden letzten Grössen werden in dieser Version von IVA2 gleich Eins gesetzt - Karte Nr.11.
/SAET/	TS	R*4 T'
	VW	R*4 v'
	VD	R*4 v''
	HW	R*4 h'
	HD	R*4 h''
	HWD	R*4 h''-h'
	SW	R*4 s'
	SD	R*4 s'' Sättigungsparameter.
	TSP	R*4 dT'/dp
	CPW	R*4 c _p '
	CPD	R*4 c _p ''
	EW	R*4 η'
	ED	R*4 η''
	LW	R*4 λ'
	LD	R*4 λ''
	SIGMAS	R*4 σ

CR (I,J,K)	R*4 c_r	} Reibungsbeiwerte.
CTH(I,J,K)	R*4 c_θ	
CZ (I,J,K)	R*4 c_z	
RGR (I,J,K)	R*4 RGR	
RGTH(I,J,K)	R*4 RGTH	Koeffizienten der Druckableitungen
RGZ (I,J,K)	R*4 RGZ	in den Impulsgleichungen.
BUP (I,J,K)	R*4 bup	
BVP (I,J,K)	R*4 bvp	Werden nicht verwendet in dieser
BWP (I,J,K)	R*4 bwp	Version von IVA2.
BUM (I,J,K)	R*4 bum	
BVM (I,J,K)	R*4 bvm	Koeffizienten in den Impulsglei-
BWM (I,J,K)	R*4 bwm	chungen.
ASS1(I,J,K)	R*4 a_1	Koeffizienten der Druckgleichung.
ASS2(I,J,K)	R*4 a_2	
ASS3(I,J,K)	R*4 a_3	
ASS4(I,J,K)	R*4 a_4	
ASS5(I,J,K)	R*4 a_5	
ASS6(I,J,K)	R*4 a_6	

/MASGEN/ XNMUE(L,I,J,K) R*4 Dx_{ℓ}^{*N}
 XSMUE(L,I,J,K) R*4 μ_{ℓ}
 DS (L,I,J,K) R*4 Ds_{ℓ}^N

/MATRI1/ CJM(I,J,K)	R*4 c_{J-1}	Koeffizienten der Poissongleichung.
CIM(I,J,K)	R*4 c_{I-1}	
CKM(I,J,K)	R*4 c_{K-1}	
C (I,J,K)	R*4 c	
CJP(I,J,K)	R*4 c_{J+1}	
CIP(I,J,K)	R*4 c_{I+1}	
CKP(I,J,K)	R*4 c_{K+1}	
D (I,J,K)	R*4 D	Rechte Seite der Poissongleichung.

/MATRI2/ AM(,) R*4 Bandmatrix des algebraischen Problems -
 siehe Kap.5.7 /185/.

BM() R*4 Vektor, enthaltend die rechten Seiten der
 Gleichungssysteme nach Kap.5.7 /185/.

0										
0										
1										
1	11	1	10	1	25	* ANFANGS U,V,W - VERTEILUNG				
1			*		U	0.00	0.00	0.	0.	0.
1		1					V		W	
3							0.		0.	
0.		1.				* ZEITLICHE LEISTUNGSÄNDERUNG				
10.0		1.				*				
10.01		1000000.				*				
12						* ES WERDEN 12 GRUPPEN VON RANDBEDINGUNGEN				
11	2	23	1			* ANGEGBEN 1.GRUPPE				
2	2	2	2							
0.		163.02E5								
1.		163.02E5								
0.			0.			0.		0.		
1.			0.			0.		0.		
0.			0.			1.		0.		
1.			0.			1.		0.		
0.		563.65				563.65		563.65		
1.		563.65				563.65		563.65		
10	2	23	2			* 2.GRUPPE				
2						* GESCHWINDIGKEITEN				
0.		0.								
10.		-7.427240								
11	4	23	1			3.GRUPPE				
2	2	2	2							
0.		163.02E5								
1.		163.02E5								
0.			0.			0.		0.		
1.			0.			0.		0.		
0.			0.			1.		0.		
1.			0.			1.		0.		
0.		563.65				563.65		563.65		
1.		563.65				563.65		563.65		
10	4	23	2			4.GRUPPE				
2						* GESCHWINDIGKEITEN				
0.		0.								
10.		-7.427240								
11	6	23	1			5.GRUPPE				
2	2	2	2							
0.		163.02E5								
1.		163.02E5								
0.			0.			0.		0.		
1.			0.			0.		0.		
0.			0.			1.		0.		
1.			0.			1.		0.		
0.		563.65				563.65		563.65		
1.		563.65				563.65		563.65		
10	6	23	2			6.GRUPPE				
2						* GESCHWINDIGKEITEN				
0.		0.								
10.		-7.427240								
11	8	23	1			7.GRUPPE				
2	2	2	2							
0.		163.02E5								
1.		163.02E5								

Anhang 3.2

T	T	T	T	1	1					
	1.E-03		1.0E+05		2.E-02		1.E-06	1.E-03	5.E-02	
9000.0		500.0		.0020000		3				
F	1.00E+06		1.00E+07		2	4	14			
FDWR	1300	MWT / KWU	RESTART	NR. 1						
	1.		1.00		1.		1.	1.	1.	1
3										
0.	1.									* ZEITLICHE LEISTUNGSÄNDERUNG
10.	1.									*
10.01	1000000.									*
12										* ES WERDEN 12 GRUPPEN VON RANDBEDINGUNGEN
11	2	23	1							* ANGEZEIGT 1.GRUPPE
2	2	2	2							
0.		163.02E5								
1.		163.02E5								
0.		0.		0.	0.					
1.		0.		0.	0.					
0.		0.		1.	0.					
1.		0.		1.	0.					
0.		563.65		563.65	563.65					
1.		563.65		563.65	563.65					
10	2	23	2							* 2.GRUPPE
2										* GESCHWINDIGKEITEN
0.		0.								
10.		-7.427240								
11	4	23	1							3.GRUPPE
2	2	2	2							
0.		163.02E5								
1.		163.02E5								
0.		0.		0.	0.					
1.		0.		0.	0.					
0.		0.		1.	0.					
1.		0.		1.	0.					
0.		563.65		563.65	563.65					
1.		563.65		563.65	563.65					
10	4	23	2							4.GRUPPE
2										* GESCHWINDIGKEITEN
0.		0.								
10.		-7.427240								
11	6	23	1							5.GRUPPE
2	2	2	2							
0.		163.02E5								
1.		163.02E5								
0.		0.		0.	0.					
1.		0.		0.	0.					
0.		0.		1.	0.					
1.		0.		1.	0.					
0.		563.65		563.65	563.65					
1.		563.65		563.65	563.65					
10	6	23	2							6.GRUPPE
2										* GESCHWINDIGKEITEN
0.		0.								
10.		-7.427240								

Anhang 3.3

```
//INR341A3 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,REGION=2999K,NOTIFY=INR341,
// MSGCLASS=H,TIME=(1,59)
//*MAIN LINES=15
// EXEC ASC
//A.SYSIN DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(TLEFT),DISP=SHR
// EXEC F7CL,PARM.C='NOMAP,DEBUG',PARM.L='LIST,MAP',LIB=DUMMY
//C.SYSIN DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(I2READ),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(RESTART),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(PLOTI),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(I2MAIN),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(I2STAZI),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(I2GES4),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(COEASS),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(ENTROP),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(CONCEN3),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(DICHTE1),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(POISON3),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(POISON4),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(POISON5),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(POISON6),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(BENEST),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(MECH3DR),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(HEATTRAN),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(I2STOFI),DISP=SHR
//      DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(MATRIA),DISP=SHR
//L.SYSLMOD DD DISP=SHR,UNIT=DISK,VOL=SER=BATOOC,
// DSN=INR341.IVA2001.LOAD,SPACE=(TRK,(60,10,2),RLSE),
// DCB=(RECFM=U,BLKSIZE=19069)
//L.SYSIN DD *
//  ENTRY MAIN
//  NAME IVA2001(R)
///*
//
```

Anhang 3.4

```
//INR341A3 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,REGION=1500K,NOTIFY=INR341,
// MSGCLASS=H,TIME=(,29)
//*MAIN LINES=10
// EXEC F7CL,PARM.C='NOMAP,DEBUG',PARM.L='LIST,MAP',LIB=DUMMY
//C.SYSIN DD DSN=TSO341.POOL2.FORT(HEATTRAN),DISP=SHR
//L.SYSLMOD DD DISP=SHR,UNIT=DISK,VOL=SER=BATOOC,
// DSN=INR341.IVA2001.LOAD,SPACE=(TRK,(30,10,2),RLSE),
// DCB=(RECFM=U,BLKSIZE=19069)
//L.INLOAD DD DSN=INR341.IVA2001.LOAD,DISP=SHR
//L.SYSIN DD *
//  INCLUDE INLOAD(IVA2001)
//  ENTRY MAIN
//  NAME IVA2001(R)
///*
```

Anhang 3.5

```
//INR341FD JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,TIME=(,29),NOTIFY=INR341,  
// MSGCLASS=H,REGION=2999K  
//*MAIN LINES=5  
// EXEC FGG,LIB=DUMMY,NAME=IVA2001  
//G.STEPLIB DD DSN=INR341.IVA2001.LOAD,DISP=SHR  
//G.FT06F001 DD DISP=SHR,DSN=INR341.OUTPUT.DATA  
//G.FT11F001 DD DISP=SHR,VOL=SER=BAT00J,UNIT=DISK,  
// SPACE=(TRK,(50,10),RLSE),DSN=INR341.RZUWPLO.DATA,  
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=3476)  
//G.FT13F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT00J,  
// SPACE=(TRK,(50,10),RLSE),DISP=SHR,DSN=INR341.RESTAR1.IVA2,  
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=23476)  
//G.SYSIN DD DSN=TSO341.DATEN1.DATA(FDWRO002),DISP=SHR  
//
```

Anhang 3.6

```
//INR341FD JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,TIME=(,29),NOTIFY=INR341,  
// MSGCLASS=H,REGION=2999K  
//*MAIN LINES=5  
// EXEC F7G,LIB=DUMMY,NAME=IVA2001  
//G.STEPLIB DD DSN=INR341.IVA2001.LOAD,DISP=SHR  
//G.FT06F001 DD DISP=SHR,DSN=INR341.OUTPUT.DATA  
//G.FT11F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT00J,  
// SPACE=(TRK,(50,10),RLSE),DISP=SHR,DSN=INR341.RZUWPLO.DATA,  
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=3476)  
//G.FT12F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT00J,  
// SPACE=(TRK,(50,10),RLSE),DISP=SHR,DSN=INR341.RESTAR1.IVA2,  
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=23476)  
//G.FT13F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT00J,  
// SPACE=(TRK,(50,10),RLSE),DISP=SHR,DSN=INR341.RESTAR2.IVA2,  
// DCB=(RECFM=VBS,BLKSIZE=23476)  
//G.SYSIN DD DSN=TSO341.DATEN1.DATA(FDWROOR2),DISP=SHR  
//
```

Anhang 3.7

```
//INR341VP JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,MSGCLASS=H
//* JOB.CNTL(VEPLO1)
/*MAIN LINES=20
// EXEC F7CLG,PARM.C='NOMAP,DEBUG(ARGCHK,UNDEF,SUBCHK)'
//C.SYSIN DD DSN=TSO341.JOB.CNTL(VEPLO),DISP=SHR
//G.FT01F001 DD DSN=INR341.RZUWPLO.DATA,DISP=SHR,UNIT=DISK,
// VOL=SER=BAT00J
//G.SYSIN DD *
  &INPUT RMASS=1.0,NPOLY=6,XPOLY=2.5,2.1,2.1,0.0,0.0,2.1,NAXIS=0,
  YPOLY=6.2,6.2,1.0,1.0,3.2,3.2,ZXAXIS=0.0,0.0,ZYAXIS=0.0,6.7,
  TEX1='FDWR - 1300 MWT' &END
// EXEC SVPLOT
```

Anhang 3.8

```
//INR341SS JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,REGION=2000K,  
// MSGCLASS=H,TIME=(2,00)  
// EXEC F7CLG,PARM.C='NOMAP,DEBUG(ARGCHK,UNDEF)'  
//C.SYSIN DD DSN=TSO341.JOB.CNTL(SASWRITE),DISP=SHR  
//L.SYSIN DD *  
  ENTRY MAIN  
//G.FT12F001 DD DSN=INR341.RESTAR0.IVA2,DISP=SHR,  
// UNIT=DISK,VOL=SER=BAT00J  
//G.FT30F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.Z.DATA  
//G.FT31F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.R.DATA  
//G.FT32F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.MASSJ2.DATA  
//G.FT33F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.MASSJ3.DATA  
//G.FT34F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.TEMPJ2.DATA  
//G.FT35F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.TEMPJ3.DATA  
//G.FT36F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.BETEM1J2.DATA  
//G.FT37F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.BETEM2J2.DATA  
//G.FT38F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.BETEM3J2.DATA  
//G.FT39F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.BETEM4J2.DATA  
//G.FT40F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.BETEM5J2.DATA  
//G.FT41F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.BETEM6J2.DATA  
//G.FT42F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.BETEM7J2.DATA  
//G.FT43F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.PRESSJ2.DATA  
//G.FT44F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,  
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.ZT.DATA  
//G.FT45F001 DD UNIT=DISK,VOL=SER=BAT000,DISP=SHR,
```

```
// SPACE=(TRK,(5,1),RLSE),DCB=(LRECL=80,BLKSIZE=3120,RECFM=FB),  
// DSN=INR341.RT.DATA  
//G.SYSIN DD *  
  &PLOADAT IZEIG(1)=1,IZEIG(2)=1,IZEIG(3)=1,IZEIG(4)=1,IZEIG(5)=1  
  &END  
/*  
//
```

Anhang 3.9

```
//INR341T1 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,NOTIFY=INR341,MSGCLASS=H,
// TIME=(,30),REGION=2500K
//*MAIN LINES=5
//*FORMAT PR,DDNAME=,FORMS=E
// EXEC SASGRAPH,OPTIONS='MACRO'
//PLOTTAPE DD DUMMY
//FT30F001 DD DSN=INR341.ZT.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT31F001 DD DSN=INR341.RT.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT32F001 DD DSN=INR341.BETEM1J2.DATA,DISP=SHR,
// VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
GOPTIONS DEVICE=VERSASA4 FTITLE=XSWISS GWAIT=1;
OPTIONS NOTEXT82 DQUOTE;
DATA Z;
INFILE FT30F001;
INPUT Z E15. @@;
IF Z ^=.;
LIST ;
DATA R;
INFILE FT31F001;
INPUT R E15. @@;
IF R ^=.;
LIST ;
DATA T7;
INFILE FT32F001;
INPUT T7 E15. @@;
IF T7 ^=.;
LIST ;
TITLE1 C=RED " IVA2/001 (FDWR-1300)";
RUN;
DATA ALL; MERGE R Z T7;
PROC PRINT;
GOPTIONS GWAIT=1;
PROC G3D ;
PLOT R*Z=T7/CAXIS=GREEN TILT= 80 ROTATE= 80 TO 90 BY 5 SIDE GRID
XTICKNUM=8 YTICKNUM=8 ZTICKNUM=10 CTOP=GREEN;
FOOTNOTE1 " MAX. BRENNELEMENT TEMPERATUR (K) J=2 &SYSDATE &SYSTIME";
RUN;
```

```
//INR341T7 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,NOTIFY=INR341,MSGCLASS=H,
// TIME=(,30),REGION=2500K
//*MAIN LINES=5
//*FORMAT PR,DDNAME=,FORMS=E
// EXEC SASGRAPH,OPTIONS='MACRO'
//PLOTTAPE DD DUMMY
//FT30F001 DD DSN=INR341.ZT.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT31F001 DD DSN=INR341.RT.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT32F001 DD DSN=INR341.BETEM7J2.DATA,DISP=SHR,
// VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
GOPTIONS DEVICE=VERSASA4 FTITLE=XSWISS GWAIT=1;
OPTIONS NOTEXT82 DQUOTE;
DATA Z;
INFILE FT30F001;
INPUT Z E15. @@;
```

```
IF Z  ^=.;
LIST  ;
DATA R;
INFILE FT31F001;
INPUT R E15. @@;
IF R  ^=.;
LIST  ;
DATA T7;
INFILE FT32F001;
INPUT T7 E15. @@;
IF T7 ^=.;
LIST  ;
TITLE1 C=RED  " IVA2/001 (FDWR-1300)";
RUN;
DATA ALL; MERGE  R Z T7;
PROC PRINT;
GOPTIONS GWAIT=1;
PROC G3D
;
PLOT R*Z=T7/CAXIS=GREEN TILT= 80 ROTATE= 80 TO  90 BY  5 SIDE GRID
      XTICKNUM=8 YTICKNUM=8 ZTICKNUM=10 CTOP=GREEN;
FOOTNOTE1  " HUELLENWANDTEMPERATUR (K) J=2      &SYSDATE &SYSTIME";
RUN;
```

```
//INR341P2 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,NOTIFY=INR341,MSGCLASS=H,
// TIME=(,30),REGION=2500K
//*MAIN LINES=5
//*FORMAT PR,DDNAME=,FORMS=E
// EXEC SASGRAPH,OPTIONS='MACRO'
//PLOTTAPE DD DUMMY
//FT30F001 DD DSN=INR341.Z.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT31F001 DD DSN=INR341.R.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT32F001 DD DSN=INR341.PRESSJ2.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
GOPTIONS DEVICE=VERSASA4 FTITLE=XSWISS GWAIT=1;
OPTIONS NOTEXT82 DQUOTE;
DATA Z;
INFILE FT30F001;
INPUT Z E15. @@;
IF Z  ^=.;
LIST  ;
DATA R;
INFILE FT31F001;
INPUT R E15. @@;
IF R  ^=.;
LIST  ;
DATA P;
INFILE FT32F001;
INPUT P E15. @@;
IF P  ^=.;
LIST  ;
TITLE1 C=RED  " IVA2/001 (FDWR-1300)";
RUN;
DATA ALL; MERGE  R Z P;
PROC PRINT;
GOPTIONS GWAIT=1;
PROC G3D
;
PLOT R*Z=P/CAXIS=GREEN TILT= 80 ROTATE= 10 TO  20 BY 10 SIDE GRID
```

```
XTICKNUM=8 YTICKNUM=4 ZTICKNUM=10 CTOP=GREEN;  
FOOTNOTE1 " DRUCK P(BAR) J=2, N.I.KOLEV - WWER &SYSDATE &SYSTIME";  
RUN;
```

```
//INR341T2 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,NOTIFY=INR341,MSGCLASS=H,  
// TIME=(,30),REGION=2500K  
//*MAIN LINES=5  
//*FORMAT PR,DDNAME=,FORMS=E  
// EXEC SASGRAPH,OPTIONS='MACRO'  
//PLOTTAPE DD DUMMY  
//FT30F001 DD DSN=INR341.Z.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
//FT31F001 DD DSN=INR341.R.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
//FT32F001 DD DSN=INR341.TEMPJ2.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
GOPTIONS DEVICE=VERSASA4 FTITLE=XSWISS GWAIT=1;  
OPTIONS NOTEXT82 DQUOTE;  
DATA Z;  
INFILE FT30F001;  
INPUT Z E15. @@;  
IF Z =.;  
LIST ;  
DATA R;  
INFILE FT31F001;  
INPUT R E15. @@;  
IF R =.;  
LIST ;  
DATA T;  
INFILE FT32F001;  
INPUT T E15. @@;  
IF T =.;  
LIST ;  
TITLE1 C=RED " IVA2/001 (FDWR-1300) ";  
RUN;  
DATA ALL; MERGE R Z T;  
PROC PRINT;  
GOPTIONS GWAIT=1;  
PROC G3D  
;   
PLOT R*Z=T/CAXIS=GREEN TILT= 80 ROTATE= 60 TO 90 BY 30 SIDE GRID  
XTICKNUM=8 YTICKNUM=8 ZTICKNUM=10 CTOP=GREEN;  
FOOTNOTE1 " WASSERTEMPERATUR T(K) J=2, N.I.KOLEV &SYSDATE &SYSTIME";  
RUN;
```

```
//INR341T3 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,NOTIFY=INR341,MSGCLASS=H,  
// TIME=(,30),REGION=2500K  
//*MAIN LINES=5  
//*FORMAT PR,DDNAME=,FORMS=E  
// EXEC SASGRAPH,OPTIONS='MACRO'  
//PLOTTAPE DD DUMMY  
//FT30F001 DD DSN=INR341.Z.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
//FT31F001 DD DSN=INR341.R.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
//FT32F001 DD DSN=INR341.TEMPJ3.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
GOPTIONS DEVICE=VERSASA4 FTITLE=XSWISS GWAIT=1;  
OPTIONS NOTEXT82 DQUOTE;  
DATA Z;  
INFILE FT30F001;  
INPUT Z E15. @@;
```

```
IF Z  ^=.;
LIST  ;
DATA R;
INFILE FT31F001;
INPUT  R E15. @@;
IF R   ^=.;
LIST  ;
DATA T;
INFILE FT32F001;
INPUT  T E15. @@;
IF T   ^=.;
LIST  ;
TITLE1 C=RED  " IVA2/001 (FDWR-1300) ";
RUN;
DATA ALL; MERGE  R Z T;
PROC PRINT;
GOPTIONS GWAIT=1;
PROC G3D
;
PLOT R*Z=T/CAXIS=GREEN TILT= 80 ROTATE= 60 TO  90 BY 30 SIDE GRID
      XTICKNUM=8 YTICKNUM=8 ZTICKNUM=10 CTOP=GREEN;
FOOTNOTE1 " WASSERTEMPERATUR (K) J=3, N.I.KOLEV &SYSDATE &SYSTIME";
RUN;
```

```
//INR341X2 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,NOTIFY=INR341,MSGCLASS=H,
// TIME=(,30),REGION=2500K
//*MAIN LINES=5
//*FORMAT PR,DDNAME=,FORMS=E
// EXEC SASGRAPH,OPTIONS='MACRO'
//PLOTTAPE DD DUMMY
//FT30F001 DD DSN=INR341.Z.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT31F001 DD DSN=INR341.R.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
//FT32F001 DD DSN=INR341.MASSJ2.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK
GOPTIONS DEVICE=VERSASA4 FTITLE=XSWISS GWAIT=1;
OPTIONS NOTEXT82 DQUOTE;
DATA Z;
INFILE FT30F001;
INPUT  Z E15. @@;
IF Z   ^=.;
LIST  ;
DATA R;
INFILE FT31F001;
INPUT  R E15. @@;
IF R   ^=.;
LIST  ;
DATA AL;
INFILE FT32F001;
INPUT  AL E15. @@;
IF AL  ^=.;
LIST  ;
TITLE1 C=RED  " IVA2/001 (FDWR-1300) ";
RUN;
DATA ALL; MERGE  R Z AL;
PROC PRINT;
GOPTIONS GWAIT=1;
PROC G3D
;
PLOT R*Z=AL/CAXIS=GREEN TILT= 80 ROTATE= 80 TO  90 BY  5 SIDE GRID
```

```
XTICKNUM=8 YTICKNUM=8 ZTICKNUM=10 CTOP=GREEN;  
FOOTNOTE1 "DAMPFVOLUMENANTEILE AL(-) J=2, N.I.KOLEV &SYSDATE &SYSTIME";  
RUN;
```

```
//INR341X3 JOB (0341,104,P6P3S),KOLEV,NOTIFY=INR341,MSGCLASS=H,  
// TIME=(,30),REGION=2500K  
//*MAIN LINES=5  
//*FORMAT PR,DDNAME=,FORMS=E  
// EXEC SASGRAPH,OPTIONS='MACRO'  
//PLOTTAPE DD DUMMY  
//FT30F001 DD DSN=INR341.Z.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
//FT31F001 DD DSN=INR341.R.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
//FT32F001 DD DSN=INR341.MASSJ3.DATA,DISP=SHR,VOL=SER=BAT000,UNIT=DISK  
GOPTIONS DEVICE=VERSASA4 FTITLE=XSWISS GWAIT=1;  
OPTIONS NOTEXT82 DQUOTE;  
DATA Z;  
INFILE FT30F001;  
INPUT Z E15. @@;  
IF Z ^=.;  
LIST ;  
DATA R;  
INFILE FT31F001;  
INPUT R E15. @@;  
IF R ^=.;  
LIST ;  
DATA AL;  
INFILE FT32F001;  
INPUT AL E15. @@;  
IF AL ^=.;  
LIST ;  
TITLE1 C=RED " IVA2/001 (FDWR-1300) ";  
RUN;  
DATA ALL; MERGE R Z AL;  
PROC PRINT;  
GOPTIONS GWAIT=1;  
PROC G3D ;  
PLOT R*Z=AL/CAXIS=GREEN TILT= 80 ROTATE= 60 TO 90 BY 30 SIDE GRID  
XTICKNUM=8 YTICKNUM=8 ZTICKNUM=10 CTOP=GREEN;  
FOOTNOTE1 "DAMPFVOLUMENANTEILE AL(-) J=3, N.I.KOLEV &SYSDATE &SYSTIME";  
RUN;
```

4. Konstitutive Gleichungen

4.1 Thermodynamische Zustandsgleichungen

Das Ziel dieses Abschnittes ist, die Berechnungsmethode zu zeigen, wie aus den thermodynamischen Zustandsgleichungen der einzelnen Komponenten innerhalb eines Geschwindigkeitsfeldes die thermodynamischen Zustandsgleichungen des jeweiligen Geschwindigkeitsfeldes berechnet werden.

Zunächst erinnern wir an die Definitionen der Massenkonzentrationen $x_{\ell N}^*$ der inerten Komponenten N innerhalb eines Geschwindigkeitsfeldes ℓ

$$x_{\ell N}^* = \frac{\alpha_{\ell N} \rho_{\ell N}}{\alpha_{\ell} \rho_{\ell}} \quad (\triangleq x_{\ell}^*)$$

Da für die Gasphase der Satz von Dalton gilt, d.h.

$$\alpha_{1N} = \alpha_1$$

vereinfacht sich die Definition für x_{1N}^* zu

$$x_{1N}^* = \frac{\rho_{1N}}{\rho_1} \quad (\triangleq \frac{\rho_L}{\rho_G} \triangleq x_L^*)$$

wobei

$$\rho_G = \rho_L + \rho_D$$

ist.

Für die Massenkonzentration der festen Phase haben wir

$$x_{2N}^* \triangleq x_{FB}^* = \frac{\alpha_{FB} \rho_{FB}}{\alpha_F \rho_F} = \frac{1/\rho_F}{1/\rho_{FB} - 1/\rho_{FF}}$$

$$x_{3N}^* = x_{TB}^* = \frac{\alpha_{TB} \rho_{TB}}{\alpha_T \rho_T} = \frac{1/\rho_T - 1/\rho_{TF}}{1/\rho_{TB} - 1/\rho_{TF}}$$

Dabei sind die Dichten des Gemisches $\rho_{2,3}$ ($\rho_{F,T}$) wie folgt definiert

$$\rho_2 \triangleq \rho_F = (\alpha_{FB} \rho_{FB} + \alpha_{FF} \rho_{FF}) / \alpha_F$$

$$\rho_3 \triangleq \rho_T = (\alpha_{TB} \rho_{TB} + \alpha_{TF} \rho_{TF}) / \alpha_T$$

oder

$$\frac{1}{\rho_F} = \frac{x_{FB}^*}{\rho_{FB}} + \frac{1-x_{FB}^*}{\rho_{FF}}$$

$$\frac{1}{\rho_T} = \frac{x_{TB}^*}{\rho_{TB}} + \frac{1-x_{TB}^*}{\rho_{TF}}$$

Wenn man die Massenkonzentration der festen Phase, die Dichten der beiden Komponenten und den Volumenanteil des Feldes kennt, läßt sich der Volumenanteil der festen Phase leicht berechnen zu

$$\alpha_{\ell N} = \alpha_{\ell} x_{\ell N}^* \frac{\rho_{\ell}}{\rho_{\ell N}}, \quad \ell=2,3$$

Wir sehen, eine Änderung von $x_{\ell N}^*$ im Bereich $0 \leq x_{\ell N}^* \leq 1$ hat eine Änderung von $\alpha_{\ell N}$ im Bereich $0 \leq \alpha_{\ell N} \leq \alpha_{\ell}$ zur Folge.

Die Zustandsgleichungen werden in der Form

$$\rho_{\ell} = \rho_{\ell}(p, s_{\ell}, x_{\ell}^*)$$

verwendet. Die Differentialform der Zustandsgleichungen ist

$$d\rho_{\ell} = \frac{d\rho_{\ell}}{dp} dp + \frac{\delta\rho_{\ell}}{\delta s_{\ell}} ds_{\ell} + \frac{\delta\rho_{\ell}}{\delta x_{\ell}^*} dx_{\ell}^*$$

Die Herleitung der Zustandsgleichungen ist im Anhang 4.2 angegeben. Tabelle 4.1.1 enthält nur die Ergebnisse der Herleitung. Die Ableitungen für das dritte Geschwindigkeitsfeld erhält man indem T anstatt F als Index genommen wird. Es soll erwähnt werden, daß alle Größen in Tabelle 4.1.1 Funktionen von $(x_{\ell N}^*, T_{\ell}, p)$ und nicht direkt Funktionen von $(x_{\ell N}^*, s_{\ell}, p)$ sind. Das erweist sich als notwendig, da die Annahme "Temperaturgleichheit innerhalb des Geschwindigkeitsfeldes" gilt.

Die Sättigungstemperatur des Wassers als Funktion des Druckes und der Sättigungsdruck als Funktion der Temperatur werden nach Anhang 4.9 berechnet. Um Konsistenz mit den restlichen Zustandsgleichungen für Wasser-Wasserdampf zu erhalten, werden die restlichen Größen durch die entsprechenden Approximationen berechnet, wobei eine der abhängigen Variablen (p, T) sich im Sättigungszustand befindet.

Tabelle 4.1.1 Substantielle Ableitungen

Y	$(\delta Y/\delta p)_{T_G, x_L^*}$	$(\delta Y/\delta T_G)_{p, x_L^*}$	$(\delta Y/\delta x_L^*)_{p, T_G}$
P_L	$x_L^* R_L T_G \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D} / Z$	$x_L^* R_L \rho_G (1-x_L^*) + T_G \frac{\delta \rho_D}{\delta T_G} / Z$	$\rho_G R_L T_G / Z$
$x_L^*=0$	0	0	$\rho_G R_L T_G$
$x_L^*=1$	1	$\frac{\delta \rho_D / \delta T_G}{\delta \rho_D / \delta p_D} \approx 0$	$\rho_G / \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}$
ρ_G	$\frac{\delta \rho_D}{\delta p_D} / Z$	$(\frac{\delta \rho_D}{\delta T_G} - x_L^* \rho_L R_L \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}) / Z$	$\rho_G (1 - R_L T_G \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}) Z$
$x_L^*=0$	$\frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}$	$\frac{\delta \rho_D}{\delta T_G}$	$\rho_G (1 - R_L T_G \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D})$
$x_L^*=1$	$\frac{1}{R_L T_G}$	$-\frac{\rho_G}{T_G}$	$\rho_G (\frac{1}{\delta \rho_D} - 1) R_L T_G \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}$
$Z = 1 - x_L^* (1 - R_L T_G \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D})$			
$(\delta \rho_G / \delta p)_{s_G, x_L^*} = 1/a_G^2$		$(\delta \rho_G / \delta s_G)_{p, x_L^*}$	$(\delta \rho_G / \delta x_L^*)_{p, s_G}$
$\rho_G \frac{\delta \rho_G}{\delta p} - \frac{\delta \rho_G}{\delta T_G} \frac{\rho_G \delta h_G}{\rho_G c_{pG}} - 1$		$\frac{\delta \rho_G}{\delta T_G} \frac{T_G}{c_{pG}}$	$(\frac{\delta \rho_G}{\delta x_L^*})_{p, T_G} - \frac{\delta \rho_G}{\delta T_G} \frac{T_G}{c_{pG}} \frac{\delta s_G}{\delta x_L^*}$
$\frac{\delta s_G}{\delta x_L^*} = s_L - s_D - \frac{1-x_L^* \delta h_D \delta p_L}{T_G \delta p_D \delta x_L^*}$		$c_{pG} = x_L^* c_{pL} + (1-x_L^*) (c_{pD} - \frac{\delta h_D \delta p_L}{\delta p_D \delta T_G})$	$\frac{\delta h_G}{\delta p} = (1-x_L^*) \frac{\delta h_D}{\delta p_D} (1 - \frac{\delta p_L}{\delta p})$
$(\delta \rho_F / \delta p)_{s_F, x_{FB}^*} = 1/a_F^2$		$(\delta \rho_F / \delta s_F)_{p, x_{FB}^*}$	$(\delta \rho_F / \delta x_{FB}^*)_{p, s_F}$
$\rho_F (1-x_{FB}^*) \frac{\rho_F}{\rho_{FF}} (\frac{\delta \rho_{FF}}{\delta p} - \frac{\delta \rho_{FF}}{\delta T_F} \frac{\delta h_{FF}}{\rho_{FF} c_{pF}} - 1)$		$(1-x_{FB}^*) \frac{\rho_F}{\rho_{FF}} \frac{\delta \rho_{FF}}{\delta T_F} \frac{T_F}{c_{pF}}$	$\rho_F (\frac{1}{\rho_{FF}} - \frac{1}{\rho_{FB}}) - (1-x_{FB}^*) \frac{\rho_F}{\rho_{FF}} \frac{\delta \rho_{FF}}{\delta T_F} \frac{T_F}{c_{pF}} \frac{\delta s_F}{\delta x_{FB}^*}$
$\frac{\delta s_F}{\delta x_{FB}^*} = s_{FB} - s_{FF}$		$c_{pF} = x_{FB}^* c_{pFB} + (1-x_{FB}^*) c_{pFF}$	$\frac{\delta h_F}{\delta p} = (1-x_{FB}^*) \frac{\delta h_{FF}}{\delta p}$

4.2. Transportgrößen

Die Berechnung der Transportgrößen der Gaskomponenten erfolgt nach den in Anhang 4.4,5 gegebenen Approximationen. Die Diffusionskonstante vom Luft-Dampfgemisch berechnen wir wie folgt:

$$D_{DL} = 1.732E-9 \cdot T_G^{1.685} \quad T_G < 400$$

$$D_{DL} = 5.385E-10 \cdot T_G^{1.88} \quad T_G > 400$$

Die dynamische Zähigkeit des Luft-Dampfgemisches setzt sich aus den Zähigkeiten der Komponenten wie folgt zusammen:

$$\eta_G = \frac{x_{DMOL} \eta_D}{x_{DMOL} + x_{LMOL} \phi_{DL}} + \frac{x_{LMOL} \eta_L}{x_{LMOL} + x_{DMOL} \phi_{LD}}$$

Dabei sind

$$x_{DMOL} = \frac{x_D^* M_{cL}}{x_D^* M_{cL} + x_L M_{cD}} \quad ; \quad x_{MOL} = 1 - x_{DMOL}$$

die Molkonzentrationen, wobei M_{cL} bzw. M_{cD} die Molgewichte beider Komponenten sind. Die ϕ -s werden wie folgt berechnet:

$$\phi_{DL} = \left[1 + \left(\frac{M_{cL}}{M_{cD}} \right)^{1/4} \left(\frac{\eta_D}{\eta_L} \right)^{1/2} \right]^2 / (8 + 8M_{cD}/M_{cL})^{1/2}$$

$$\phi_{LD} = \left[1 + \left(\frac{M_{cD}}{M_{cL}} \right)^{1/4} \left(\frac{\eta_L}{\eta_D} \right)^{1/2} \right]^2 / (8 + 8M_{cL}/M_{cD})^{1/2}$$

Analogerweise wird die Wärmeleitfähigkeit des Gasgemisches

$$\lambda_G = \dots\dots$$

berechnet, wobei die η -Variablen durch λ -Variablen zu ersetzen sind. Damit läßt sich die Prandtl-Zahl des Gemisches

$$Pr_G = c_{rG} \eta_G / \lambda_G$$

berechnen.

Die Transportgrößen des flüssigen Wassers werden wie in Anhang 4.7 berechnet, wobei für die Viskosität des Gemisches Flüssigkeit - feste Phase einfach die Viskosität der Flüssigkeit gesetzt wurde. Die Wärmeleitfähigkeit des Gemisches wird wie folgt berechnet:

$$\lambda_F = x_B^* \lambda_B + (1 - x_B^*) \lambda_{FF}$$

Damit ist die modifizierte Prandtl-Zahl

$$Pr_F = c_{pF} \eta_F / \lambda_F$$

Dieser Abschnitt der Berechnung ist verbesserungsbedürftig.

4.3 Entscheidungskriterien für die Identifikation der Strömungsformen. Entrainment und Deposition.

Die erwarteten Strömungsformen sind in der Tabelle 4.3.1 zusammengefaßt. Einige davon lassen sich aus den Werten von x_{ℓ} und x_{ℓ}^* direkt identifizieren. Das betrifft die Regime 1, 2, 9 bis 17. Die restlichen Regime gelten praktisch für zwei Geschwindigkeitsfelder. Für deren Identifikation gehen wir von der Hypothese aus, daß die vertikale Geschwindigkeitskomponente dominierend ist und die jeweilige Strömungsform entscheidend bestimmt. Es mag sein, daß dies nicht die beste Wahl ist und in der Zukunft verbessert werden muß. In Übereinstimmung mit dieser Hypothese verwenden wir die von Ishii /136/ entwickelten Korrelationen:

a) Für die Blasenströmung:

$$\alpha_G < 0.3$$

b) Für die Kolbenströmung:

$$0.3 < \alpha_G < \alpha_m$$

$$\alpha_m = 1 + 0.813 \left\{ \frac{0.2 \left[1 - \left(\frac{\rho_G}{\rho_F} \right)^{1/2} \right] |j| + 0.35b}{|j| + 0.75 b b_1} \right\}^{0.75}$$

$$j = \alpha_G w_G + (1 - \alpha_G) w_F$$

$$b = \left[(\rho_F - \rho_G) g D_{hy} / \rho_F \right]^{1/2} ; \quad b_1 = \left[\frac{(\rho_F - \rho_G) g D_{hy}^3}{2 \eta_F / \rho_F} \right]^{1/18}$$

c) Für die Schaumströmung:

$$(\alpha_m < \alpha_G) \text{ und } \left\{ (D_{hy} < D_{hyc} \text{ und } w_G < w_{G1}) \text{ oder} \right.$$

$$\left. (D_{hy} > D_{hyc} \text{ und } w_G < w_{G2}) \right\}$$

wobei

$$w_{G1} = (1 - 0.1/\alpha_G) \left[(\rho_F - \rho_G) g D_{hy} / \rho_G \right]^{1/2}$$

$$b_5 = 1. / \left[g(\rho_F - \rho_G) / \sigma_F \right]^{1/2}$$

$$N\eta_F = \eta_F / \left[\rho_F \sigma_F b_5 \right]^{1/2}$$

$$C_o = 1.2 - 0.2(\rho_G / \rho_F)^{1/2}$$

$$D_{hyc} = b_5 / \left[N\eta_F^{0.4} \left(\frac{1 - 0.1C_o}{C_o} \right)^2 \right]$$

$$w_{G2} = \left[\sigma_F g (\rho_F - \rho_G) / \rho_G^2 \right]^{1/4} / (\alpha_G N\eta_F^{0.2})$$

d) Schaumströmung mit Entrainment kann entstehen bei

$$(D_{hy} > D_{hy} \text{ und } |w_G| > w_{G3}) \quad (\text{Kataoka - Ishii /141/})$$

wobei

$$w_{FS} = (\alpha_F w_F + \alpha_T w_T) / (1 - \alpha_G)$$

$$Re_{FS} = \rho_F (1 - \alpha_G) |w_{FS}| D_{hy} / \eta_F$$

$$Re_{FS} > 1635 \quad b_8 = N\eta_F^{0.8}$$

$$Re_{FS} < 1635 \quad b_8 = 11.78 N\eta_F^{0.8} / Re_{FS}^{1/3}$$

$$w_{G3} = b_8 \sigma_F / \left[\eta_F \alpha_G \left(\frac{\rho_G}{\rho_F} \right)^{1/2} \right]$$

e) Für das Vorhandensein muß folgende Bedingung erfüllt werden:

$$(\alpha_m < \alpha_G) \text{ und .NOT. } \left[(D_{hyg} < D_{hyc} \text{ und } w_G < w_{G1}) \text{ oder } (D_{hy} > D_{hyc} \text{ und } w_G < w_{G2}) \right]$$

f) Filmströmung mit Versprühen (Entrainment) kann entstehen bei

$$w_G > w_{G3}$$

Falls ein Tröpfchengeschwindigkeitsfeld vorhanden ist, so existiert immer eine Tröpfchenablagerung (Deposition) auf die Wände oder an die Flüssigkeit, die die Wände benetzt. Die transportierte Masse pro Volumeneinheit des Gemisches und pro Zeiteinheit ist nach Paleev /134/:

$$\mu_{TF} = \dot{d} \cdot \bar{a}_{GF} \quad , \quad \alpha_T > 0.0001$$

wobei

$$\dot{d} = \frac{\eta_T}{D_{hy}} 0.022 \left(\frac{\eta_G}{\eta_T} \right)^{0.26} (Re_{FS} - Re_F)^{0.74}$$

\bar{a}_{GF} ist die gemeinsame Oberfläche Gas/Film

$$\bar{a}_{GF} = 4(1-\alpha_F)^{1/2}/D_{hy}$$

Die von nicht tröpfchenförmiger Flüssigkeit in Form von Tröpfchen abgerissene Masse pro Volumeneinheit des Gemisches und Zeiteinheit wird wie folgt berechnet

$$\mu_{FT} = \epsilon \cdot \dot{a}_{GF}$$

Kataoke und Ishii /141/ unterscheiden zwei Entrainmentmechanismen:

a) Einlauffilm

$$Re_F > Re_{FU}$$

$$Re_F = \max(Re_{FU}, 1.)$$

$$\epsilon = \frac{\eta_F}{D_{hy}} \left[\frac{1.2 \cdot 10^3 (Re_F - Re_{FU})^2}{Re_{FS}^{1/2} Re_{FU}^{1/4} We^{1.5}} + 6.6 \cdot 10^{-7} Re_{FS}^{0.74} Re_F^{0.185} We^{0.925} \left(\frac{\eta_G}{\eta_F}\right)^{0.26} \right]$$

b) Ausgebildete Ringströmung

$$Re_F < Re_{FU} \quad Re > 160.$$

$$\epsilon = 6.6 \cdot 10^{-7} Re_{FS}^{0.74} Re_F^{0.185} We^{0.925} \left(\frac{\eta_G}{\eta_F}\right)^{0.26}$$

Die dabei benötigten Größen werden wie folgt definiert:

$$w_{FS} = (\alpha_F w_F + \alpha_T w_T)(1 - \alpha_G)$$

$$Re_{FS} = \rho_F (1 - \alpha_G) |w_{FS}| D_{hy} / \eta_F \quad \text{Totale Flüssigkeits-Reynoldszahl}$$

$$We = \rho_G (\alpha_G w_G)^2 D_{hy} \left(\frac{\rho_F - \rho_G}{\rho_G}\right)^{1/3} / \sigma_F \quad \text{Weber Zahl}$$

$$E_n = \tanh(7.25 \cdot 10^{-7} We^{1.25} Re_{FS}^{1/4})$$

$$Re_{FU} = Re_{FS} (1 - E_n) \quad \text{Gleichgewichtsfilm-Reynoldszahl}$$

$$Re_F = \rho_F \alpha_F |w_F| D_{hy} / \eta_F \quad \text{Film Reynoldszahl}$$

Die Anwendung insbesondere der Korrelation für den Einlauffilm ist an eine bestimmte experimentelle Geometrie gebunden. Deswegen muß man für die konkrete Anwendung sich immer überlegen, ob diese Anwendung gerechtfertigt werden kann. Im Gegensatz dazu ist die Anwendung der Korrelation für eine ausgebildete Strömung relativ problemlos.

Tabelle 4.3.1 Strömungsformen

Nr	Strömungsregime	Δw_{ρ}	x_L^*	x_{FB}^*	x_{TB}^*	x_G	x_F	x_T
1	reine Flüssigkeitsströmung	0	0	X	0	0	1	0
	Flüssigkeit und feste Partikel	/141/						
2	feste Partikel: - ungestört		0	0	1	0	X	X
3	- gestört		0	0	1	0	X	X
	Blasenströmung	/158/						
4	Blasen: - ungestört		X	X	0	X	X	0
5	- gestört		X	X	0	X	X	0
6	Kolbenströmung (Pfropfenströmung)	/159/	X	X	0	X	X	0
7	Schaumströmung	/141/	X	X	0	X	X	0
8	Filmströmung	/138/	X	X	0	X	X	0
	Filmströmung mit tröpfchenbeladenem Gaskern	/141/						
9	Tröpfchen: - ungestört		X	X	X	X	X	X
10	- gestört		X	X	X	X	X	X
	Filmströmung mit festen Partikeln tragenden Gaskern	/141/						
11	feste Partikel: - ungestört		X	X	1	X	X	X
12	- gestört		X	X	1	X	X	X
	Tröpfchenströmung	/141/						
13	Tröpfchen: - ungestört		X	0	X	X	0	X
14	- gestört		X	0	X	X	0	X
	Gas und festen Partikeln	/141/						
15	feste Partikel: - ungestört		X	0	1	X	0	X
16	- gestört		X	0	1	X	0	X
17	reine Gasströmung	0	X	0	0	X	0	0
18	geschichtete Strömung	/168/	X	X	0	X	X	0
19	geschichtete Wellenströmung	/168/	X	X	0	X	X	0
20	geschichtete Strömung nach der Siedekrise		X	X	0	X	X	0

4.4. Berechnung der Diffusionsgeschwindigkeiten

Als Ergebnis der Integration des Differentialgleichungssystems von /185, Tabelle 3.1.1 und 3.2.4/erhalten wir unter anderem die drei Komponenten der Geschwindigkeiten u , v , w des Massenschwerpunktes des Gemisches. Die Berechnung der Diffusionsgeschwindigkeit zeigen wir anhand eines Beispiels für die z - Richtung.

4.4.1 Zwei Geschwindigkeitsfelder

Falls nach den Kriterien des vorhergehenden Kapitels entschieden wurde, daß eine Strömung nur aus zwei Geschwindigkeitsfeldern besteht, z.B.

- Blasenströmung oder
- Kolbenströmung oder
- Schaumströmung oder
- Filmströmung,

so lassen sich aus bekannten Driftfluxkorrelationen die Driftfluxparameter

$$C_0 \text{ und } V_{gj}$$

berechnen. Damit können die Geschwindigkeiten der beiden Felder berechnet werden - siehe Tabelle 4.4.1 - und somit die Diffusionsgeschwindigkeiten

$$\Delta w_F = w_F - w$$

$$\Delta w_G = w_G - w$$

Zur Zeit bestehen zwei Möglichkeiten, die Driftfluxparameter zu berechnen: entweder nach Korrelationen, gewonnen aus Experimenten direkt für eine konkrete Form, oder nach sogenannten Universalkorrelationen. Einige der in IVA2 verwendeten Optionen sind in der Tabelle 4.4.1 angegeben.

4.4.2 Drei Geschwindigkeitsfelder

Falls drei Geschwindigkeitsfelder gleichzeitig vorhanden sind, so sind dies in IVA2 per Definition Gas/Film/Tröpfchen. Zunächst wird die Tröpfchengröße nach Ishii /141/ berechnet:

$$d_T = 0.01 \frac{\sigma_T \rho_G}{(x_{G,G})^2} \text{Re}_G^{2/3} \left(\frac{\rho_T}{\rho_G} \right)^{1/3} \left(\frac{\eta_G}{\eta_T} \right)^{1/3}$$

wobei

$$\text{Re}_G = \alpha_G \rho_G w_G D_{hy} / \eta_G$$

Der Tröpfchendurchmesser darf in IVA2 nur folgende Werte

$$0.0001 < d_T < 0.002$$

annehmen. Damit läßt sich nach Ishii /141/ die relative Geschwindigkeit zwischen Gas und Tröpfchen berechnen:

$$\Delta w \hat{=} w_G - w_T = \frac{d_T}{4} \left\{ \frac{[g(\rho_T - \rho_G)]^2}{\eta_G \rho_G} \right\}^{1/3} (1 - \alpha_d)^{1.5}$$

Dabei ist α_d der von den Tröpfchen besetzte Volumenanteil nur in Gas-Tröpfchenstruktur:

$$\alpha_d = \alpha_T / (1 - \alpha_F)$$

Weiter wird die Flüssigkeitgeschwindigkeit so berechnet, als bestehe die Strömung nur aus einem Kernbereich und einem Film, wobei der Kernbereich Tröpfchen und Gas zusammenfaßt:

$$\alpha_{core} = \alpha_T + \alpha_G$$

$$\rho_{core} = \alpha_d \rho_T + (1 - \alpha_d) \rho_G$$

Die Driftfluxparameter für den Kernbereich/Filmstruktur berechnen wir nach Ishiis Vorschlag mit Hilfe der in Tabelle 4.4.1 angegebenen Gleichungen für die Ringströmung, wobei die Gasparameter durch die Parameter des Kernbereiches zu ersetzen sind.

$$C_{ocore} = 1 + \frac{\alpha_F}{\alpha_{core} + \left[\frac{(1 + 75\alpha_F) \rho_{core}}{\alpha_{core}^{1/2} \rho_F} \right]^{1/2}}$$

$$V_{corej} = (C_{ocore} - 1) \left[\frac{(\rho_F - \rho_{core}) D_{hy} 9.81 \alpha_F}{\rho_F 0.015} \right]^{1/2}$$

Damit läßt sich die Filmgeschwindigkeit berechnen

$$w_F = \frac{\rho w (1 - \alpha_{core}) C_{ocore} - \alpha_{core} \rho_{core} V_{corej}}{(1 - \alpha_{core}) [\rho_F (1 - \alpha_{core}) C_{ocore} + \alpha_{core} \rho_{core} C_{ocore}]}$$

Aus der Definitionsgleichung der Mischungsgeschwindigkeit

$$\rho w = \sum \alpha_{\ell} \rho_{\ell} w_{\ell}$$

läßt sich die Gasgeschwindigkeit

$$w_G = (\rho w - \alpha_F \rho_F w_F + \alpha_T \rho_T \Delta w) / (\alpha_G \rho_G + \alpha_T \rho_T)$$

und damit die einzelnen Diffusionsgeschwindigkeiten

$$\Delta w_{\ell} = w - w_{\ell}$$

berechnen.

In dem Grenzfall, wo kein Film vorhanden ist, läßt sich die Gasgeschwindigkeit wie folgt berechnen:

$$w_G = (\rho w + \alpha_T \rho_T \Delta w) / (\alpha_G \rho_G + \alpha_T \rho_T)$$

Ähnlich wird der Fall behandelt, wo die Gasphase feste Partikel transportiert oder der Fall, wo innerhalb des Filmfeldes ein "Tröpfchenfeld", bestehend nur aus festen Partikeln, mittransportiert wird. In beiden Fällen sind die Teilchengrößen d_{BT} und d_{BF} Eingabedaten für IVA2.

Für die Diffusionsgeschwindigkeiten in den horizontalen Richtungen werden zur Zeit Nullen gesetzt. Dieses Element der Modellierung in IVA2 soll in Zukunft verbessert werden.

Tabelle 4.4.1 Driftfluxparameter für zwei Geschwindigkeitsfelder

$$w_F = \frac{\rho_W(1-\alpha_G Co) - \alpha_G \rho_G V_{gj}}{(1-\alpha_G) |\rho_F(1-\alpha_G Co) + \alpha_G \rho_G Co|}$$

$$w_G = \frac{[\rho_W - (1-\alpha_G)\rho_F w_F]}{(\alpha_G \rho_G)} ; \quad V_{gj} = V_{gj}^* V_k \cdot V_k = \left[\frac{\sigma g (\rho_F - \rho_G)}{\rho_F^2} \right]^{1/4}$$

Co V_{gj}^*

Universelle Driftfluxkorrelation von Chexel-Lellouche / 96 /:

$$L / [Ao + (1-Ao)\alpha_G^{Bo}]$$

$$1.41(1-\alpha_G)^{\bar{k}_1} C_2 C_3 C_4$$

wobei

$$Bo = (1 + 1.57 \rho_G / \rho_F) / (1 - k_1)$$

$$\bar{k}_1 = k_1 \quad Re_G \geq 0. \\ = 0.5 \quad Re_G < 0.$$

$$L = [1 - \exp(-C_1 \alpha_G)] / [1 - \exp(-C_1)]$$

$$C_1 = 4p_{kr}^2 / [p(p_{kr} - p)]$$

$$C_2 = 1 \quad C_5 \geq 1 \\ = 1 / [1 - \exp(-C_6)] \quad C_5 < 1$$

$$Ao = k_1 + (1 - k_1) (\rho_G / \rho_F)^{1/4}$$

$$C_5 = 150 (\rho_G / \rho_F)^{1/2}$$

$$k_1 = \min(0.8, A_1)$$

$$C_6 = C_5 / (1 - C_5)$$

$$A_1 = 1 / [1 + \exp(-Re / 60\,000)]$$

$$Re = Re_G \quad Re_G > Re_F \text{ oder } Re_G < 0$$

$$C_3 = \max[0.5, 2 \exp(-\frac{Re_F}{60\,000})]$$

$$Re = Re_F \quad Re_G \leq Re_F$$

für $Re_F \geq 0$.

$$Re_F = \frac{\alpha_F \rho_F w_F D_h}{\eta_F}, \quad Re_G = \frac{\alpha_G \rho_G w_G D_h}{\eta_G}$$

$$C_3 = \min \left\{ 10, 2 \exp \left[- \frac{Re_F}{140\,000} \cdot \left(\frac{D_1}{D_h} \right)^{2.25} \right]^{0.3} \right\}$$

für $Re_F < 0$.

$$D_1 = 0.0381, \quad D_2 = 0.09144$$

$$C_4 = 1 \quad C_7 \geq 1 \\ = 1 / [1 - \exp(-C_8)] \quad C_7 < 1$$

$$C_7 = (D_2 / D_h)^{0.6}$$

$$C_8 = \frac{C_7}{1 - C_7}$$

Tabelle 4.4.1 Fortsetzung

Co

Universelle Driftfluxkorrelation von Holmes /109/:

$$1/ [A_0 + (1-A_0)\alpha_G^{B_0}]$$

$$V_{gj} = \frac{(1-\alpha_G C_0) C_0 K(\alpha_G) V_K}{\left(\frac{\rho_g}{\rho_f}\right)^{1/2} \alpha_G C_0 + 1 - \alpha_G C_0}$$

$$A_0 = 1 - 0,328(1-\bar{p}/3206,2)F^2$$

$$0 \leq \alpha_G \leq \alpha_1$$

$$B_0 = B_1 B_2 / [1 + F(B_2 - 1)]$$

$$K(\alpha_G) = 1,53 C_0$$

$$B_1 = 2,94 + 0,159(\bar{p}/1000) + 0,407(\bar{p}/1000)^2$$

$$B_2 = (\rho_F/\rho_G)^{1/2}$$

$$\alpha_1 < \alpha_G < \alpha_2$$

$$F = \exp(-3|\bar{G}|/G_{HS})$$

$$K(\alpha_G) = \frac{(1,53/C_0)(\alpha_2 - \alpha_G)^2 + Ku(\alpha_G - \alpha_1)^2}{(\alpha_2 - \alpha_G)^2 + (\alpha_G - \alpha_1)^2}$$

$$G_{HS} = |x_G G_2^{-2} + (1-x_G)G_1^{-2}|^{-1/2}$$

$$\alpha_2 \leq \alpha_G \leq 1$$

$$G_1 = 251,7 + 105,3\bar{p}^{1/2} + 3,766\bar{p}$$

$$K(\alpha_G) = Ku$$

$$G_2 = -4,8 + 6650\rho_G/\rho_F + 3,45\bar{p}^{1/2} + 2,909\bar{p}$$

$$Ku = w_G/V_K$$

$$\bar{p} = p/0,204812$$

$$D^* = \frac{D_h}{\left[\frac{\sigma}{g(\rho_F - \rho_G)}\right]^{1/2}} \quad Ku = Ku(D^*)$$

$$\bar{G} = G/1,4504 \cdot 10^{-4}$$

≤ 2	0
4	1
10	2,1
14	2,5
20	2,8
28	3,0
≥ 50	3,2

α_1 Übergang Blasen-Ringströmung

α_2 Übergang Pfropfen-Schichtstr.

z.B. $\alpha_1 = 0,18$, $\alpha_2 = 0,45$

Tabelle 4.4.1 Fortsetzung

Co V_{gj}^*

Lellouche /158/, Blasenströmung, Schaumströmung

$$1 / \left[A_o + (1 - A_o) \alpha_G^{B_o} \right] \quad 1.41$$

$$K_1 = 0.833$$

$$A_o = K_1 + (1 - K_1) p / 22115000.$$

$$B_o = \frac{1}{1 - A_o} \left(1 + 1.57 \frac{\rho_G}{\rho_F} \right)$$

Delhaje u.a. /159/, Pfropfenströmung

$$0 \quad V_K^* = \left[\frac{g(\rho_F - \rho_G) D_{hy}}{\rho_F} \right]^{1/2} \quad g^* = g \cos \phi$$

$$D_{hy} \leq 0.05 \quad V_{gj} = 0.35 V_K^*$$

$$D_{hy} > 0.05 \quad V_{gj} = 0.56 V_K^*$$

Ishii /138/, Filmströmung

$$1 + \frac{1 - \alpha_G}{\alpha_G + \left[\frac{(1 + 75(1 - \alpha_G)) \rho_G}{\alpha_G^{1/2} \rho_F} \right]^{1/2}} \quad (C_o - 1) \left[\frac{g D_{hy} (1 - \alpha_G) (\rho_F - \rho_G)}{0.015 \rho_F} \right]^{1/2}$$

4.5 Berechnung der Reibungsbeiwerte

Als Programm-Input können die hydraulischen Durchmesser an allen Stellen wo die Geschwindigkeiten definiert sind, angegeben werden. Die vorausgesetzten Werte (falls keine Angabe gemacht wird) sind gleich Eins. Die hydraulischen Durchmesser in z-Richtung innerhalb der definierten Spaltzone werden automatisch berechnet. Dasselbe gilt für die beheizten Durchmesser. Zusätzlich wird auch eine Rauigkeit der Strukturen angegeben. Damit sind die für die Berechnung der Reibungsbeiwerte notwendigen geometrischen Größen bereitgestellt.

Der Reibungsdruckverlust Struktur/Strömung wird wie folgt definiert

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{\text{Reibung}} = c_w |w| w$$

wobei

$$c_w = \phi_{fo}^2 \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_F} \left(\frac{\lambda_R}{D_h} + \frac{\xi}{\Delta z} \right) \quad (\xi = 0)$$

der Reibungsbeiwert ist. ϕ_{fo}^2 ist der Zweiphasenmultiplikator

$$\phi_{fo}^2 = 1 + \frac{3900 - 19.6E-5p}{6.75 + 1E-5p} x_G (1.025 - 1.74E-8p)$$

$$x_G = \alpha_G \rho_G w_G / (\rho w)$$

Der Reibungsbeiwert λ_R wird so berechnet, als bestünde die Mehrphasenströmung nur aus Flüssigkeit

$$\lambda_R = \lambda_R (Re, k/D_h)$$

$$Re = D_h |\rho w| / \eta_F$$

Für die Berechnung des Reibungsbeiwertes für die Einphasenströmung wird das Nikuradse-Diagramm /132/ für technische Rauigkeit verwendet. Sie stellt den Zusammenhang

$$\lambda_R = \lambda_R(Re, k_2) \quad k_2 = k/D_h$$

dar - siehe Tabelle Dabei bedeuten

Re - Reynoldszahl

k - technische Rauigkeit

D_h - hydraulischer Durchmesser

Tabelle 4.5.1 Numerische Abbildung des Nikuradse-Diagramms für die technische Rauigkeit. Idelchik /132/

$$Re_1 = 1160(D_h/k)^{0.11}$$

$$k_2 \leq 0.01$$

$$k_2 > 0.01$$

$$Re_0 = Re_1$$

$$Re_0 = 754e^{(0.0065/k_2)}$$

$$Re_2 = 2090(1/k_2)^{0.0635}$$

$$Re_3 = 560/k_2$$

$$Re < Re_1$$

$$Re \leq Re_0$$

$$Re > Re_0$$

$$k_2 \leq 0.007$$

$$k_2 > 0.007$$

$$\lambda_R = 64/Re$$

$$\lambda_R = 44/[Re^{0.595} \exp(0.00275/k_2)]$$

$$Re \geq Re_1$$

$$Re < Re_2$$

$$Re \geq Re_2$$

$$k_2 \leq 0.007$$

$$k_2 > 0.007$$

$$Re < Re_3$$

$$Re \geq Re_3$$

$$y_1 = 0.032$$

$$y_1 = 0.0775 - \frac{0.0109}{k_2^{0.286}}$$

$$y_2 = \frac{7.244}{Re_2^{0.643}}$$

$$y_2 = 0.145k_2^{0.244}$$

$$y_3 = y_1$$

$$y_3 = y_1 - 0.0017$$

$$\lambda_R = y_3 + (y_2 - y_3) / \exp[0.0017(Re_2 - Re)^2]$$

$$\lambda_R = 0.11(k_2 + \frac{68}{Re})^{1/4} \lambda_R = \frac{1}{[\log_{10}(\frac{3.7}{k_2})]^2}$$

Die Reibungsbeiwerte in den restlichen r- und θ -Richtungen c_r , c_θ werden ähnlich berechnet.

4.6 Wärme- und Stoffübergang an Blasen-, Tröpfchen- und Filmoberflächen

Die Oberflächenstruktur

- Tröpfchen/Gas
- Film/Gas und
- Blase/Flüssigkeit

gestattet eine Idealisierung bei der Simulation der Wärme- und Stofftransportprozesse an der Phasentrennfläche. Wie in Kap. 5.1.1 in /185/ festgestellt wurde, ist es angebracht, für semiimplizite Integrationsverfahren eine zeitlich - volumetrische Mittelung der Transportterme vorzunehmen. Ein solches Vorgehen wird demnächst von Boccaccini /181/ vorgestellt. Wir halten in diesem Kapitel den jetzigen Zustand von IVA2 bezüglich der Modellierung des Wärme- und Stoffüberganges fest. Dieser basiert auf der Berechnung von nichtintegralen Transportparametern.

Tabelle 4.6.1 zeigt die Bestandteile der Energiequellterme der einzelnen Geschwindigkeitsfelder. Sie lassen sich in zwei Gruppen aufteilen:

- Energietransport, der keinen Stofftransport zur Folge hat (GT, GF, FT) und nur zur Aufheizung bzw. Kühlung des jeweiligen Geschwindigkeitsfeldes führt und
- Energie, die direkt zur Verdampfung aufgewendet wird oder nach der Kondensation freigesetzt wird (FGI, TGI, IF, IT).

Man beachte die Vorzeichendefinitionen. Die zweite Gruppe hat positive Vorzeichen für die Richtung von der Phasentrennfläche in das jeweilige Geschwindigkeitsfeld.

Wir nehmen an, daß die Phasentrennfläche unendlich dünn ist und deshalb keine Masse bzw. Energie akkumulieren kann. Aus dieser Annahme folgen die sogenannten Massen- und Energiesprungbedingungen, angegeben in den Tabellen 4.6.3 und 4.6.2.

Tabelle 4.6.1 Bestandteile der in die Geschwindigkeitsfelder zugeführten Wärmeleistung pro Volumeneinheit der Strömung

$$\dot{q}_G''' = \dot{q}_{WG}''' - \dot{q}_{GT}''' - \dot{q}_{GF}''' + \dot{q}_{FGI}''' + \dot{q}_{TGI}'''$$

$$\dot{q}_F''' = \dot{q}_{WF}''' - \dot{q}_{FT}''' + \dot{q}_{GF}''' + \dot{q}_{IF}'''$$

$$\dot{q}_T''' = \dot{q}_{FG}''' + \dot{q}_{GT}''' + \dot{q}_{IT}'''$$

falls Stoffaustausch falls kein Stoffaustausch

$$\dot{q}_{GT}''', \dot{q}_{GF}''', \dot{q}_{FT}''' \quad \text{muß} = 0 \quad \text{kann} \neq 0$$

$$\dot{q}_{FGI}''', \dot{q}_{TGI}''', \dot{q}_{IF}''', \dot{q}_{IT}''' \quad \text{kann} \neq 0 \quad \text{muß} = 0$$

Tabelle 4.6.2 Energiesprung an der Phasengrenze

I keine Energieakkumulation an der Phasengrenze I

$$\text{TG} \quad - \mu_{TG}(h''-h_{TF}) + \mu_{GT}(h_{GD}-h') = \dot{q}_{IT}''' + \dot{q}_{TGI}'''$$

$$\text{FG} \quad - \mu_{FG}(h''-h_{FF}) + \mu_{GF}(h_{GD}-h') = \dot{q}_{IF}''' + \dot{q}_{FGI}'''$$

Tabelle 4.6.3 Massensprung an der Phasengrenze

I keine Massenakkumulation an der Phasengrenze I

$$\text{TG} \quad \mu_{TG} + \mu_{GT} = 0$$

$$\text{FG} \quad \mu_{FG} + \mu_{GF} = 0$$

Zwei Temperaturen liefern die Grenzübergänge von einem in den anderen Wärme- und Stoffübergangsmechanismus. Das sind

- die Sättigungstemperatur als Funktion des Systemdruckes

$$T_s = T'(p)$$

- und die Sättigungstemperatur als Funktion des Partialdruckes des Dampfes

$$T_{s,kon} = T'(p_{D1}) \quad p_{D1} = \max(612, p_D)$$

In der Abwesenheit von Luft sind die beiden Drücke gleich:

$$p = p_D$$

und deshalb sind auch die beiden Temperaturen gleich:

$$T_s = T_{s,kon} \quad (x_L^* = 0)$$

Folgende Entscheidungskriterien werden in IVA2 verwendet um die entsprechenden Wärme- und Stoffübergangsmechanismen zu modellieren:

- | | |
|--|---|
| a) $T_{s,kon} \leq T_T \leq T_s$ | kein Stoffaustausch |
| b) $T_s < T_T$ | spontane Verdampfung |
| c) $T_T < T_{s,kon} \quad (x_L^* = 0)$ | Kondensation von Wasserdampf |
| d) $T_T < T_{s,kon} \quad (x_L^* > 0)$ | Wasserdampfkondensation von Luft-Dampfgemisch |

4.6.1 Tröpfchen / Gas

a) Falls kein Stoffaustausch stattfindet, ist die durch Konvektion transportierte Energie:

$$\dot{q}_{GT} = a_{GT} \alpha_k (T_G - T_T)$$

$$a_{GT} = \frac{\delta \alpha_T}{d_T}$$

$$\alpha_k = \frac{\lambda_G}{d_T} Nu_{GT}$$

$$Nu_{GT} = 2 + 0.74 Re^{1/2} Pr_G^{1/3}$$

$$Re = d_T \rho_G |w_G - w_T| / \eta_G$$

- b) Die von einem überhitzten Tröpfchen verdampfende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches berechnen wir wie folgt:

$$\mu_{TG} = - (\dot{q}_{TGI}'' + \dot{q}_{IT}'') / (h'' - h_{TF})$$

Ein Teil der für die Verdampfung aufgewendeten Energie wird vom heißen Kern zu der gesättigten Tröpfchenoberfläche geleitet:

$$\dot{q}_{IT}'' = \frac{\lambda'}{d_T} \text{Nu}_{IT} (T_s - T_T) a_{GT}$$

$$\text{Nu}_{IT} \approx 2$$

Der Rest der für die Verdampfung aufgewendeten Energie wird durch Konvektion von der Gasphase zur Tröpfchengrenzfläche transportiert

$$\dot{q}_{TGI}'' = \alpha_k (T_s - T_G) a_{GT}$$

- c) Die Wärmeübergangszahl bei laminarer Kondensation von reinem Wasserdampf auf Tröpfchen ist

$$\text{Nu}_{lam} = 0.803 \left[\frac{g \rho' (\rho'' - \rho') (h'' - h') d_T^3}{\lambda' \eta' (T_s - T_G)} \right]^{1/4}$$

Die bei der Kondensation freiwerdende Energie wird von den Tröpfchen aufgenommen:

$$\dot{q}_{IT}'' = \frac{\lambda'}{d_T} \text{Nu}_{lam} (T_s - T_T) a_{GT}$$

Die kondensierende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches ist

$$\mu_{GT} = (\dot{q}_{TGI}'' + \dot{q}_{IT}'') / (h'' - h')$$

wobei

$$\dot{q}_{TGI}'' = 0$$

- d) Die Präsenz von Luft im Gasgemisch stellt einen erheblichen Widerstand für die Kondensation dar. Die dabei kondensierende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit der Strömung ist nach /167/

$$\mu_{GT} = a_{GT} \rho^{1-\beta} (x_{LT}^* - x_L^*)$$

$$\beta = \frac{D_{DL}}{d_T} (2 + 0.6 \text{Re}_T^{1/2} \text{Sc}_G^{1/3})^{1.39} \frac{\left(\frac{x_{LT}^*}{x_L^*}\right)^{0.52}}{\left(1 + \frac{x_L^*}{x_{LT}^*}\right)^{0.48} x_{LT}^*}$$

$$\text{Sc}_G = \frac{\eta_G}{\rho_G D_{DL}}$$

$$\text{Re}_T = d_T \rho_G |w_G - w_T| / \eta_G$$

x_L^* ist die durchschnittliche Massenkonzentration der Luft in der Gasphase. x_{LT}^* ist die Massenkonzentration der Luft in der Grenzschicht, wo der Dampf als gesättigt angenommen wird und die Grenzschichttemperatur irgendwo zwischen T_T und $T_{S, \text{kon}}$ liegt. Wir nehmen an, daß $T_{\text{Grenzschicht}} = T_T$ ist.

$$x_{LT}^* = \frac{\rho_{LT}}{\rho_{LT} + \rho_{DT}},$$

$$p_{ST} = p_S(T_T)$$

$$v_{DT} = v_D''(T_T) \quad \rho_{DT} = 1/v_{DT}$$

$$p_{LT} = p - p_{ST}$$

$$\rho_{LT} = (p - p_{ST}) / (R_L T_T) \quad R_L = 287.04$$

Die bei der Kondensation frei werdende Energie wird von den Tröpfchen aufgenommen:

$$\dot{q}_{IT}''' = \mu_{GT} (h'' - h')$$

Wir berücksichtigen auch die konvektiv transportierte Energie:

$$\dot{q}_{GT}''' = a_{GT} \alpha_k (T_G - T_T)$$

4.6.2 Film / Gas

a) Falls kein Stoffaustausch stattfindet, ist die durch Konvektion transportierte Energie

$$\dot{q}_{GF}''' = \frac{4}{D_{\text{heatG}}} \alpha_k (T_G - T_F)$$

Dabei ist die Wärmeübergangszahl-gasseitig

$$\alpha_k = 0.021 \frac{\lambda_G}{D_{\text{heatG}}} \text{Re}_G^{0.8} \text{Pr}_G^{0.4} \left(\frac{T_G}{T_F} \right)^{1/2} \quad \text{Re}_G > 1450 \quad \text{Mc Eligot/148/}$$

$$\alpha_k = 3.66 \frac{\lambda_G}{D_{\text{heatG}}} \left(\frac{T_G}{T_F} \right)^{1/4} \quad \text{Re}_G \leq 1450 \quad \text{Hausen /148/}$$

Der beheizte Durchmesser D_{heatG} ist

$$D_{\text{heatG}} = D_{\text{hy}} / \sqrt{1 - \alpha_F}$$

Mit diesem Durchmesser wird auch die Reynoldszahl des Gases

$$\text{Re}_G = \frac{\rho_G |w_G - w_F| D_{\text{heatG}}}{\eta_G}$$

berechnet.

b) Die von dem überhitzten Wasserfilm verdampfende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches berechnen wir wie folgt:

$$\dot{w}_{FG} = -(\dot{q}_{FGI}''' + \dot{q}_{IF}''') / (h'' - h_{FF})$$

Ein Teil der für die Verdampfung aufgewendeten Energie wird vom heißen Film zu der gesättigten Filmoberfläche geleitet:

$$\dot{q}_{IF}''' = \alpha_{\text{verd.}} (T_s - T_F) \circ a_{GF}$$

$$a_{GF} = 4/D_{\text{heatG}}$$

$$\alpha_{\text{verd.}} \sim 0.0073 \rho_F w_F c_{pF} \quad \text{Wärmeübergangszahl (Film innen/ Filmoberfläche) /163/}$$

Der Rest der für die Verdampfung aufgewendeten Energie wird durch Konvektion von der Gasphase zur Filmoberfläche transportiert.

$$\dot{q}_{FGI}''' = \alpha_k (T_s - T_G) \cdot a_{GF}$$

c) Die Wärmeübergangszahl bei der Filmkondensation von reinem Wasserdampf ist

$$\alpha_1 = 1.766 \left[\frac{\rho_F (\rho_F - \rho_G) \lambda_F^3}{G D_{hyG}} \right]^{1/3} \quad \text{Collier /149/}$$

$$\alpha_t = 0.065 \frac{\lambda_F}{\eta_F} \rho_F^{1/2} \cdot \frac{0.023 \rho_G w_G^2}{Re_G^{1/4}} \cdot Pr_F^{1/2} \quad \text{Collier /149/}$$

$$\alpha_{kon} = \max(\alpha_1, \alpha_t)$$

Die bei der Kondensation frei werdende Energie wird vom Film aufgenommen:

$$\dot{q}_{IF}''' = \alpha_{kon} (T_s - T_F) \cdot a_{GF}$$

Die kondensierende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches ist

$$M_{GF} = (\dot{q}_{FGI}''' + \dot{q}_{IF}''') / (h'' - h')$$

wobei

$$\dot{q}_{FGI}''' = 0$$

d) Die kondensierende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit der Strömung, falls in der Gasphase Luft vorhanden ist, wird nach /151/ berechnet:

$$\mu_{GF} = a_{GF} \cdot \alpha_k \frac{M_D}{M_G} \frac{\ln \frac{p - p_{ST}}{p_L}}{c_{pG} Le^{2/3}} ;$$

wobei

$$Le = \frac{\lambda_G}{\rho_G c_p G^D DL} \quad , \quad M_G = M_L \frac{p_L}{p} + M_D \frac{p - p_L}{p} \quad ,$$

$$M_L = 28.96$$

$$M_D = 18.96$$

p_L ist der Partialdruck der Luft als Funktion der durchschnittlichen Luftkonzentration x_L^* in der Gasphase. p_{ST} ist der Dampfdruck in der Grenzschicht, wo der Dampf als gesättigt angenommen wird und die Grenzschichttemperatur irgendwo zwischen T_F und $T_{s,kon}$ liegt. Wir nehmen an, daß $T_{Grenzschicht} = T_F$ ist

$$p_{ST} = p_S(T_F)$$

Die bei der Kondensation frei werdende Energie wird vom Film aufgenommen:

$$\dot{q}_{IF}''' = \nu_{GF}(h'' - h')$$

Wir berücksichtigen auch die konvektiv transportierte Energie:

$$\dot{q}_{GF}''' = a_{GF} \cdot \alpha_k (T_G - T_F)$$

4.6.3 Blase / Flüssigkeit

a) Falls kein Stoffaustausch stattfindet, ist die durch Konvektion transportierte Energie

$$\dot{q}_{GF}''' = a_{GF} \alpha_k (T_G - T_F)$$

$$a_{GF} = 6 \left(\frac{\nu}{\sigma_B} \right)^{1/3} \alpha_G^{2/3}$$

$$\alpha_k = \frac{\lambda_F}{d_B} Nu_{GF}$$

$$\text{z.B.} \quad Nu_{GF} = 2 + 0.65 Pe_F^{1.7} / (1 + Pe_F^{1.3})$$

$$Pe_F = d_B \rho_F |w_G - w_F| c_{pF} / \lambda_F$$

- b) Für die adiabate Verdampfung der überhitzten Flüssigkeit wird die Blasenwachstumstheorie von Labunzov /160/ verwendet

$$\mu_{FG} = 14.89 n_B^{2/3} \alpha_G^{1/3} \rho'' \text{Ja}^2 a_F \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho'}{6\text{Ja}} \right)^{2/3} + \frac{\rho'}{6\text{Ja}} \right]$$

wobei

$$\text{Ja} = \frac{\rho' c_p' (T_F - T_S)}{\rho'' (h'' - h')} , \quad T_S = T_S(p)$$

$$a_F = \frac{\lambda'}{\rho' c_p'}$$

Dabei kühlt sich die Flüssigkeit um

$$\dot{q}_{IF}' = \mu_{FG} (h'' - h_{FF})$$

ab.

- c) Die adiabate Kondensation von gesättigtem Dampf in unterkühlter Flüssigkeit wird wie folgt simuliert:

$$\mu_{GF} = a_{GF} \alpha_{\text{kon}} (T_S - T_F) / (h_{GD} - h')$$

wobei

$$\alpha_{\text{kon}} = \frac{\lambda_F}{d_B} \text{Nu}_{\text{kon}}$$

z.B. $\text{Nu}_{\text{kon}} = \text{Nu}_{GF}$

- d) Die kondensierende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit der Strömung, falls die Gasphase auch Luft enthält, wird nach /151/ berechnet:

$$\mu_{GF} = a_{GF} \alpha_k \frac{M_D}{M_G} \frac{\ln \frac{p - p_{ST}}{p_L}}{c_{pG} \text{Le}^{2/3}}$$

wobei

$$Le = \frac{\lambda_G}{\rho_G c_{pG} D_{DL}} \quad , \quad M_G = M_L \frac{p_L}{p} + M_D \frac{p - p_L}{p}$$

$$M_L = 28.96$$

$$M_D = 18.96$$

$$p_{ST} = p_S(T_F)$$

Die dabei frei werdende Energie wird von der Flüssigkeit aufgenommen:

$$\dot{q}_{IF}''' = \mu_{GF}(h'' - h')$$

4.6.4 Schlupfströmung

Für die Modellierung des Wärme- und Stoffüberganges zwischen Flüssigkeit und Gas in der Schlupfströmung kombinieren wir die Ergebnisse aus den beiden vorhergehenden Kapiteln. Dazu benötigen wir die Antwort der Frage, welcher Volumenanteil von einer Schlupfströmung von Gaskolben/Film-Struktur besetzt ist. Dafür brauchen wir eine Idealisierung der Strömung.

Stellen wir uns folgendes Idealisierungsbild vor:

In einem vertikalen Kanal bewegt sich ein kolbenförmiger Gaspfropfen, umgeben von einem Film. Diesen Pfropfen bezeichnen wir weiter als Taylorblase der Länge L_{TB} . Diesem Pfropfen folgt ein weiterer. Der Raum zwischen den beiden Propfen ist mit einem Gemisch von kleinen Blasen und kontinuierlicher Flüssigkeit gefüllt. Der Abstand zwischen den Spitzen der Taylorblasen ist L_S . Wie in Kap. 6.3 angenommen, ist die obere Grenze der Blasenströmung $d_B^* = 0.3$, so daß in Übereinstimmung mit dieser Annahme, falls der Gasvolumenanteil

$$\alpha_G > \alpha_B^*$$

ist, sich die Gasmasse $\alpha_G - \alpha_B^*$ in der Taylorblase sammelt. Falls wir annehmen, daß in dem Querschnitt der Taylorblase nur 5% ($\alpha_F^* = 0.95$) von Flüssigkeit besetzt ist, so ist die Struktur der Strömung eindeutig festgelegt.

Für den Quotient Länge der Taylorblase zum Abstand zwischen den Spitzen zweier benachbarter Taylorblasen gilt

$$\frac{L_{TB}}{L_S} = \frac{\alpha - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}$$

Da unsere Kontrollzellen in vertikaler Richtung konstanten Querschnitt haben, so läßt sich für den Volumenanteil der Strömung, der von einem Gaskolben/Film-Struktur besetzt ist, schreiben

$$\frac{V_{TB}}{V} = \frac{L_{TB}}{L_S} = \frac{\alpha_G - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}$$

und für den Anteil, der von einer Blasenstruktur besetzt ist,

$$\frac{V_{Blasen}}{V} = \frac{L_S - L_{TB}}{L_S} = \frac{\alpha_F^* - \alpha_G}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}$$

Damit ist die gemeinsame Oberfläche zwischen den Phasen:

$$a_{GF} = 6 \left(\frac{1}{6} n_B \right)^{1/3} \alpha_B^* \frac{\alpha_F^* - \alpha_G}{\alpha_F^* - \alpha_B^*} + \frac{4}{D_{hy}} \sqrt{1 - \alpha_F^*} \frac{\alpha_G - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*} \quad \alpha_B^* < \alpha_G < \alpha_F^*$$

Ähnlich läßt sich der Massen- und der Energietransfer berechnen, da er proportional der gemeinsamen Oberfläche ist.

a) Falls kein Stoffaustausch stattfindet, ist die durch Konvektion transportierte Energie:

$$\dot{q}_{GF}''' = (\alpha_{k,Blasen} \cdot a_{GF,Blasen} \frac{\alpha_F^* - \alpha_G}{\alpha_F^* - \alpha_B^*} + \alpha_{k,Film} \cdot a_{GF,Film} \frac{\alpha_G - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}) (T_G - T_F)$$

wobei

Blasen

Film

$$a_{GF,Blasen} = 6 \left(\frac{1}{6} n_B \right)^{1/3} \alpha_G^*$$

$$a_{GF,Film} = \frac{4}{D_{heatG}} ; D_{heatG} = D_{hy} / \sqrt{1 - \alpha_F^*}$$

$$\alpha_{k,Blasen} = \frac{\lambda_F}{\alpha_B} Nu_{GF,Blase}$$

$$\alpha_k = 0.021 \frac{\lambda_G}{D_{heatG}} Re_G^{0.8} Pr_G^{0.4} \left(\frac{T_G}{T_F} \right)^{1/2}$$

z.B.

$$Re_G > 1450$$

$$Nu_{GF,Blase} = 2. + 0.65 \cdot Pe_F^{1.7} / (1 - Pe_F^{1.3})$$

$$Pe_F = \alpha_B \rho_F |w_G - w_F| c_{pF} / \lambda_F$$

$$\alpha_k = 3.66 \frac{\lambda_G}{D_{heatG}} \left(\frac{T_G}{T_F} \right)^{1/4}$$

$$Re_G \leq 1450$$

$$Re_G = \rho_G |w_G - w_F| D_{heatG} / \eta_G$$

b) Für die adiabate Verdampfung der überhitzten Flüssigkeit wird von der Flüssigkeit folgende Energie pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches entzogen:

$$\dot{q}_{IF}''' = (\alpha_{V,Blasen} \cdot a_{GF,Blasen} \frac{\alpha_F^* - \alpha_G}{\alpha_F^* - \alpha_B^*} + \alpha_{V,Film} \frac{\alpha_G - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}) (T_S - T_F)$$

wobei

Blasen - Labunzov /160/

Film

$$\alpha_{V,Blasen} = \frac{6}{\pi r_B} \frac{\rho_f c_{pf} \lambda_f (T_F - T_S)}{\rho'' (h'' - h')}$$

$$\alpha_{V,Film} \sim 0.0073 \rho_F W_F c_{pF}$$

$$\cdot \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\pi}{6Ja} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6Ja} \right]$$

$$Ja = \frac{\rho' c_p' (T_F - T_S)}{\rho'' (h'' - h')} \quad , \quad T_S = T_S(p)$$

Die dabei verdampfende Masse ist

$$\mu_{FG} = -(\dot{q}_{FGI}''' + \dot{q}_{IF}''') / (h'' - h_{FF})$$

wobei

$$\dot{q}_{FGI}''' = 0$$

angenommen wird.

c) Die bei der Kondensation von reinem Wasserdampf von der Flüssigkeit aufgenommene Energie ist

$$\dot{q}_{IF}''' = (\alpha_{k,Blasen} a_{GF,Blasen} \frac{\alpha_F^* - \alpha_G}{\alpha_F^* - \alpha_B^*} + \alpha_{k,Film} a_{GF,Film} \frac{\alpha_G - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}) (T_S - T_F)$$

wobei

Blasen

$$\alpha_{k, \text{Blasen}} = \frac{\lambda_F}{\alpha_B} \text{Nu}_{GF, \text{Blase}}$$

z.B.

$$\text{Nu}_{GF, \text{Blase}} = 2.0 + 0.65 \text{Pe}_F^{1/3} / (1 - \text{Pe}_F^{1.3})$$

$$\text{Pe}_F = \alpha_B \rho_F |w_G - w_F| c_{pF} / \lambda_F$$

Film

$$\alpha_1 = 1.766 \left[\frac{\rho_F (\rho_F - \rho_G) \lambda_F^3}{|G| D_{hyG}} \right]^{1/3}$$

$$\alpha_t = 0.065 \frac{\lambda_F}{\eta_F} \rho_F^{1/2} \cdot \frac{0.023 \rho_G w_G^2}{\text{Re}_G^{1/4}} \cdot \text{Pr}_F^{1/2}$$

$$\text{Re}_G = \rho_a |w_G - w_F| D_{heatG} / \eta_G$$

$$\alpha_{k, \text{Film}} = \max(\alpha_1, \alpha_t)$$

- d) Falls Luft im Gas vorhanden ist, so wird die Kondensation erheblich reduziert. Die dabei von der Flüssigkeit aufgenommene Energie ist:

$$\dot{q}_{IF}'' = (\alpha_{k, \text{Blasen}} a_{GF, \text{Blasen}} \frac{\alpha^* - \alpha_G}{\alpha_F^* - \alpha_B^*} + \alpha_{k, \text{Film}} a_{GF, \text{Film}} \frac{\alpha_G - \alpha_B^*}{\alpha_F^* - \alpha_B^*}) f(h'' - h')$$

wobei

$$f = \frac{M_D}{M_G} \frac{\ln \frac{p - p_{ST}}{p_L}}{c_{pG} \text{Le}^{2/3}} ; \quad /151/$$

$$\text{Le} = \frac{\lambda_G}{\rho_G c_{pG} D_{DL}} , \quad M_G = M_L \frac{p_L}{p} + M_D \frac{p - p_L}{p} , \quad p_{ST} = p_S(T_F)$$

$$M_L = 28.96$$

$$M_D = 18.96$$

Die konvektiven Wärmeübergangszahlen werden wie in a) angegeben. Die dabei kondensierende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches ist

$$\mu_{GF} = \dot{q}_{IF}'' / (h'' - h')$$

4.6.5 Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit

Der Berechnungsalgorithmus für die Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit der Blasenströmung n_B wird in IVA2 aus folgenden Überlegungen gewonnen.

Das Blasenvolumen

$$V_B = \frac{4}{3} \pi r_B^3$$

multipliziert mit der Anzahl der Blasen pro Volumeneinheit der Strömung

$$n_B$$

liefert exakt das Gasvolumen pro Volumeneinheit der Strömung (den Gasvolumenanteil) α_G . Daraus läßt sich der Blasendurchmesser berechnen

$$d_B = 2 \left(\frac{\alpha_G}{\frac{4}{3} \pi n_B} \right)^{1/3}$$

Wir sehen: je kleiner n_B ist, desto größer ist der Blasendurchmesser d_B . Dieser kann aber nicht größer werden als der hydraulische Durchmesser des Kanals. Dadurch ist eine minimale Grenze von n_B gesetzt

$$n_B \geq n_{B2} \quad n_{B2} = \alpha_G / \left(\frac{\pi}{6} D_h^3 \right)$$

Diese minimale Grenze kann noch höher gesetzt werden aus Gründen der mechanischen Stabilität der Blase

$$n_B \geq n_{B3} \quad n_{B3} = \alpha_G / \left(\frac{\pi}{6} D_{B,kr}^3 \right)$$

$$D_{B,kr} = \frac{We_{B,kr} \sigma}{\rho_f (w_G - w_F)^2} ; \quad We_{B,kr} \sim 6$$

Damit haben wir

$$n_B = \max (n_{B1} , n_{B2} , n_{B3})$$

wobei

$$n_{B1} = \begin{cases} n_{B0} & \alpha_G < 0.0131 \\ n_{B0} / (100 \alpha_G)^{1.8} & \alpha_G \geq 0.0131 \end{cases}$$

n_{B0} - Input

Der letzte Summand soll etwa eine Blasenkoagulation andeuten, falls die Gasphase volumetrisch wächst.

Wie in /2/ gezeigt wurde, ist dieser Berechnungsalgorithmus verbesserungsbedürftig, insbesondere im Gebiet der spontanen Verdampfung, wo sich die Anzahl der Blasenkeime als Zeit- und Ortsfunktion der örtlichen Parameter und der Geometrie entwickelt und entscheidend diesen Prozeß beeinflußt.

4.7 Modellierung der Spaltzone eines wassergekühlten Kernreaktors in IVA2

4.7.1 Allgemeine Geometriedefinition

Wir definieren als Spaltzone einen Ringspaltausschnitt aus unserem 3D-Definitionsbereich. Dabei gilt für die Indizes der Zellen, die zu der Spaltzone gehören, folgendes:

$$\begin{array}{l} \text{ICORE1} \quad \leq \quad I \quad \leq \quad \text{ICORE2} \\ \text{JCORE1} \quad \leq \quad J \quad \leq \quad \text{JCORE2} \\ \text{KCORE1} \quad \leq \quad K \quad \leq \quad \text{KCORE2} \end{array}$$

Ein Brennstabbündel wird innerhalb einer vertikalen Säule von Zellen

$$\begin{array}{l} I = \text{const} \\ J = \text{const} \end{array}$$

durch einen einzigen Brennstab simuliert. Dabei ist folgende Konvention getroffen:

- Ist

$$\text{ICORE2} = \text{ICORE1}$$

so wird ein einziger Ringspalt als Spaltzone simuliert

- Ist

$$\text{ICORE2} > \text{ICORE1}$$

so ist die äußerste Schicht der Spaltzone gekennzeichnet mit

$$\text{ICORE2} ,$$

als Bypass definiert.

Falls die r,θ -Durchlässigkeit, der zu der Spaltzone zugehörigen Zellen, zu Null gesetzt wird, so wird eine Spaltzone mit undurchlässigem Brennelementkasten simuliert.

Die vorausgesetzte Brennstabanordnung ist dreieckig. Der Abstand zwischen den Stabachsen ist S_{BE} . Das ist der rechnerische, gemittelte Abstand

$$S_{BE} = \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{F_{SZ}}{n_{BE}} \right)^{1/2}$$

Dabei ist:

F_{SZ} - die Querschnittsfläche der physischen Spaltzone (Kühlmittelfläche + Brennelemente + Kasten + Fläche zwischen den Kästen usw.) und

n_{BE} - die Anzahl aller Brennstäbe in der Spaltzone

Der Brennstab ist definiert durch folgende Größen :

- d_{BE} - Außendurchmesser der BE-Hülle
- δ_H - Gasförmiger Ringspalt
- d_{BS} - Außendurchmesser des Brennstoffes

4.7.2 Definition der 3D-Wärmequellichte in den Brennstäben

Wichtig für die korrekte Eingabe für IVA2 ist die Definition der Wärmequellichte im Brennstab als Funktion des 3D-Raumes.

$$\dot{q}'_{BS} = \bar{q}'_{BS} f_r(r) f_\theta(\theta) f_z(z) f_\tau(\tau)$$

\bar{q}'_{BS} ist die mittlere Wärmequellichte

$$\bar{q}'_{BS} = \dot{Q} / (n_{BE} \frac{\pi d_{BS}^2}{4} \cdot L)$$

wobei

\dot{Q} = Reaktorleistung (W)

d_{BS} = Außendurchmesser des Brennstoffes

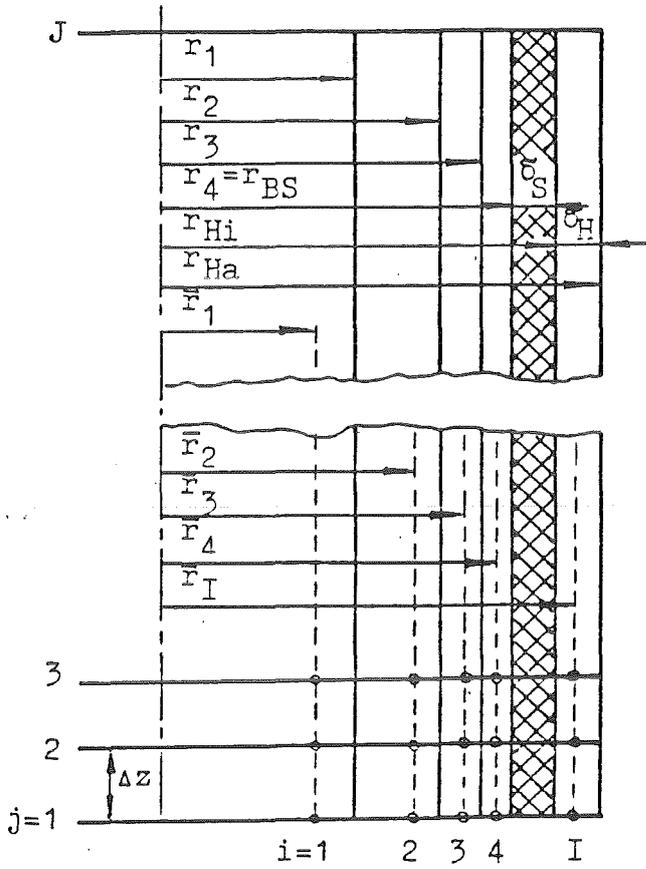
L = Länge der Spaltzone

$$L = z_{h,ICORE2} - z_{h,ICORE1-1}$$

Nach der üblichen Definition der Ungleichmäßigkeitsfaktoren sollen folgende Bedingungen erfüllt werden:

$$\frac{\sum_{k=KCORE1}^{KCORE2} f_{z,k} \Delta z_k}{\sum_{k=KCORE1}^{KCORE2} \Delta z_k} = 1$$

$$\frac{\sum_{j=JCORE1}^{JCORE2} f_{\theta,j} \Delta \theta_j}{\sum_{j=JCORE1}^{JCORE2} \Delta \theta_j} = 1$$



$$\left. \begin{aligned} r_i &= \frac{r_{BS}}{2} \sqrt{i} \\ \bar{r}_i &= \frac{r_{BS}}{2} \sqrt{\frac{2i-1}{2}} \end{aligned} \right\} i=1, I-1$$

$$\bar{r}_I \approx r_{Ha} - \frac{\delta_H}{2}$$

$$N_{BS} = I-1$$

Abb. 4.7.3.1

$$\frac{\sum_{i = \text{ICORE1}}^{\text{ICORE}^*} (1 - \gamma_{z,i}) f_{z,i} \frac{r_{h,i}^2 - r_{h,i-1}^2}{2}}{\sum_{i = \text{ICORE1}}^{\text{ICORE}^*} (1 - \gamma_{z,i}) \frac{r_{h,i}^2 - r_{h,i-1}^2}{2}} = 1$$

Gemäß der schon getroffenen Konvention ist

$$\begin{aligned} \text{ICORE}^* &= \text{ICORE2} - 1 && \text{falls } \text{ICORE2} > \text{ICORE1} \\ \text{ICORE}^* &= \text{ICORE2} && \text{falls } \text{ICORE2} = \text{ICORE1} \end{aligned}$$

$f_{\tau}(\tau)$ ist die relative Leistungsänderung als Funktion der Zeit ($f_{\tau}(0) = 1$).

4.7.3 Das Modell des Brennstabes

Das Modell des Brennelements wird unter folgenden Voraussetzungen entwickelt:

1. Nur die Wärmeleitung in radialer Richtung wird berücksichtigt;
2. Die Akkumulationseigenschaft des Gasspaltes wird vernachlässigt;
3. Der Brennstoff wird auf N_{BS} koaxiale, volumengleiche Schichten s. Abb.4.7.3.1 aufgeteilt, in denen die Wärmeleitfähigkeit zu jeder Zeit eine Funktion der mittleren Schichttemperatur allein ist;
4. Die Stelle der mittleren Temperatur längs des Radius innerhalb einer Schicht erhalten wir unter der Voraussetzung, daß der Temperaturverlauf in der Schicht zu jedem Zeitpunkt quadratisch ist. Dafür gibt die stationäre Lösung der Fourier'schen Differentialgleichung einen gewissen Anlaß.

Die Fourier'sche Differentialgleichung

$$\rho c \frac{\delta T}{\delta \tau} + \lambda \nabla^2 = \dot{q}'''$$

angewandt auf jede Brennstoffzone und auf die Hülle (Abb.4.7.3.1), liefert unter den obengenannten Voraussetzungen folgendes System von gewöhnlichen nichtlinearen Differentialgleichungen:

$$\frac{dT_1}{d\tau} = \frac{\dot{q}_{BS}''''}{(\rho c)_1} + \underbrace{\left[- \frac{\lambda_{12}}{(\rho c)_2} \cdot \frac{N_{BS}^2 r_1}{r_{BS}^2 (\bar{r}_2 - \bar{r}_1)} (T_1 - T_2) \right]}_{c_1}$$

$$\frac{dT_2}{d\tau} = \underbrace{\frac{\dot{q}_{BS}''''}{(\rho c)_2}}_{f_2} + \underbrace{\left[\frac{\lambda_{12}}{(\rho c)_2} \cdot \frac{N_{BS}^2 r_1}{r_{BS}^2 (\bar{r}_2 - \bar{r}_1)} (T_1 - T_2) \right]}_{b_2} - \underbrace{\left[\frac{\lambda_{23}}{(\rho c)_2} \cdot \frac{N_{BS}^2 r_2}{r_{BS}^2 (\bar{r}_3 - \bar{r}_2)} (T_2 - T_3) \right]}_{c_1}$$

$$\frac{dT_3}{d\tau} = \dots\dots\dots$$

$$\frac{dT_4}{d\tau} = \underbrace{\frac{\dot{q}_{BS}''''}{(\rho c)_4}}_{f_4} + \underbrace{\left[\frac{\lambda_{34}}{(\rho c)_4} \cdot \frac{N_{BS}^2 r_3}{r_{BS}^2 (r_4 - r_3)} (T_3 - T_4) \right]}_{b_4} - \underbrace{\left[\frac{1}{(\rho c)_4} \frac{N_{BS}^2}{r_{BS}^2 k^*} (T_4 - T_5) \right]}_{c_4}$$

$$k^* = \frac{1}{\lambda_4} \ln \frac{r_{BS}}{r_4} + \frac{1}{\lambda_S} \ln \frac{r_{BS} + \delta_S}{r_{BS}} + \frac{1}{\lambda_H} \ln \frac{r_{Ha} - \delta_H/2}{r_{BS} + \delta_S}$$

$$\frac{dT_5}{d\tau} = \underbrace{\left[\frac{2}{(\rho c)_5 (r_{Ha}^2 - r_{Hi}^2) k_H^*} (T_4 - T_5) \right]}_{b_5} - \underbrace{\left[\frac{2}{(\rho c)_5 (r_{Ha}^2 - r_{Hi}^2) k_H^*} (T_5 - T_{KM}) \right]}$$

$$k_H^* = \frac{1}{\lambda_H} \ln \frac{r_{Ha}}{r_{Ha} - \delta_H/2} + \frac{1}{\alpha r_{Hq}}$$

Dabei sind:

- λ Wärmeleitfähigkeit (z.B. $\lambda_{12} = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$)
- ρ Dichte der Zone
- c spez. Wärmekapazität
- α Wärmeübergangszahl Wand/Kühlmittel (KM)

Das System läßt sich wie folgt schreiben:

$$\frac{dT}{d\tau} = D \cdot T + F$$

wobei

$$f_2 = \dot{q}'_{BS} / (\rho c)_1$$

$$f_2 = \dots$$

...

$$f_5 = c_5 T_{KM}$$

$$D = \begin{pmatrix} -c_1 & c_1 & 0 & 0 & 0 \\ b_2 & -(b_2 + c_2) & c_2 & 0 & 0 \\ 0 & b_3 & -(b_3 + c_3) & c_3 & 0 \\ 0 & 0 & b_4 & -(b_4 + c_4) & c_4 \\ 0 & 0 & 0 & b_5 & -(b_5 + c_5) \end{pmatrix}$$

Wir diskretisieren implizit und lösen nach T auf:

$$T = \left(\frac{1}{\Delta\tau} - D \right)^{-1} \left(\frac{T_a}{\Delta\tau} + F \right)$$

Die stationäre Lösung kann sehr leicht gefunden werden durch Einsetzen

$$\Delta\tau = \infty$$

d.h.

$$T = (-D)^{-1} F$$

Während der Transiente wird die Wärmestromdichte \dot{q}'_{KM} an der Brennelementoberfläche von der Temperaturdifferenz $T_5 - T_{KM}$ bestimmt

$$\dot{q}'_{KM} = (T_5 - T_{KM}) / \left(\frac{r_{Ha}}{\lambda_{Hj}} \ln \frac{r_{Ha}}{\frac{r_{Ha}}{\delta_H} + \frac{1}{\alpha}} \right)$$

Daraus erhalten wir für die Oberflächentemperatur:

$$T_{Ha} = T_{KMj} + \dot{q}_{KM}'' / \alpha$$

Die Bedingung zur Erhaltung der von der Oberfläche der Brennelementhülle an das Kühlmittel abgegebenen Energie liefert

$$\dot{q}_{KM}'' = \dot{q}_{KM}'' \frac{\Pi}{F_{KM}} = \dot{q}_{KM}'' \frac{4}{D_{heat}}$$

Dabei ist Π der beheizte Umfang, F_{KM} der Querschnitt des Kühlkanals und D_{heat} der beheizte Durchmesser.

4.7.4 Der Wärmeübergangsmechanismus

Das räumliche Modell der Strömung und das Modell der räumlich verteilten Brennstäbe werden durch den Wärmeübergangskoeffizienten α als Funktion der aktuellen Ortsparameter gekoppelt

$$\alpha = \alpha (U, \dot{q}_{KM}'' , \text{Geometrie})$$

Die folgenden zwei Gruppen sind die wichtigsten Gruppen von Korrelationen, die den Wärmeübergang beschreiben: Korrelationen für

- unterkritische Heizflächenbelastung und
- für überkritische Heizflächenbelastung.

Das Kriterium für die Entstehung der kritischen Heizflächenbelastung in IVA 2 ist:

- entweder ist die Filmdicke an der Oberfläche

$$\delta_{Film} = D_{hy} \left[1 - (1 - \alpha_F)^{1/2} \right] / 2 < 0.0001$$

kleiner als 0,01 Millimeter oder

- eine der in Tabelle 4.7.4.1 angegebenen Korrelationen zeigt das Erreichen des Filmsiedens auch bei relativ dicken Filmschichten. Es wird nur eine aus der in Tabelle 4.7.4.1 angegebene Korrelation per Input ausgewählt. Sie wird nur dann verwendet, falls die Massenstromdichte größer als $500 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ ist. Anderenfalls wird nur die Kutateladse-Korrelation verwendet.

Dabei entsteht ein wichtiges und zur Zeit nicht gelöstes Problem:

- wie wirkt sich die Präsenz von inerten Gasen in der Gasphase auf die kritische Heizflächenbelastung aus?
- wie wirkt sich die Präsenz von festen Partikeln in der Flüssigkeit auf die kritische Heizflächenbelastung aus?

Da dies noch zu klären ist, wird zur Zeit in IVA2 eine zeitweilige Lösung verwendet. Wir berechnen einen Gleichgewichtsmassenstromanteil wie folgt

$$x_{eq} = (h-h') / (h''-h')$$

wobei

$$h = \frac{(1-x_L^*)\alpha_G \rho_G |w_G| h_{GD} + (1-x_{FB}^*)\alpha_F \rho_F |w_F| h_{FF} + (1-x_{TB}^*)\alpha_T \rho_T |w_T| h_{TF}}{(1-x_L^*)\alpha_G \rho_G |w_G| + (1-x_{FB}^*)\alpha_F \rho_F |w_F| + (1-x_{TB}^*)\alpha_T \rho_T |w_T|}$$

und eine Massenstromdichte in z-Richtung

$$G = \rho \cdot w \quad (\rho = \sum \alpha_{\rho} \rho_{\rho})$$

Damit wird die Identifikation, ob die kritische Heizflächenbelastung nach Tabelle 4.7.4.1 erreicht wurde, durchgeführt. Dieses Vorgehen liefert dem Grenzfall der abwesenden inerten Komponenten richtig.

Tabelle 4.7.4.1

Korrelationen für kritische Heizflächenbelastung

$h = [(1-x_L^*)x_G h_G + (1-x_{FB}^*)x_F h_{FF} + (1-x_{TB}^*)x_T h_{TF}] / (1-x_L^*x_G - x_{FB}^*x_F - x_{TB}^*x_T)$ $x_B = (h-h') / (h''-h')$
Smolin /156/
<p>Gültigkeitsbereich</p> $30 \cdot 10^5 \leq p \leq 200 \cdot 10^5$ $G \leq 7500$ $T_S - T_F < 75$ $0.004 < D_{hy} < 0.025$ $1. < L$ $x_0 = 1.5 \frac{\rho''}{\rho'' + \rho'} - 0.1 \quad \text{Übergang von Blasen zur Filmströmung}$ $\dot{q}_{kr,0}'' = 0.18 \left[\left(\frac{v''}{v'} \right)^{1/2} - 1 \right] (h'' - h') \rho''^{1/2} [\sigma (\rho' - \rho'') g]^{1/4}$ $x_B \geq x_0$ $\dot{q}_{kr,2}'' = \dot{q}_{kr,0}'' / \exp \left[0.2 \left(\frac{D_{hy}}{\rho' \sigma} \right)^{1/3} G^{2/3} (x_B - x_0) \right] \quad \text{Filmströmung}$ $x_B < 0.$ $\dot{q}_{kr}'' = \dot{q}_{kr,2}'' \quad \text{MODE=3}$

$$x_0 \geq x_B \geq 0$$

$$\dot{q}_{kr,3}'' = 0.22(h''-h') \frac{\eta''}{\eta'} \left[\frac{\eta'' \rho'' \rho'}{D_{hy}(\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} G^{2/3} (1-x_B)^2 / [x_B(\rho' - \rho'') + \rho'']^{1/3}$$

Spritzströmung

$$\dot{q}_{kr,2}''^* = \frac{(h''-h')(\rho' - \rho'')}{45} \left(\frac{\sigma \cdot g}{\rho''} \right)^{1/4} \ln \left[\frac{0.9(\rho'' \sigma)^{1/2} \left(\frac{\nu''}{\nu'} \right)^{2/3} (1-x_B)^{1/3}}{\eta''^{2/3} G^{2/3} D_{hy}^{1/6} x_B} \right]$$

Austrocknung des
Wandfilms

$$\dot{q}_{kr}'' = \min(\dot{q}_{kr,2}'', \dot{q}_{kr,2}''^*, \dot{q}_{kr,3}'') \quad \text{MODE=4}$$

$$p < 98 \cdot 10^5 \quad x_B < x_0$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \dot{q}_{kr,o}'' + 8.4 \cdot 10^{-3} (h''-h') \rho''^{1/2} \{ [\sigma g(\rho' - \rho'')] \}^{1/4} \left(\frac{\eta'}{\eta''} \right)^{1.25} \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{G}{\rho'} \left(\frac{\rho' - \rho''}{\sigma g} \right)^{1/4} \right]^{2/3} (x_0 - x_B) \quad \text{unterkühltes Sieden} \quad (1)$$

oder Blasensieden

MODE=2

$$x_B < x_0, \quad p > 98 \cdot 10^5$$

$$\dot{q}_{kr,2,x_0}'' = \dot{q}_{kr,o}''$$

$$\dot{q}_{kr,3,x_0}'' = 0.22(h''-h') \frac{\eta''}{\eta'} \left[\frac{\eta'' \rho'' \rho'}{D_{hy}(\rho' - \rho'')} \right]^{1/3} G^{2/3} (1-x_0)^2 / [x_0(\rho' - \rho'') + \rho'']^{1/3}$$

Übergang von Film- zu Spritz-
strömung - hydraulisch

$$\dot{q}_{kr,2,x_0}'' > \dot{q}_{kr,3,x_0}''$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \text{Gl. (1)} \quad \text{Unterkühltes Sieden oder Blasensieden} \quad \text{MODE=2}$$

$$\dot{q}_{kr,2,x_0}'' < \dot{q}_{kr,3,x_0}''$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \dot{q}_{kr,3,x_0}'' + 0.01(h''-h') \left(\frac{\rho'}{\rho''}\right)^{1/2} [\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho'')]^{1/4} \left[G \left(\frac{\rho' - \rho''}{\sigma \cdot g}\right)^{1/4} \right]^{1/2} \cdot (x_0 - x_B) \quad \text{MODE=1}$$

Kutateladze /157/ Natürliche Konvektion

$$\dot{q}_{kr}'' = 0.05(h''-h') \rho''^{1/2} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{1/4} \left[1000 \cdot \left(\frac{9.81\sigma}{\rho' - \rho''}\right)^{1/4} \left(\frac{\rho''}{p}\right)^{1/2} \right]^{2/3} \quad \text{MODE=6}$$

Mod. Zuber /155/ Natürliche Konvektion

$$\dot{q}_{kr}'' = 0.23164(h''-h') \rho''^{1/2} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{1/4} (0.96 - \alpha_G) \left(\frac{\rho'}{\rho'' - \rho'}\right)^{1/2} \quad \text{MODE=5}$$

Biasi /154/

$$G^* = G/10$$

$$D_{hy}^* = D_{hy} 100.$$

$$p^* = p/10^5$$

$$D_{hy}^* > 1. \quad n = 0.4$$

$$D_{hy}^* \leq 1. \quad n = 0.6$$

$$G^* = 20. \quad G^* = 20.$$

$$FP = 0.7249 + 0.099 p^* / \exp(0.032 p^*)$$

$$HP = -1.159 + 0.149 p^* / \exp(0.012 p^*) + 8.99p / (10 + p^{*2})$$

$$\dot{q}_{kr,1}'' = \frac{1.883 \cdot 10^7}{D_{hy}^* n G^{*1/6}} \left(\frac{FP}{G^{1/6}} - x_B \right)$$

$$\dot{q}_{kr,2}'' = \frac{3.78 \cdot 10^7}{D_{hy}^* n_G^{*0.6}} HP(1-x_B)$$

$$\dot{q}_{kr}'' = \max \left[1000, \min(\dot{q}_{kr,1}'', \dot{q}_{kr,2}'') \right]$$

MODE=8

$$\bar{p} = 0.145 \cdot 10^{-6} p \quad \text{Bowring /153/}$$

Gültigkeitsbereich

$$\bar{p} \leq 1$$

$$2 \cdot 10^5 < p < 190 \cdot 10^5$$

$$F1 = \{ \bar{p}^{18.942} \exp[20.89(1-\bar{p})] + 0.917 \} / 1.917$$

$$136 < G < 18600.$$

$$F1F2 = \{ \bar{p}^{1.3160} \exp[2.444(1-\bar{p})] + 0.309 \} / 1.309$$

$$0.002 < D_{hy} < 0.045$$

$$F2 = F1 / F1F2$$

$$0.15 < L < 3.7$$

$$F3 = \{ \bar{p}^{17.023} \exp[16.658(1-\bar{p})] + 0.667 \} / 1.667$$

$$F4F3 = \bar{p}^{1.649}$$

$$F4 = F4F3 \cdot F3$$

$$\bar{p} > 1$$

$$F1 = \frac{\exp[0.648(1-\bar{p})]}{\bar{p}^{-0.368}}$$

$$F2 = \frac{F1 \exp[0.245(1-\bar{p})]}{\bar{p}^{-0.448}}$$

$$F3 = \bar{p}^{-0.219}$$

$$F4F3 = \bar{p}^{-1.649}$$

$$F4 = F4F3 \cdot F3$$

$$SN = 2 - 0.5\bar{p}$$

$$B = 0.25D_{hy}G$$

$$A = 2.317(h'' - h')B \cdot F1 / (1 + 0.0143 \cdot F2 \cdot D_{hy}^{1/2} G)$$

$$C = 0.077 \cdot F3 \cdot D_{hy} \cdot G / \left[1 + 0.347 \cdot F4 \cdot \left(\frac{G}{1356} \right)^{SN} \right]$$

$$\dot{q}_{kr}'' = [A - B(h'' - h')x_B] / C$$

MODE=9

Ähnlich wird vorgegangen bei der Berechnung der Wärmeübergangszahlen:

a) Für die Einphasenströmung berechnen wir die konvektive Wärmeübergangszahl α_k nach einer der folgenden Korrelationen:

- Flüssigkeit:

$$Gr_{FQ} \leq 1$$

$$Re \geq 2300 \quad \alpha_k = 0.023 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} Re^{0.8} Pr_F^{1/3} \left(\frac{\eta_F}{\eta_{FW}} \right)^{0.14} \quad \text{Sieder-Tate /144/}$$

$$Re < 2300 \quad \alpha_k = 1.86 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Re Pr_F)^{1/3} \left(\frac{\eta_F}{\eta_{FW}} \right)^{0.14}$$

$$Gr_{FQ} > 1 \quad \text{Holman /143/}$$

$$Gr_F \leq 1.109 \quad \alpha_k = 0.59 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Gr_F Pr_F)^{1/4} \quad \text{laminar}$$

$$1 \cdot 10^9 < Gr_F < 1 \cdot 10^{13} \quad \alpha_k = 0.021 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Gr_F Pr_F)^{0.4} \quad \text{turbulent}$$

$$1 \cdot 10^{13} < Gr_F \quad \alpha_k = 0.1 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} (Gr_F Pr_F)^{1/3} \quad \text{turbulent}$$

Dabei werden die dimensionslosen Reynolds-, Grashoff-

$$Re = D_{hy} \rho_F |w_F| / \eta_F$$

$$Gr_F = 9.81 |\rho_F - \rho_{FW}| \rho_F D_{hy}^3 / \eta_F$$

$$Gr_{FQ} = Gr_F / Re^2$$

und Prandtlzahlen mit Stoffwerten als Funktion der Wandtemperatur berechnet

$$T_{FM} = \min(647^\circ, T_W) \quad (w \hat{=} \text{Wand})$$

$$\rho_{FW}, \eta_W = f(p, T_{FM})$$

Die Bezugstemperatur für die Wärmeleitung ist T_F .

$$T_W = T_F + \dot{q}_W'' / \alpha_k$$

- Gas:

Gaskonvektion ist nur dann vorhanden, wenn die Strömung nur aus Luft

$$x_L^* = 1, \quad x_1 = 1$$

besteht, oder wenn die Wandtemperatur größer als die Sättigungstemperatur des Wasserdampfes unter seinem Partialdruck ist.

$$p_D = p - p_L$$

$$T_{S,kon} = T_S \left[\max(612, p_D) \right]$$

$$T_W > T_{S,kon}$$

In diesem Fall berechnen wir α_k aus folgenden Korrelationen

$$\text{Re} < 1450. \quad \alpha_k = 3.66 \frac{\lambda_G}{D_{hy}} \left(\frac{T_G}{T_W} \right)^{1/4} \quad \text{laminar} \quad \text{Hausen /148/}$$

$$\text{Re} \geq 1450 \quad \alpha_k = 0.021 \frac{\lambda_G}{D_{hy}} \text{Re}^{0.8} \text{Pr}_G^{0.4} \left(\frac{T_G}{T_W} \right)^{1/2} \quad \text{McEligot /148/}$$

wobei

$$\text{Re} = D_{hy} \rho_G |w_G| / \eta_G$$

Die Bezugstemperatur für die Wärmeleitung ist T_G

$$T_W = T_G + \dot{q}_W'' / \alpha_k$$

Falls Wasserdampf im Gasgemisch vorhanden ist

$$x_D^* > 0$$

und die Wandtemperatur T_W niedriger als die Sättigungstemperatur

$T_{S,kon}$ ist

$$T_W < T_{S,kon} ;$$

so entsteht eine Filmkondensation an der Wandoberfläche. Im Falle wo die Präsenz von nichtkondensierbarer Komponente vernachlässigbar ist, verwenden wir die Korrelationen von Collier /149/

$\cos\phi = 1$ laminar-senkrechttes Rohr

$$C = 0.296 \left[\frac{\rho'(\rho' - \rho'') \lambda'^3 g (h'' - h')}{D_{hy} \eta'} \right]^{1/4} \quad T_W = T_S - (-\dot{q}_W'' / C)^{4/3}$$

$$\alpha_1 = \dot{q}_W'' / (T_S - T_W)$$

Turbulente Kondensation

$$\alpha_t = 0.065 \frac{\lambda' \rho'^{1/2}}{\eta'} \cdot \frac{0.023 \rho' w_G^2}{Re^{1/4}} \cdot Pr'^{1/2}$$

$$\alpha = \max(\alpha_1, \alpha_t)$$

Die Bezugstemperatur für die Wärmeleitung ist die Sättigungstemperatur

$$\dot{q}_W'' = a_{wG} \alpha (T_W - T_S)$$

Die dabei kondensierte Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches ist:

$$\mu_{GF} = - a_{wG} \alpha (T_W - T_S) / (h'' - h')$$

$a_{wG} = 4./D_{heat}$ ist die gemeinsame Oberfläche zwischen Wand und Strömung.

Bei Vorhandensein von Luft berechnen wir die an der Wand kondensierende Masse pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches wie folgt /151/

$$\mu_{GF} = a_{wG} \alpha k \frac{18.02 \ln \left(\frac{p - p_S}{p_L} \right)}{c_{pG} \left(\frac{\lambda_G}{\rho_G c_{pG} D_{DL}} \right)^{2/3} \left(28.96 \frac{p_L}{p} + 18.96 \frac{p - p_L}{p} \right)} \quad p_S = p_S(T_W)$$

Damit läßt sich auch die Wärmeübergangszahl berechnen:

$$\alpha = \frac{D_{heat}}{h} \mu_{GF} (h'' - h') / (T_W - T_{S, kon})$$

Die Bezugstemperatur für die Wärmeleitung ist die Sättigungstemperatur $T_{S, \text{kon}}$ des Dampfes unter seinem Partialdruck P_D

$$T_W = T_{S, \text{kon}} + \dot{q}_W'' / \alpha$$

b) Für die Berechnung der Wärmeübergangszahl beim unterkühlten Blasensieden verwenden wir folgenden Algorithmus:

Die Temperatur der Wand, bei der eine Nettodampfgeneration entsteht, ist T_{FB} :

$$T_{FB}^* = T_S - \left\{ \frac{\left[4\dot{q}_W'' (\alpha_{Rk} + \alpha_k) + \alpha_k^2 \frac{\alpha_{Rk}}{\alpha_B^*} \right]^{1/2} - \alpha_k \left(\frac{\alpha_{Rk}}{\alpha_B^*} \right)^{1/2}}{2(\alpha_{Rk} + \alpha_k)} \right\}^2 \quad \text{Hughes /145/}$$

$$T_{FB} = \min(T_S, T_{FB}^*)$$

Dabei bestimmen α_k und α_{Rk} die in die Flüssigkeit zugeführte Wärme

$$\dot{q}_{WF}''' = a_{WF} (\dot{q}_k''' + \dot{q}_{Rk}''') \quad a_{WF} = 4/D_{\text{heat}}$$

erstens durch konvektiven Wärmeübergang Wand/Unterfilm:

$$\dot{q}_k''' = \alpha_k (T_S - T_F)$$

und zweitens durch Rückkondensation von gesättigten Blasen in der unterkühlten Kernflüssigkeit der Strömung:

$$\dot{q}_{Rk}''' = \alpha_{Rk} (T_S - T_F) \quad \alpha_{Rk} = 0.4 \frac{\lambda_F}{D_{hy}} \text{Re}^{0.662} \text{Pr}_F \quad \text{Hancox-Nicol1 /145/}$$

α_B^* bestimmt die von der Wand für direkte Blasenverdampfung entzogene Wärmestromdichte

$$\dot{q}_B''' = \alpha_B^* (T_W - T_S)^2 \quad \alpha_B^* = 1942 \exp(p/4.35 \cdot 10^6) \quad \text{Thom /146/}$$

- Falls die aktuelle Wandtemperatur

$$T_W = T_S + \left[\frac{\dot{q}_W'' - \alpha_k (T_S - T_F)}{\alpha_B^*} \right]^{1/2}$$

kleiner als T_{FB} und die Strömung einphasig ist

$$\begin{aligned} T_W &< T_{FB} \\ \alpha_F &= 1 \end{aligned}$$

so haben wir nur konvektiven Wärmeübergang Wand/Flüssigkeit.

- Ist die Wandtemperatur größer als T_{FB}

$$T_{FB} \leq T_W \leq T_S$$

so haben wir Wärmeübergang beim unterkühlten Sieden. Dabei ist die Wärmeübergangszahl

$$\alpha = \dot{q}_W'' / (T_W - T_F),$$

und die Bezugstemperatur für die Wärmeleitung ist die Flüssigkeitstemperatur T_F .

Die Dampfgeneration bzw. die Dampfdruckkondensation pro Zeiteinheit und Volumeneinheit des Gemisches ist:

$$\mu_{FG} = a_{WF} (\dot{q}_W'' - \dot{q}_k'') / (h'' - h') \quad \text{Verdampfung}$$

$$\mu_{GF} = a_{WF} \dot{q}_{Rk}'' / (h'' - h') \quad \text{Rückkondensation}$$

- c) Für unterkühltes Sieden in der Nähe von 1bar verwenden wir die Korrelation von Saha - Zuber /152/. Der Anfang des Blasensiedens wird durch Erreichen des Gleichgewichtsmassenstromanteils x_B^* definiert:

$$x_B^* = -0.002 \dot{q}_W'' D_{hy} \frac{c_{pF}}{\lambda_F (h'' - h')} \quad Pe_F \leq 70000.$$

$$x_B^* = - \frac{154 \dot{q}_W''}{|G| (h'' - h')} \quad Pe_F > 70000.$$

wobei

$$Pe_F = |G| D_{hy} c_{pF} / \lambda_F$$

Dabei wird nur ein Teil der in die Strömung zugeführten Wärme zur

Aufheizung der Flüssigkeit verwendet:

$$\dot{q}_{WF}''' = a_{WF} \dot{q}_W''' - \mu_{FG} (h''' - h')$$

Der Rest wird für die Dampfgeneration aufgewendet

$$\mu_{FG} = \frac{a_{WF} \dot{q}_W'''}{h''' - h'} \left(1 - \exp \frac{x_B - x_B^*}{x_B^*} \right)$$

Die Wandtemperatur und die Wärmeübergangszahl werden analog zu b) berechnet

$$T_W = T_S + \{ [\dot{q}_W''' - \alpha_k (T_S - T_F)] / \alpha_B^* \}^{1/2}, \quad \alpha = \dot{q}_W''' / (T_W - T_F)$$

Die Bezugstemperatur für die Wärmeleitung ist die Flüssigkeitstemperatur.

- d) Falls die Sättigungstemperatur erreicht wird, so wird die Wärmeübergangszahl mit der Korrelation von Chen /147/ für erzwungene Zweiphasenkonvektion berechnet

$$\alpha = \dot{q}_W''' / (T_W - T_S) \quad T_W = (\dot{q}_W''' + \alpha_k T_F + \alpha_{NB} T_S) / (\alpha_k + \alpha_{NB})$$

Dabei bestimmt α_k den konvektiven Anteil der Wärmeübertragung.

$$\alpha_k = 0.023 \frac{\lambda'}{D_{hy}} F \left[(1 - x_G) \text{Re} \right]^{0.8} \text{Pr}^{0.4},$$

$$\text{Re}^* = G D_{hy} / \eta'$$

$$\text{Re} = \max(\text{Re}^*, 2300.)$$

$$\text{Pr} = c_p' \eta' / \lambda'$$

$$\left| \begin{array}{l} F = 2.35 \left(\frac{1}{x_{tt}} + 0.213 \right)^{0.736} \\ F = 1. \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \frac{1}{x_{tt}} > 0.1 \\ \frac{1}{x_{tt}} \leq 0.1 \end{array}$$

$$\frac{1}{x_{tt}} = \left(\frac{x_G}{1 - x_G} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{1/2} \left(\frac{\eta''}{\eta'} \right)^{0.1}$$

und α_{NB} den Siedeanteil:

$$\alpha_{NB} = C1(T_w - T_S)^{0.24} ,$$

$$C1 = C \Delta p^{0.75} ,$$

$$\Delta p = p_{Sw} - p ,$$

$$p_{Sw} = p_S(T_{FW}) ,$$

$$T_{FW} = \min(T_w, 647.) ,$$

$$C = 0.00122 S \left(\frac{\lambda' c_p'}{\sigma} \right)^{1/2} Pr^{-0.29} \rho'^{1/4} \left[\frac{c_p' \rho'}{\rho''(h'' - h')} \right]^{0.24} ,$$

$$\left| \begin{array}{ll} S = 1/(1+0.12 Re_{Tp}^{1.14}) & Re_{Tp} \leq 32.5 \\ S = 1/(1+0.42 Re_{Tp}^{0.38}) & 32.5 \leq Re_{Tp} < 70 \\ S = 0.1 & 70 < Re_{Tp} \end{array} \right. ,$$

$$Re_{Tp} = Re(1-x_G)^{1.25} \cdot 10^{-4}$$

In diesem Regime wird die gesamte in die Strömung zugeführte Wärmemenge zur Verdampfung aufgewendet (Annahme):

$$\mu_{FG} = a_{WF} \dot{q}_w' / (h'' - h') \quad , \quad a_{WF} = 4 \cdot / D_{heat}$$

Die Bezugstemperatur für die Wärmeleitung ist die Sättigungstemperatur T_S .

- e) Die Berechnung der Wärmeübergangszahl für die Filmströmung begrenzt sich zur Zeit auf eine "ad hoc"-Mittelung der Ergebnisse, geliefert von der Groeneweld- 5.7 Korrelation und der Miropolsky-Korrelation:

$$\alpha = (\alpha_{Gr.} + \alpha_{M.})/2$$

$$\alpha_{Gr.} = 0.052 \frac{\lambda_D}{D_{hy}} \cdot Re^{0.688} Pr_{Gw}^{1.26} / Y^{1.06} \quad Re = D_{hy} G \left[\frac{\rho''}{\rho'} (1-x_B) + x_B \right] / \eta''$$

$$\alpha_{M.} = 0.023 \frac{\lambda_D}{D_{hy}} \cdot Re^{0.800} Pr_{Gw}^{0.80} Y \quad Pr_{Gw} = c_{pG} \eta_G / \lambda_G$$

$$Y = 1 - 0.1(\rho''/\rho' - 1)^{0.4} (1-x_B)^{0.4} \quad c_{pG}, \lambda_G, \eta_G = f[\max(647., T_W), p]$$

Falls ein Film vorhanden ist, wird die gesamte von der Wand entnommene Wärme für die Verdampfung des Films aufgewendet

$$\mu_{FG} = \dot{q}_w'' a_{wG} / (h'' - h') \quad a_{wG} = 4. / D_{heat} \quad \alpha_F > 0.0001$$

Falls der Film verschwunden ist, wird die von der Wand entnommene Wärme für die Verdampfung der Tröpfchen aufgewendet

$$\mu_{TG} = \dot{q}_w'' a_{wG} / (h'' - h') \quad \alpha_F \leq 0.0001 \quad \alpha_T > 0.0001$$

Als Bezugstemperatur für die Wärmeleitung wird in beiden Fällen die Gas-temperatur T_G genommen

$$T_W = T_G + \dot{q}_w'' / \alpha$$

Der Wärmeübergangsmechanismus für die Filmströmung in IVA2 kann wesentlich in der weiteren Code-Entwicklung verbessert werden.

Anhang 4.1 Indizes der Variablen, verwendet in den konstitutiven Gleichungen

i Geschwindigkeitsfeld

1 $\hat{=}$ G Gas

2 $\hat{=}$ F flüssig + fest (z.B. Film)

3 $\hat{=}$ T flüssig + fest (z.B. Tröpfchen)

1N inerte Komponente des Geschwindigkeitsfeldes

1N $\hat{=}$ L nichtkondensierendes Gas im Gasgemisch
(z.B. Luft als ein einziges Gas betrachtet)

2N $\hat{=}$ FB feste Phase B (z.B. Borsäure) im Geschwindigkeitsfeld 2 (F)

3N $\hat{=}$ TB feste Phase B (z.B. Borsäure) im Geschwindigkeitsfeld 3 (T)

Flüssigkeit + Dampf

D Dampf

FF Flüssigkeit im Geschwindigkeitsfeld 2 (F)

TF Flüssigkeit im Geschwindigkeitsfeld 3 (T)

Richtung der durch Stoffübergang transportierten Masse zwischen zwei Geschwindigkeitsfeldern

	von	zu	
DF (GF)	D (G)	F	
DT (GT)	D (G)	T	Kondensation
FD (FG)	F	D (G)	
TD (TG)	T	D (G)	Verdampfung
FT	F	T	Entrainment
TF	T	F	Deposition

Richtung der Massenquellen bzw. Senken ($A \hat{=}$ Außen)

	von	zu	von	zu	von	zu	von	zu			
AL	A	L	LA	L	A	AD	A	D	DA	D	A
AFB	A	FB	FBA	FB	A	AFF	A	FF	FFA	FF	A
ATB	A	TB	TBA	TB	A	ATF	A	TF	TFA	TF	A

Richtung des Impulstransportes ($W \hat{=}$ Wand)

	von	zu	von	zu	
WB	W	G	GT	G	T
WF	W	F	FT	F	T

Richtung der Wärmequellen bzw. Senken ($I \hat{=}$ Phasengrenze)

	von	zu	von Phasengrenze I	zu	
WG	W	G	FGI	FG	G
WF	W	F	TGI	TG	G
GT	G	T	IF	FG	F
GF	G	F	IT	TG	T
FT	F	T			

' ' gesättigter Dampf

' ' gesättigte Flüssigkeit

Anhang 4.2 Herleitung der Zustandsgleichungen für Gemische

Das Ziel dieses Anhangs ist, die Herleitung der Zustandsgleichungen für Gemische darzustellen.

Wir starten mit der Annahme, daß p, x_L^*, T_G bekannt sind.

- Die Gasphase

Um den Partialdruck der nichtkondensierenden Komponente zu finden, brauchen wir ein Iterationsverfahren. Als erste Näherung verwenden wir die Annahme, daß der Dampf auch ein ideales Gas ist.

$$p_D = \frac{1-x_L^*}{1-x_L^*(1-\frac{R_L}{R_D})} p$$

$$p_L = p - p_D$$

Den verbesserten Wert erhalten wir aus der Gleichung

$$p_L = \frac{x_L^*}{1-x_L^*} R_L T_G \rho_D(p_D, T_G)$$

unter Verwendung des Newton'schen Iterationsverfahrens.

$$p_D^n = p_D^{n-1} - \frac{p - p_D^{n-1} - \frac{x_L^*}{1-x_L^*} R_L T_G \rho_D(p_D^{n-1}, T_G)}{-1 - \frac{x_L^*}{1-x_L^*} R_L T_G \left(\frac{\delta \rho_D}{\delta p_D} \right) T_G}$$

Für den trivialen Fall $x_L^* = 1$ haben wir $p_L = p$ und $p_D = 0$. Falls wir den partialen Druck der nichtkondensierenden Komponente wissen, ist es leicht, die Dichte zu berechnen

$$p_L = p_L / (R_L T_G) \cdot$$

Damit ist der Zustand der nichtkondensierenden Gaskomponente berechnet.

$$\rho_D = \rho_D(p_D, T_G) \quad \text{oder} \quad d\rho_D = \left(\frac{\delta \rho_D}{\delta p_D} \right)_{T_G} dp_D + \left(\frac{\delta \rho_D}{\delta T_G} \right)_{p_D} dT_G$$

wobei

$$\left(\frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}\right)_{T_G} = \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}(p_D, T_G) \quad , \quad \left(\frac{\delta \rho_G}{\delta T_G}\right)_{p_D} = \frac{\delta \rho_D}{\delta T_G}(p_D, T_G)$$

Jetzt können wir die Gasdichte berechnen

$$\rho_G = \rho_L + \rho_D$$

Weiter suchen wir nach der substantiellen Ableitung der Gasdichte bezüglich p , T_G und x_L^* . Die Gasdichte kann aus folgendem Gleichungssystem

$$(1 - x_L^*)\rho_G = \rho_D(p_D, T_G)$$

$$p_L = x_L^* \rho_G R_L T_G$$

$$p_D = p - p_L$$

berechnet werden. Sie ist eine implizite Funktion von (p, T_G, x_L^*) . Wir differenzieren die drei Gleichungen

$$(1 - x_L^*)d\rho_G = \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D} dp_D + \frac{\delta \rho_D}{\delta T_G} dT_G + \rho_G dx_L^*$$

$$dp_L = x_L^* \rho_G R_L dT_G + x_L^* R_L T_G d\rho_G + \rho_G R_L T_G dx_L^*$$

$$dp_D = dp - dp_L$$

eliminieren dp_L und dp_D und lösen nach $d\rho_G$ auf

$$Zd\rho_G = \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D} dp + \left(\frac{\delta \rho_D}{\delta T_G} - x_L^* \rho_G R_L \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}\right) dT_G + \rho_G \left(1 - R_L T_G \frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}\right) dx_L^*$$

Wenn wir diese Gleichung mit folgender Gleichung vergleichen

$$d\rho_G = \left(\frac{\delta \rho_G}{\delta p}\right)_{T_G, x_L^*} dp + \left(\frac{\delta \rho_G}{\delta T_G}\right)_{p, x_L^*} dT_G + \left(\frac{\delta \rho_G}{\delta x_L^*}\right)_{p, T_G} dx_L^* \quad \text{A4-1}$$

erhalten wir die Ableitungen von ρ_G , angegeben in Tabelle 4.1.1. Durch diese Gleichung ersetzen wir $d\rho_G$ in der Gleichung $dp_L = \dots$. Die neu erhaltene Gleichung vergleichen wir mit der Form

$$dp_L = \left(\frac{\delta p_L}{\delta p}\right)_{T_G, x_L^*} dp + \left(\frac{\delta p_L}{\delta T_G}\right)_{p, x_L^*} dT_G + \left(\frac{\delta p_L}{\delta x_L^*}\right)_{p, T_G} dx_L^* \quad \text{A4-2}$$

So erhalten wir die substantiellen Ableitungen von p_L angegeben in der Tabelle 4.1.1

Für die Entropie des Gasmisches läßt sich schreiben

$$s_G = x_L^* s_L + (1-x_L^*) s_D$$

oder in Differentialform

$$ds_G = x_L^* ds_L + (1-x_L^*) ds_D + (s_L - s_D) dx_L^*$$

oder

$$\rho_L T_G ds_L + \rho_D T_G ds_D = T_G \rho_G [ds_G - (s_L - s_D) dx_L^*].$$

Wenn wir $\rho_L T_G ds_L$ und $\rho_D T_G ds_D$ mit den rechten Seiten der Entropiedefinitionsgleichungen

$$\rho_L T_G ds_L = \rho_L dh_L - dp_L$$

$$\rho_D T_G ds_D = \rho_D dh_D - dp_D$$

ersetzen, erhalten wir:

$$\rho_L dh_L + \rho_D dh_D - dp = T_G \rho_G [ds_G - (s_L - s_D) dx_L^*] \quad \text{A4-3}$$

Diese Gleichung gestattet uns die Gasmischungsenergiegleichung direkt in Entropieform zu transformieren. Wenn wir weiter die Enthalpiedifferentiale durch die kalorischen Gleichungen ersetzen

$$dh_L = c_{pL} dT_G$$

$$dh_D = \left(\frac{\delta h_D}{\delta p_D}\right)_{T_G} dp_D + \left(\frac{\delta h_D}{\delta T_G}\right)_{p_D} dT_G$$

die Gleichungen $dp_D = dp - dp_L$ und $dp_L = \dots$ verwenden und substituieren

$$c_{pG} \hat{=} x_L^* c_{pL} + (1-x_L^*) \left(c_{pD} \frac{\delta h_D}{\delta p_D} \cdot \frac{\delta p_L}{\delta T_G} \right)$$

$$\frac{\delta h_G}{\delta p} \hat{=} (1-x_L^*) \frac{\delta h_D}{\delta p_D} \left(1 - \frac{\delta p_L}{\delta p} \right) \hat{=} \left(\frac{\delta h_G}{\delta p} \right)_{T_G, x_L^*}$$

$$\frac{\delta s_G}{\delta x_L^*} \hat{=} s_L - s_D - \frac{1-x_L^*}{T_G} \cdot \frac{\delta h_D}{\delta p_D} \cdot \frac{\delta p_L}{\delta x_L^*} \hat{=} \left(\frac{\delta s_G}{\delta x_L^*} \right)_{p, T_G}$$

erhalten wir

$$dT_G = \frac{T_G}{c_{pG}} ds_G - \frac{\rho_G \frac{\delta h_G}{\delta p} - 1}{\rho_G c_{pG}} dp - \frac{T_G}{c_{pG}} \frac{\delta s_G}{\delta x_L^*} dx_L^* \quad \text{A4-4}$$

Diese Gleichung gestattet uns bei bekannten (ds_G, dp, dx_L^*) , erhalten aus der

numerischen Integration des nichtkonservativen Dgl.-Systems die Temperaturänderung dT_G zu berechnen.

Die Zustandsgleichung des Gasgemisches in Differentialform erhalten wir, nachdem mit Hilfe der letzten Gleichung dT_G aus der Gl.A4-1 ersetzt wird und die so erhaltene Gleichung in folgender Form geschrieben wird:

$$d\rho_G = \frac{dp}{a_G} + \left(\frac{\delta\rho_G}{\delta s_G}\right)_{p,x_L^*} ds_G + \left(\frac{\delta\rho_G}{\delta x_L}\right)_{p,s_G} dx_L^* \quad \text{A4-5}$$

Die Approximationen für die Berechnung der thermodynamischen Zustandsparameter für Wasserdampf und Luft sind in Anhang 4.3 und 4.5 angegeben.

- Das homogene Gemisch Flüssigkeit - feste Phase

Die Herleitung der Zustandsgleichungen in Differentialform wird nur für das zweite Geschwindigkeitsfeld $\ell = 2$ (F) durchgeführt. Für das dritte Feld ist die Herleitung vollkommen identisch, wobei $\ell = 2$ (F) durch $\ell = 3$ (G) zu ersetzen ist.

Wir können für die spezifische Entropie des Gemisches schreiben

$$s_F = x_{FB}^* s_{FB} + (1-x_{FB}^*) s_{FF}$$

oder in Differentialform

$$ds_F = x_{FB}^* ds_{FB} + (1-x_{FB}^*) ds_{FF} + (s_{FB} - s_{FF}) dx_{FB}^*$$

oder

$$\alpha_{FB} \rho_{FB} T_F ds_{FB} + \alpha_{FF} \rho_{FF} T_F ds_{FF} = \alpha_F \rho_F T_F ds_F - (s_{FB} - s_{FF}) dx_{FB}^*$$

Wir ersetzen die Terme $\rho_{FB} T_F ds_{FB}$ und $\rho_{FF} T_F ds_{FF}$ durch die rechten Seiten der Entropiedefinitionsgleichungen

$$\rho_{FB} T_F ds_{FB} = \rho_{FB} dh_{FB} - dp$$

$$\rho_{FF} T_F ds_{FF} = \rho_{FF} dh_{FF} - dp$$

Damit erhalten wir

$$\alpha_{FB} \rho_{FB} dh_{FB} + \alpha_{FF} \rho_{FF} dh_{FF} - \alpha_F dp = \alpha_F \rho_F T_F [ds_F - (s_{FB} - s_{FF}) dx_{FB}^*] \quad \text{A4-6}$$

Diese Gleichung hilft uns, die Energiegleichungen des Gemisches in Entropieform zu transformieren.

Wenn wir weiter die Enthalpiedifferentiale durch die kalorischen Gleichungen ersetzen

$$dh_{FB} = c_{pFB} dT_F$$

$$dh_{FF} = c_{pF} dT_F + \frac{\delta h_{FF}}{\delta p} dp$$

und substituieren

$$c_{pF} = x_{FB}^* c_{pFB} + (1-x_{FB}^*) c_{pFF}$$

$$\frac{\delta h_F}{\delta p} = (1-x_{FB}^*) \frac{\delta h_{FF}}{\delta p} \quad \hat{=} \left(\frac{\delta h_F}{\delta p} \right)_{T_F, x_{FB}^*}$$

$$\frac{\delta s_F}{\delta x_{FB}^*} = s_{FB} - s_{FF} \quad \hat{=} \left(\frac{\delta s_F}{\delta x_{FB}^*} \right)_{p, T_F}$$

erhalten wir

$$dT_F = \frac{T_F}{c_{pF}} ds_F - \frac{\rho_F \frac{\delta h_F}{\delta p} - 1}{\rho_F c_{pF}} dp - \frac{T_F}{c_{pF}} \frac{\delta s_F}{\delta x_{FB}^*} dx_{FB}^* \quad A4-7$$

Diese Gleichung gestattet uns bei bekannten (ds_F, dp, dx_{FB}^*) , erhalten aus der numerischen Integration des nichtkonservativen Dgl.-Systems die Temperaturänderung dT_F zu berechnen.

Die substantiellen Ableitungen der Dichte ρ_F erhalten wir wie folgt: Wir differenzieren die Gleichung

$$\frac{1}{\rho_F} = \frac{x_{FB}^*}{\rho_{FB}} + \frac{1-x_{FB}^*}{\rho_{FF}}$$

bei $\rho_{FB} = \text{const}$

$$d\rho_F = (1-x_{FB}^*) \frac{\rho_F^2}{\rho_{FF}^2} d\rho_{FF} + \rho_F^2 \left(\frac{1}{\rho_{FF}} - \frac{1}{\rho_{FB}} \right) dx_{FB}^*$$

ersetzen $d\rho_{FF}$ durch die Zustandsgleichung der Flüssigkeit

$$\rho_{FF} = \rho_{FF}(p, T_F)$$

in Differentialform

$$d\rho_{FF} = \left(\frac{\delta \rho_{FF}}{\delta p} \right)_{T_F} dp + \left(\frac{\delta \rho_{FF}}{\delta T_F} \right)_p dT_F$$

und in der neuerhaltenen Gleichung

$$d\rho_F = (1-x_{FB}^*) \frac{\rho_F^2}{\rho_{FF}^2} \cdot \frac{\delta \rho_{FF}}{\delta p} dp + (1-x_{FB}^*) \frac{\rho_F^2}{\rho_{FF}^2} \cdot \frac{\delta \rho_{FF}}{\delta T_F} dT_F + \rho_F^2 \left(\frac{1}{\rho_{FF}} - \frac{1}{\rho_{FB}} \right) dx_{FB}^* \quad A4-8$$

ersetzen wir das Temperaturdifferential dT_F durch die schon erhaltene Gleichung $dT_F = \dots$. Das Ergebnis schreiben wir in der Form

$$d\rho_F = \frac{d\rho_F}{\rho_F} + \left(\frac{\delta\rho_F}{\delta s_F}\right)_{p, x_{FB}^*} ds_F + \left(\frac{\delta\rho_F}{\delta x_{FB}^*}\right)_{p, s_{FB}} dx_{FB}^* \quad A4-9$$

Daraus werden die substantiellen Dichteableitungen, angegeben in Tabelle 4.1.1 erhalten.

Die thermodynamischen Zustandsgrößen für Wasser (flüssig) sind in Anhang 4.6 angegeben. Anhang 8 enthält einen derzeitig nur für Demonstrationszwecke verwendeten Satz von Zustandsgrößen für die feste Phase.

Anhang 4.3 Zustandsgleichungen - Wasserdampf /127/

Dichte: $\rho_D = 1/v_D$, $v_D = R_{cD}T_G/R_D^{-c_1+c_4}$, $R_{cD} = 461.631$

$$e_1 = b_{v1}/\exp(b_{v2}T_G)$$

$$c_2 = b_{v3}^{-c_5} , \quad c_5 = \exp\left(\sum_{j=1}^3 a_{vj}T_s^{j-1}\right)$$

$$c_3 = \exp\left(\frac{T_s - T_G}{m_v}\right) , \quad m_v = 40$$

$$c_4 = 1E5 \cdot c_2 c_3 / p_D$$

$$\left(\frac{\delta \rho_D}{\delta T_G}\right)_{p_D} = -\rho_D^2 \left(\frac{\delta v_D}{\delta T_G}\right)_{p_D} , \quad \left(\frac{\delta v_D}{\delta T_G}\right)_{p_D} = R_{cD}/p_D + b_{v2}c_1^{-c_4}/m_v$$

$$\left(\frac{\delta \rho_D}{\delta p_D}\right)_{T_G} = -\rho_D^2 \left(\frac{\delta v_D}{\delta p_D}\right)_{T_G} , \quad \left(\frac{\delta v_D}{\delta p_D}\right)_{T_G} = -\frac{R_{cD}T_G}{p_D^2} - \frac{1E5}{p_D} \left(\frac{c_2 c_3}{p_D} + c_{5p} c_3^{-c_2 c_{3p}}\right)$$

$$c_{3p} = c_3 \frac{dT_s}{dp_D} / m_v$$

$$c_{3p} = c_5 (a_{v2} + 2a_{v3}T_s) \frac{dT_s}{dp_D}$$

$$b_{v1} = 5.27993E-2$$

$$a_{v1} = -3.741378$$

$$b_{v2} = 3.75928E-3$$

$$a_{v2} = -4.7838281E-3$$

$$b_{v3} = 2.2E-2$$

$$a_{v3} = 1.5923434E-5$$

Enthalpie: $h_D = 1000 \left(\sum_{j=1}^3 a_{1j} T_G^{j-1} - a_{14} \exp\left(\frac{T_s - T_G}{m_h}\right) \right)$, $a_{1i} = \sum_{j=1}^3 b_{ij} p_D^{j-1}$, $i=1,3$

$$a_{14} = \sum_{j=1}^5 b_{4j} T_s^{j-1} , \quad m_h = 45$$

$$c_{pD} = 1000 \left(\sum_{j=2}^3 (j-1) a_{1j} T_G^{j-2} + \frac{a_{14}}{m_h} \exp\left(\frac{T_s - T_G}{m_h}\right) \right)$$

$$\left(\frac{\delta h_D}{\delta p_D}\right)_{T_G} = 1000 \sum_{j=1}^3 a_{1pj} T_G^{j-1} - \exp\left(\frac{T_s - T_G}{m_h}\right) \left(\frac{a_{14}}{m_h} \cdot \frac{dT_s}{dp_D} + a_{1p4} \right)$$

$$a_{1pi} = \sum_{j=2}^3 (j-1)b_{ij} p_D^{j-2} \quad i = 1,3$$

$$a_{1p4} = \frac{dT_s}{dp_D} \sum (j-1)b_{4j} T_s^{j-2}$$

b_{ij}	$j = 1$	2	3
$i=1$	2.041213E+03	-4.040021E-05	-4.8095E-13
2	1.610693	5.472051E-08	7.517537E-16
3	3.383117E-4	-1.975736E-11	-2.87409E-19
4	1.70782E3	-1.699419E1	6.2746295E-2

$$b_{45} = -1.0284259E-4$$

$$b_{46} = 6.4561298E-8$$

$$\text{Schallgeschwindigkeit: } \frac{1}{a_{sD}^2} = \left\{ \left(\frac{\delta \rho_D}{\delta p_D} \right)_{T_G} - \left(\frac{\delta \rho_D}{\delta T_G} \right)_{p_D} \left[\rho_D \left(\frac{\delta h_D}{\delta p_D} \right)_{T_G} - 1 \right] \right\} / (\rho_D c_{pD})$$

$$\text{Entropie: } s_D = 1000 \left[\sum_{j=1}^5 a_{sj} T_G^{j-1} + b_{s1} \ln \left(10 \frac{p}{1E6} + b_{s2} \right) - \exp \frac{T_s - T_G}{m_s} \sum_{j=1}^5 c_{sj} T_s^{j-1} \right]$$

$$m_s = 85$$

	$j = 1$	2	3	4	5
a_{sj}	4.6162961	1.039008E-2	-9.873085E-6	5.43411E-9	-1.170465E-12
b_{sj}	-4.650306E-1	1.E-3			
c_{sj}	1.777804	-1.802468E-2	6.854459E-5	-1.184424E-7	8.142201E-11

Anhang 4.4 Transportgleichungen - Wasserdampf /127/

$$\text{Wärmeleitfähigkeit: } \lambda_D = x_1 + \rho_D (x_2 + \rho_D 2.1484E5 / \bar{T}_G^{4.2}) \quad , \quad \bar{T}_G = T_G - 273.15$$

$$x_1 = s_{kG0} + \bar{T}_G \left[s_{kG1} + \bar{T}_G (s_{kG2} + \bar{T}_G s_{kG3}) \right]$$

$$x_2 = b_{k0} + \bar{T}_G (b_{k1} + \bar{T}_G b_{k2})$$

$$\begin{aligned}
 s_{kG0} &= 1.76E-2 & b_{k0} &= 1.0351E-4 \\
 s_{kG1} &= 5.87E-5 & b_{k1} &= 0.4198E-6 \\
 s_{kG2} &= 1.04E-7 & b_{k2} &= -2.771E-11 \\
 s_{kG3} &= -4.51E-11
 \end{aligned}$$

Dynamische Viskosität: $\eta_D = b_{1G} \bar{T}_G^{c_{1G}} + \rho_D (d_{1G} - e_{1G} \bar{T}_G)$ $T_G < 573.15$

$$\begin{aligned}
 \eta_D &= b_{1G} \bar{T}_G^{c_{1G}} \\
 &+ \rho_D \left\{ f_{1G} \bar{T}_G \left[f_{2G} \bar{T}_G (f_{3G} + f_{4G} \bar{T}_G) \right] \right\} \\
 &+ \rho_D \left\{ g_{1G} \bar{T}_G \left[g_{2G} \bar{T}_G (g_{3G} + f_{4G} \bar{T}_G) \right] \right\} \cdot
 \end{aligned}$$

$$\circ [a_{0G} + \rho_D (a_{1G} + \rho_D a_{2G})] \quad 573.15 \leq T_G \leq 648.15$$

$$\begin{aligned}
 \eta_D &= b_{1G} \bar{T}_G^{c_{1G}} \\
 &+ \rho_D [a_{0G} + \rho_D (a_{1G} + \rho_D a_{2G})] \quad 648.15 < T_G
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{0G} &= 3.580E-08 & b_{1G} &= 0.407E-7 \\
 a_{1G} &= 6.765E-11 & c_{1G} &= 8.040E-6 \\
 a_{2G} &= 1.021E-14 & d_{1G} &= 1.858E-7 \\
 & & e_{1G} &= 5.90E-10 \\
 f_{1G} &= -0.2885E-5 & g_{1G} &= 176 \\
 f_{2G} &= 0.2427E-7 & g_{2G} &= -1.6 \\
 f_{3G} &= -0.6789333E-10 & g_{3G} &= 0.0048 \\
 f_{4G} &= -0.6317037037E-13 & g_{4G} &= -0.474074E-5
 \end{aligned}$$

Prandtl-Zahl: $Pr_D = c_{pD} \eta_D / \lambda_D$

Anhang 4.5 Zustandsgleichungen, Transportgrößen - Luft /127/

Dichte :
$$p_L = p_L / (R_{cL} T_G) \quad R_{cL} = 287.04$$

Enthalpie :
$$h_L = 1000 \sum_{j=1}^4 b_j T_G^{j-1}$$

Wärmekapazität :
$$c_{pL} = 1000 \sum_{j=1}^5 a_j T_G^{j-1}$$

Schallgeschwindigkeit :
$$a_{sL} = (\kappa_L R_{cL} T_G)^{1/2}, \quad \kappa_L = c_{pL} / (c_{pL} - R_{cL})$$

Entropie :
$$s_L = 1000 (c_1 + c_2 T_G + c_3 \ln T_G)$$

Wärmeleitfähigkeit :
$$\lambda_L = \sum_{j=1}^4 f_j T_G^{j-1}$$

Dynamische Zähigkeit :
$$\eta_L = \sum_{j=1}^5 d_j T_G^{j-1} \quad T_G < 600$$

$$\eta_L = \sum_{j=1}^5 e_j T_G^{j-1} \quad T_G > 600$$

Prandtl - Zahl :
$$Pr_L = c_{pL} \eta_L / \lambda_L$$

$a_1 = 0.103409E1$	$b_1 = 0.12074E2$	$c_1 = 0.1386989E1$
$a_2 = -0.284887E-3$	$b_2 = 0.924502$	$c_2 = 0.184930E-3$
$a_3 = 0.7816818E-6$	$b_3 = 0.115984E-3$	$c_3 = 0.95$
$a_4 = -0.4970786E-9$	$b_4 = -0.563568E-8$	
$a_5 = 0.1077024E-12$		
$d_1 = -9.8601E-1$	$e_1 = 4.8856745$	$f_1 = -2.276501E-3$
$d_2 = 9.080125E-2$	$e_2 = 5.43232E-2$	$f_2 = 1.2598485E-4$
$d_3 = -1.17635575E-4$	$e_3 = -2.4261775E-5$	$f_3 = -1.4815235E-7$
$d_4 = 1.2349703E-7$	$e_4 = 7.9306E-9$	$f_4 = 1.73550646E-10$
$d_5 = -5.7971299E-11$	$e_5 = -1.10398E-12$	$f_5 = -1.066657E-13$
		$f_6 = 2.4766035E-17$

Anhang 4.6 Zustandsgleichungen - Wasser /128/

Dichte : $\rho_F = 1/v_D$, $v_D = a_1 + bp_1 + cp_1^2 + dp_1^4$, $p_1 = (50 - p/1E6)/10$
 $T_1 = (T_F - 273.15)/100$

$$a_1 = a_{11} + a_{21}T_1 + a_{31}T_1^2 + a_{41}(T_1 - 1.5)^3 T_1$$

$$b = a_{12} + a_{22}T_1 + a_{32}T_1^6 + a_{42}/(T_1 + 0.5)^3$$

$$c = a_{13} + a_{23}T_1^3 + a_{33}T_1^9$$

$$d = a_{14}T_1^{12}$$

$$\left(\frac{\delta \rho_F}{\delta p}\right)_{T_F} = -\rho_F^2 \left(\frac{\delta v_F}{\delta p}\right)_{T_F} , \left(\frac{\delta v_F}{\delta p}\right)_{T_F} = -1.E-7(b + 2p_1 + 4dp_1^3)$$

$$\left(\frac{\delta \rho_F}{\delta T_F}\right)_p = -\rho_F^2 \left(\frac{\delta v_F}{\delta T_F}\right)_p , \left(\frac{\delta v_F}{\delta T_F}\right)_p = 1.E-2(a_{1T} + b_T p_1 + c_T p_1^2 + d_T p_1^4)$$

$$a_{1T} = a_{21} + 2a_{31}T_1 + a_{41} [3(T_1 - 1.5)^2 T_1 + (T_1 - 1.5)^3]$$

$$b_T = a_{22} + 6a_{32}T_1^5 - 3a_{42}/(T_1 + 0.5)^4$$

$$c_T = 3a_{23}T_1^2 + 9a_{33}T_1^8$$

$$d_T = 12a_{14}T_1^{11}$$

Enthalpie : $h_F = 1000(e + fp_1 + gp_1^2 + s_k p_1^4)$

$$e = a_{15} + a_{25}T_1 + a_{35}T_1^2 + a_{45}T_1^6$$

$$f = a_{16} + a_{26}T_1 + a_{36}T_1^6 + a_{46}/(T_1 + 0.5)^5$$

$$g = a_{17} + a_{27}T_1 + a_{37}T_1^6$$

$$s_k = a_{18}T_1^{12}$$

$$\left(\frac{\delta h_F}{\delta p}\right)_{T_F} = -1.E - 4(f + 2gp_1 + 4s_k p_1^3)$$

$$c_{pF} = 10 \cdot (e_T + f_T p_1 + g_T p_1^2 + s_{kT} p_1^4)$$

$$e_T = a_{25} + 2a_{35} T_1 + 6a_{45} T_1^5$$

$$f_T = a_{26} + 6a_{36} T_1^5 - 5a_{46} / (T_1 + 0.5)^6$$

$$g_T = a_{27} + 6a_{37} T_1^5$$

$$s_{kT} = 12a_{18} T_1^{11}$$

a_{ij}	$j = 1$	2	3	4
$i=1$	9.7710E-4	3.2250E-6	3.7000E-8	1.1766E-13
2	1.7740E-5	1.3436E-6	3.5880E-8	0.
3	2.5200E-5	1.6840E-8	-4.0500E-13	0.
4	2.9600E-6	1.4320E-7	0.	0.

a_{ij}	$j = 5$	6	7	8
$i=1$	4.9400E1	-9.25	-7.3000E-2	3.3900E-8
2	4.025E2	1.67	7.9000E-2	0.
3	4.767	7.3600E-3	6.8000E-4	0.
4	3.3330E-2	-8.0000E-3	0.	0.

Schallgeschwindigkeit: $\frac{1}{a_{sF}^2} = \left\{ \left(\frac{\delta \rho_F}{\delta p} \right)_{T_F} - \left(\frac{\delta \rho_F}{\delta T_F} \right)_p \left[\rho_F \left(\frac{\delta h_F}{\delta p} \right)_{T_F} - 1 \right] \right\} / (\rho_F c_{pF})$

Entropie : $s_F = s_F(p=230 \text{ bar}, T_F) / 130/$

Anhang 4.7 Transportgrößen - Wasser

Wärmeleitfähigkeit
/130/ :

$$\lambda_F = \lambda_{F1} \quad , \quad p > 10^5$$

$$\lambda_F = \lambda_{F1} + \lambda_{F2} \quad , \quad p < 10^5$$

$$\lambda_{F1} = 1E-3 \sum_{j=1}^5 a_j T_R^{j-1} \quad T_R = T_F/273.15$$

$$\lambda_{F2} = 1E-3(p_R - p_{SR}) \left[\sum_{j=1}^4 b_j T_R^{j-1} + (p_R - p_{SR}) \sum_{j=1}^4 c_j T_R^{j-1} \right]$$

$$p_R = p/1E5$$

$$p_S = p_S(T_F) \text{ Sättigungsdruck, } p_{SR} = p_S/1E5$$

$a_1 = -922.47$	$b_1 = -0.9473$	$c_1 = 1.6560E-3$
$a_2 = 2839.5$	$b_2 = 2.5186$	$c_2 = 3.8929E-3$
$a_3 = -1800.7$	$b_3 = -2.0012$	$c_3 = 2.9323E-3$
$a_4 = 525.77$	$b_4 = 0.51536$	$c_4 = -7.1693E-4$
$a_5 = 73.44$		

$$273.15 < T_F < 623.15$$

$$p_S < p < 5E7$$

Dynamische Zähigkeit
/131/ :

$$\eta_F = a_{0L} + x_i \left\{ a_{1L} + x_i [a_{2L} + x_i (a_{3L} + x_i a_{4L})] \right\} + \left\{ b_{0L} + e_T [b_{1L} + e_T (b_{2L} + e_T b_{3L})] \right\} (p - p_i) \quad h_F \leq 2.76E5$$

$$x_i = (h_F - 42658.84) \cdot h_0$$

$$e_T = (h_F - 55358.80) \cdot e_{h0}$$

$$\eta_F = e_{0L} + h_F [e_{1L} + h_F (e_{2L} + h_F e_{3L})] + \left\{ f_{0L} + h_F [f_{1L} + h_F (f_{2L} + h_F f_{3L})] \right\} (p - p_i) \quad 2.76E5 < h_F \leq 3.94E5$$

$$\eta_F = d_{0L} + z_i \left\{ d_{1L} + z_i [d_{2L} + z_i (d_{3L} + z_i d_{4L})] \right\} \quad h_F > 3.94E5$$

$$z_i = (h_F - 401467.6) h_{00}$$

Anhang 4.7 Transportgrößen - Wasser (Fortsetzung)

$a_{0L} = 1.299470229E-03$	$b_{0L} = -6.5959E-12$	$d_{0L} = 3.026032306E-04$
$a_{1L} = -9.264032108E-04$	$b_{1L} = 6.763E-12$	$d_{1L} = -1.836606896E-04$
$a_{2L} = 3.810470610E-04$	$b_{2L} = -2.88825E-12$	$d_{2L} = 7.567075775E-05$
$a_{3L} = -8.219444458E-05$	$b_{3L} = 4.4525E-13$	$d_{3L} = -1.647878879E-05$
$a_{4L} = 7.022437984E-06$		$d_{4L} = 1.416457633E-06$
$e_{0L} = 1.4526052612E-3$	$f_{0L} = -3.8063507533E-11$	$h_{00} = 3.892077365E-6$
$e_{1L} = 6.9880084985E-9$	$f_{1L} = 3.9285207677E-16$	$h_0 = 8.581289699E-6$
$e_{2L} = 1.5210230334E-14$	$f_{2L} = -1.2585799292E-21$	$p_i = 6.894575293E5$
$e_{3L} = 1.2303194946E-20$	$f_{3L} = 1.2860180788E-27$	$e_{h0} = 6.484503981E-6$

Oberflächenspannung :
$$\sigma = 1E-3 \sum_{j=1}^9 a_j (647.3 - T_F)^{j-1}$$

$a_1 = 8.5000507E-2$	$a_4 = 1.0113716E-6$	$a_7 = -9.278193E-14$
$a_2 = 4.1925762E-3$	$a_5 = -7.6233175E-9$	$a_8 = 1.3455400E-16$
$a_3 = -8.1636901E-5$	$a_6 = 3.4656108E-11$	$a_9 = -8.1462860E-20$

Anhang 4.8 Beispiel für die benötigten Zustandsgrößen der festen Phase

Dichte : $\rho_B = 6420$

Enthalpie : $h_B = c_{pB} T_F$, $c_{pB} = 364$

Entropie : $s_B = c_{pB} \ln(T_F/273.15)$

Wärmeleitfähigkeit : $\lambda_B = 1$

Anhang 4.9 Sättigungsparameter für Wasser - Wasserdampf /127/

Sättigungstemperatur: $T_s = 0.42677E2 - 0.389270E4 / \ln \frac{p}{10^6} - 0.94865E1$ $\frac{p}{10^6} \leq 12.33$

$$\frac{dT_s}{dp} = 0.38927E-2 / \left[\left(\ln \frac{p}{10^6} - 0.94865E1 \right)^2 \frac{p}{10^6} \right]$$

$T_s = -0.387592E3 - 0.125875E5 / \left(\ln \frac{p}{10^6} - 0.152578E2 \right)$ $\frac{p}{10^6} > 12.33$

$$\frac{dT_s}{dp} = 0.125875E-1 / \left[\left(\ln \frac{p}{10^6} - 0.152578E2 \right)^2 \frac{p}{10^6} \right]$$

Sättigungsdruck : $p_s = 1E6 \exp \left(\frac{a_{11}}{T - a_{12}} + \sum_{j=1}^{10} a_j T^{j-1} \right)$

$a_1 = 0.104591E2$ $a_7 = 0.903668E-15$

$a_2 = -0.404897E-2$ $a_8 = -0.19969E-17$

$a_3 = -0.417520E-4$ $a_9 = 0.779287E-21$

$a_4 = 0.368510E-6$ $a_{10} = 0.191482E-24$

$a_5 = -0.101520E-8$ $a_{11} = -0.396806E4$

$a_6 = 0.86531E-12$ $a_{12} = 0.395735E2$

Dampfdichte : $v_D' = Y_S \cdot p_{cr} v_{cr} / (p_s \cdot 10^{-6})$

$$Y_S = a + b T_c^{1/3} + c T_c^{5/6} + d T_c^{7/8} + \sum_{j=1}^5 e_j T_c^j$$

$$T_c = (T_{cr} - T_s) / T_{cr}$$

$p_{cr} = 2.2089E1, v_{cr} = 3.155E-3, T_{cr} = 647,3$

$a = 1.$ $e_1 = -8.9751114$

$b = 1.6351057$ $e_2 = -4.384553E-1$

$$c = 5.2584599E+1$$

$$e_3 = -1.9179576E+1$$

$$d = -4.4694653E+1$$

$$e_4 = 3.6765319E+1$$

$$e_5 = -1.9462437E+1$$

$$\frac{dv_D''}{dT_s} = p_{cr} v_{cr} \cdot 10^6 \left(p_s \frac{dY_S}{dT_s} - Y_S \frac{dT_s}{dp} \right) p_s^2$$

$$\frac{dY_S}{dT_s} = - \left(\frac{1}{3} b/T_c^{2/3} + \frac{5}{6} c/T_c^{1/6} + \frac{7}{8} d/T_c^{1/8} + \sum_{j=2}^5 j e_j T_c^{j-1} \right) / T_{cr}$$

Literatur

- /1/ Kolev N.I.,
Transiente Dreiphasen Dreikomponenten-Strömung, Teil 1: Formulierung
des Differentialgleichungssystems, KfK 3910, März 1985.
- /2/ Kolev N.I.,
Transiente Dreiphasen Dreikomponenten-Strömung, Teil 2: Eindimensionales
Schlupfmodell, Vergleich Theorie-Experiment, KfK 3926, August 1985
- /3/ Fick A.,
Über Diffusion, Ann. der Physik, Vol.94, S.59, 1955
- /4/ Landau L.D.,
The Theory of Super Fluidity of Helium II, Zhurnal Fisicheskoi Khimii,
Vol.5, pp.71 (1941).
- /5/ Teletov S.G.,
Fluid Dynamic Equations for Two-Phase Fluids, Soviet Physics Doklady,
Akademii Nauck USSR, Vol.50, pp.99 (1945).
- /6/ Teletov S.G.,
On the Problem of Fluid Dynamics of Two-Phase Mixtures, " I.Hydrodynamic
and Energy Equations", Bulletin of the Moscow University No2,pp.15
(1957).
- /7/ Trustell C., Touplin R.,
"The Classical Field Theories", Handbuch der Physik, Vol.3/I, Springer
Verlag (1960).
- /8/ Ishii, M.,
Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow (Eyrolles, Paris 1975)
- /9/ Nigmatulin R.I.,
Osnovy mekhaniki geterogennykh sred, Moskva Nauka (1978)

- /10/ Prandtl L.,
Führer durch die Strömungslehre, 6. Auflage, 1965, Friedrich Vieweg &
Sohn, Braunschweig
- /11/ Milne-Thomson L.M.,
Theoretical Hydrodynamics, London, Macmillan & Co. Ltd. (1968)
- /12/ Lamb M.A.,
Hydrodynamics, Cambridge, At The University Press, (1945)
- /13/ Bejan A.,
Convection Heat Transfer, John Wiley & Sons, New York (1984)
- /14/ Hirt C.W., Harlow F.H.,
A General Corrective Procedure for the Numerical Solution of Initial-
Value Problems, J.Comp. Physics 2, 114-119 (1967)
- /15/ Harlow F.H., Amsden A.A.,
Numerical Calculation of Almost Incompressible Flow, J.Comp. Physics 3,
80-93 (1968)
- /16/ Hirt C.W.,
Heuristic Stability Theory for Finite-Difference Equations, J.Comp.
Physics 2, 339-355 (1968)
- /17/ Amsden A.A., Harlow F.H.,
The SMAC Method: "A Numerical Technique for Calculating Incompressible
Fluid Flows, LA-4370, UC-32, Mathematics and Computers TID-4500, 1970.
- /18/ Harlow F.H., Amsden A.A.,
A Numerical Fluid Dynamics Calculation Method for All Flow Speeds,
J.Comp. Physics 8, 197-213 (1971)
- /19/ Amsden A.A., Harlow F.H.,
KACHINA: An Eulerian Computer Program for Multifield Fluid Flows,
LASLR LA-5680, Los Alamos, 1974
- /20/ Harlow F.H., Amsden A.A.,
Numerical Calculation of Multiphase Fluid Flow, J.Comp. Physics 17,
19-52 (1975)

- /21/ Rivard W.C., Torrey M.D.,
Numerical Calculation of Flashing from Long Pipes Using a Two-Field Model, LA-6104-MS, LASL, November 1975
- /22/ Travis J.R., Harlow F.H., Amsden A.A.,
Numerical Calculation of Two-Phase Flows. NSE; 61, 1-10 (1976)
- /23/ Cloutman D.L., Hirt C.W., Romero N.C.,
SOLA-ICE: A Numerical Solution Algorithm for Transient Compressible Fluid Flows, LA-6236, LASL, July 1976
- /24/ Rivard, W.C., Torrey M.D.,
K-FIX: A Computer Program for Transient, Two-Dimensional, Two-Fluid Flow, LA-NUREG-6623, NRC-4, LASL, April 1977
- /25/ Hirt C.W., Romero N.C., Torrey M.D., Travis J.R.,
SOLA-DF: A Solution Algorithm for Nonequilibrium Two-Phase Flow, NUREG/CR-0690, LA-7725-MS, June 1979
- /26/ Demmie P.N., Hotman K.R.,
The Computer Program K-FIX/MOD1: A Modification of the Computer Program K-FIX for Applications to Fluid Flow Simulation in LOFT Piping, NUREG/CR-0646, TREE-1324, March 1979
- /27/ Travis J.R.,
SOLA-LOOP Analysis of a Back Pressure Check Valve, LA-UR-84-1620, IAEA Technical Committee Workshop on Uses of Computer Codes for Nuclear Reactor Safety Analysis; Varna, Bulgaria, 28 May - 1 June 1984
- /28/ Travis J.R.,
Two-Fluid and Drift-Flux Models with Application to Nuclear Reactor Safety, LA-UR-84-1650, IAEA Technical Committee Workshop on Uses of Computer Codes for Nuclear Reactor Safety Analysis, Varna, Bulgaria, 28 May - 1 June 1984
- /29/ Amsden A.A.,
KIVA: A Computer Program for Two- and Three-Dimensional Fluid Flows with Chemical Reactions and Fuel Sprays, LA-10245-MS, 1985

- /30/ Cloutman L.D., Dukowicz J.K., Ramshaw J.D., Amsden A.A.,
CONCHAS-SPRAY: A Computer Code for Reactive Flows with Fuel Sprays,
LA-9294-MS, UC-32, May 1982
- /31/ Patankar S.V., Spalding D.B.,
A finite-difference procedure for solving the equations of the two-
dimensional boundary layer, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 10,
pp. 1389-1411, 1967
- /32/ Patankar S.V., Spalding D.B.,
A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-
dimensional parabolic flows, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.15,
pp. 1787-1806, 1972
- /33/ Patankar S.V., Rafiinejad D., Spalding D.B.,
Calculation of the three-dimensional boundary layer with solution of
all three momentum equations, Computer Method in Applied Mechanics
and Engineering 6 (1975) 283-292, North-Holland Publ. Company.
- /34/ Patankar S.V.,
Numerical prediction of three-dimensional flows, in Studies in Convection,
Theory, Measurement and Applications, Vol.1, Ed. Laufer B.E.,
Academic Press, London, 1975
- /35/ Patankar S.V., Basn D.K., Alpay S.A.,
Prediction of the three-dimensional velocity field of a deflected tur-
bulent jet, Transactions of the ASME, December 1977, Journal of Fluids
Engineering, pp.758-767.
- /36/ Patankar S.V., Baliga B.R.,
A new finite-difference scheme for parabolic differential equations,
Numerical Heat Transfer, Vol.1, pp. 27-37, 1978
- /37/ Patankar S.V.,
A calculation procedure for two-dimensional elliptic situations,
Numerical Heat Transfer, Vol.4, pp.409-425, 1981

- /38/ Chow L.C., Tien C.L.,
An examination of four differencing schemes for some elliptic-type convection equations, Numerical Heat Transfer, Vol.1, pp.87-100,1978
- /39/ Haaland S.E.,
Calculation of entrainment rate, initial values, and transverse velocity for the Patankar-Spalding Method, Numerical Heat Transfer, Vol.7 , pp. 39-57, 1984
- /40/ Prakash C.,
Application at the locally analytic differencing scheme to some test problems for the convection-diffusion equation, Num.Heat Transfer, Vol.7. pp. 165-182, 1984
- /41/ Van Doormaal J.P., Raithby G.D.,
Enhancement of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows, Numerical Heat Transfer, Vol.7, pp. 147-163, 1984
- /42/ Caretto L.S., Gosman A.D., Patankar, S.V., Spalding D.B.,
Two calculation procedures for steady, three-dimensional flows with recirculation, Proc. 3rd Int. Conf. on Numerical Methods in Fluid Mechanics, Springer Verlag, Lecture Notes in Physics, Vol. 11, No.19, pp. 60-68, 1973
- /43/ Liles D., et al.,
TRAC-FD2, An Advanced Best-Estimate Computer Program for pressurized Water Reactor Loss-of-Coolant Accident Analysis, NUREG/CR-2054, LA-8709 MS (April 1981)
- /44/ Knight T.D., (Editor)
TRAC-PD2 Independent Assessment, NUREG/CR-3866, LA-10166-MS, 1984
- /45/ TRAC-PF1: An Advanced Best-Estimate Computer Program for pressurized Water Reactor Analysis, NUREG/CR-3567, LA-9844-MS, (February 1984)
- /46/ Addessio F.L., et al.
TRAC-PF1/MOD1 Computer Code and Developmental Assessment, Nuclear Safety, Vol. 26, No.4, July-August 1985, pp. 438-454.

- /47/ Thurgood M.J., Cuta J.M., Koontz A.S., Kelly J.M.,
COBRA/TRAC - A Thermal Hydraulics Code for Transient Analysis of
Nuclear Reactor Vessels and Primary Coolant Systems, NUREG/CR-3046,
Vol. 1-5, 1983
- /48/ Kelly J.M., Kohrt R.J.,
COBRA-TF: Flow Blockage Heat Transfer Program, in Proc. "Eleventh
Water Reactor Safety Research Information Meeting", Oct. 24-28, 1983,
Gaithersbury, Maryland, NUREG/CP-0048, Vol.1, pp.209-232
- /49/ Williams K.A., Liles D.R.,
Development and Assessment of a Numerical Fluid Dynamics Model for
Nonequilibrium Steam-Water Flows with Entrained Droplets, AICHE
Symposium Series, Heat Transfer - Niagara Falls, 1984, ed. by
Farukhi N.M., 236 Vol. 80, 1984, pp. 416-425
- /50/ Andersen J.G.M., Schang J.C.,
A Predictor-Corrector Method for the BWR Version of the TRAC Computer Code,
AICHE Symposium Series, Heat Transfer - Niagara Falls, 1984, ed by
Farukhi N.M., 236, Vol. 80, 1984, pp.275-280
- /51/ Daering J.F.,
A Four-Fluid Model of PWR Degraded Cores, Third Int. Top. Meeting of
Reactor Thermal Hydraulics Newport, Rhode Island, Oct. 15-18, 1985,
LA-UR-85-947/ CONF-85/007--3
- /52/ Sargis D.A., Chan P.C.,
An Implicit Fractional Step Method for Two-Phase Flow, Basic Aspects
of Two Phase Flow and Heat Transfer, HTD-Vol. 34, pp. 127-136, 1984
- /53/ Rohatgi U.S.,
Assessment of TRAC Codes with Dartmouth College Countercurrent flow
Tests, Nucl. Technology, Vol. 69, April 1985, pp. 100-106
- /54/ Liles D., Mahaffy J.M.,
An Approach to Fluid Mechanics Calculations on Serial and Parallel Computer
Architectures, in Large Scale Scientific Computation, Ed. Seymour V.
Parter, Academic Press, Inc., Orlando, 1984, pp.141-159

- /55/ Liles D.R., Reed Wm.R.,
A Semi-Implicit Method for Two-Phase Fluid Dynamics, J. of Comp. Physics 26, pp.390-407 (1978)
- /56/ Mahaffy J.H., Liles D.R.,
Applications of Implicit Numerical Methods to Problems in Two-Phase Flow, NUREG/CR-0763, LA-7770-MS, (April 1979)
- /57/ Mahaffy J.H.,
A Stability-Enhancing Two-Step Method for Fluid Flow Calculations, J. of Comp. Physics, Vol. 46, No.3, June 1983, pp. 329-341 (or NUREG/CR-0971, LA-7951-MS, 1979)
- /58/ Pryor R.J.,
Computational Methods in Thermal Reactor Safety, NUREG/CR-0851, LA-7856-MS, (June 1979)
- /59/ Spalding D.B.,
Mathematical modelling of fluidmechanics, heat-transfer and chemical-reaction processes, A lecture course, January 1980, HTS/80/1, Imperial College of Science and Technology, Mech.Eng.Dep., London
- /60/ Spalding D.B.,
A general purpose computer program for multi-dimensional one- and two-phase flow, Mathematics and Computers in Simulation XXIII(1981) pp.267-276
- /61/ Spalding D.B.,
The Calculation of Free-Convection Phenomena in Gas-liquid Mixtures, ICHMT Seminar, Dubrovnik, 1976, in "Turbulent Buoyant Convection", Eds. Afgan N., Spalding D.B., Hemisphere, Washington, 1977 pp.569-586 (auch HTS Report 76/11)
- /62/ Spalding D.B.,
Numerical Computation of Multiphase flows, A Course of 12 Lectures with GENMIX 2P listing and 5 Appendices, HTS report 81/8 (1981), Imperial College of Science and Technology, London.

- /63/ Spalding D.B.,
Numerical Computation of Multi-Phase Fluid Flow and Heat Transfer,
in "Recent Advances in Numerical Methods in Fluids", Vol.1, Eds. Taylor
C., Morgan K., pp.139-167, Pineridge 1980
- /64/ Spalding D.B.,
Multi-Phase Flow Prediction in Power-system equipment and components,
EPRI Workshop on Basic Two-Phase Flow Modelling in Reactor Safety and
Performance, Tampa, Florida, March 1979
- /65/ Carver M.B.,
Numerical Computation of Phase Separation at Two Fluid Flow, J.of
Fluids Engineering, June 1984, Vol. 106, pp.147-153
- /66/ Carver M.B.,
Development and Application of Computer Codes for Multidimensional
Thermalhydraulic Analyses of Nuclear Reactor Components, Proc. of Int.
Conf. on Numerical Methods in Nuclear Engineering, 1983, Sept.6-9,
Montreal, Canada, pp.3-27
- /67/ Carver M.B.,
Numerical Computation of Phase Distribution in Two Fluid Flow Using
the Two-Dimensional TOFFEA Code, AECL-8066, 1983 August, Chalk River
Nuclear Laboratories, Chalk River, Ontario, KOJ 170
- /68/ Carver M.B., Carlucci L.N., Inch W.W.R.,
Thermal-Hydraulics in Recirculating Steam Generators, THIRSF Code User's
Manual, AECL-7254, April 1981
- /69/ Tahir A., Carver M.B.,
Numerical Analysis of Two-Phase Flow in Horizontal Channels SAGA III Code
User's Guide, AECL-7613, Febr. 1982.
- /70/ Carver M.B., Tahir A.,
Computation of Two-Phase Flow in Interconnected Channels, Scientific
Computing IMACS, 1983, pp.337-342

- /71/ Carver M.B., Tahir A.E., Rowe D.S., Tapucu A., Ahmad S.Y.,
Computational Analysis of Two-Phase Flow in Horizontal Bundles,
Sub. to Nucl.Eng. and Design
- /72/ V.S. Pratap, D.B. Spalding, Fluid Flow and Heat Transfer in
Three-Dimensional Duct Flows, Int. J. Heat Mass Transfer,
Vol. 19 pp. 1183-1188, 1976
- /73/ Vanka S.P., Block-Implicit Calculation of Steady Turbulent Re-
circulating Flows, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 28, No. 11,
pp. 2093-2103, 1985
- /74/ Zedan M., G.E. Schneider, A Coupled Strongly Implicit Procedure
for Velocity and Pressure Computation in Fluid Flow Problems,
Numerical Heat Transfer, Vol. 8, pp. 557-557, 1985
- /75/ Zedan M., G.E. Schneider, A Strongly Implicit Simultaneous
Variable Solution Procedure for Velocity and Pressure in Fluid
Flow Problems, AIAA 18th Thermophysics Conference June 1 - 3, 1983
Montreal Canada, pp. 1 - 11
- /76/ Brandt A., Multi-Level Adaptive Solutions to Boundary-Value Pro-
blems, Mathematics of Computation, Vol. 31, No.138, April 1977,
pp. 333-390
- /77/ Brandt A., N. Dinar, Multigrid Solutions of Elliptic Flow Problems
in Numerical Methods for Partial Differential Equations, Ed. Seymour
V. Parter, Academic Press, 1979, pp. 53 - 147
- /78/ Alcoufte R.E., A. Brandt, J.E. Dendy, Jr. and J.W. Painter,
The Multi-Grid Method for the Diffusion Equation with Strongly Dis-
continuous Coefficients, SIAM J. Sci. Stat. Comput., Vol. 2, No. 4
(December 1981), pp. 430-454
- /79/ Dendy J.E., Jr., Black Box Multigrid, J. of Comp. Physics 48,
pp. 366 - 386 (1982)

- /80/ Shmilovich A., D.A. Caughey, Application of the Multigrid Method to Calculation of Transsonic Potential Flow about Wing-Fuselage Combinations, J. of Comp. Physics 48, 462-484 (1982)
- /81/ Chima R.V., Inviscid and Viscous Flows in Cascades with an Explicit Multiple-Grid Algorithm, AIAA Journal, Vol. 23, No.10 pp. 1556-1563, (October 1985)
- /82/ Vanka S.P., Block-Implicit Multigrid Solution of Navier-Stokes Equations in Primitive Variables, Sub. to J of Comp. Physics.
- /83/ Vanka S.P., Calculations of Three-Dimensional Recirculating Flows, Private Cumunication (1985)
- /84/ Phillips R.E., F.W. Schmidt,
A Multilevel-Multigrid Technique for Recirculating Flows,
Numerical Heat Transfer, Vol. 8 pp. 575 - 594, 1985
- /85/ Spectral Methods für Partial Differential Equations Ed. R.G. Voigt,
David Gottlib, M. Yousuff Hussaini, Siam, Philadelphia 1984
- /86/ Hockney R.W.
A Fast Direct Solution of Poisson's Equation Using Fourier Analysis,
J. of the Association for Computing Machinery, Vol. 12, No. 1
(Jan. 1965), pp. 95-113
- /87/ Orszag S.A., Spectral Methods for Problem in Complex Geometries,
J. of Comp. Physics 37, 70-92 (1980)
- /88/ Schumann U., Fast Elliptic Solvers and Their Application in Fluid Dynamics, in Computational Fluid Dynamics, Collect. Lect. Ser., von Karman Institute 1978, 401-430 (1980).
- /89/ Schmidt H., U. Schumann, H. Volkert,
Three-Dimensional Direct and Vectorized Elliptic Solver for Various Boundary Conditions, DFVLR - Mitt. 84-15, (1984)

- /90/ Eugene L. Wachspress,
The numerical Solution of Turbulent Flow Problems in General
Geometry, April 1979, Knolls Atomic Power Laboratory, KAPL-4116
(Nonstandard), Cont-790620- -1, (April 1979)
- /91/ E.L. Wachspress,
Iterative Solution of Elliptic Systems , Prentice-Hall, Inc.,
Englewood Cliffs, N.J., 1966
- /92/ Willi Schönauer,
The Efficient Solution of Large Linear Systems, Resulting from
the FDM for 3-D PDE's, on Vector Computers, Proc. of the First
Int. Colloquium on Vector and Parallel Computing in Scientific Appli-
cations, Paris 17 - 18 March 1983, nicht veröffentlicht.
- /93/ Nakamura Shoichiro
Computational Methods in Engineering and Science, A Wiley-
Interscience Publication, 1977
- /94/ Nylund O., et al.
Hydrodynamic and Heat Transfer Measurements on a Full Scale
Simulated 36-Rod Marviken Fuel Element with Uniform Heat Flux
Distribution, FRIGG-2, R4-497/RTL-1007, AB-Atomenergi,
Stockholm, Schweden 1968
- /95/ Hughes E.D., M.P. Paulsen,
A Drift-Flux Model of Two-Phase Flow for RETRAN, Nucl. Techno-
logy, Vol. 54, Sept. 1981, pp. 410-420
- /96/ Chexel B., G. Lellouche,
A Full-Range Drift-Flux Correlation for Vertical Flows,
EPRI NP-3989-SR, June 1985
- /97/ Butterworth D., G.F. Hewitt, Two-Phase Flow and Heat Transfer,
Oxford University Press(1977)

- /98/ Bennett A.W., G.F. Hewitt, H.A. Kearsley, R.K.F. Keep,
A E R E - R 5373 (1967).
- /99/ Miropolskij Z.L.,
Heat Transfer in Film Boiling of Steam-Water Mixture in Steam
Generating Tubes, Teploenergetika Vol. 10, No. 5, pp. 49-53, 1963
- /100/ Biasi L. et al.,
Studies on Burnout, Part 3, Energia Nucleare, 14, No 9,
p. 530 (1967)
- /101/ Kataoke I., M Ishii,
Mechanism and Correlation of Droplet Entrainment and Deposition
in Annular Two-Phase Flow, NUREG /CR-2885, ANL-82-44 (July 1982)
- /102/ Kevchishvili N.A., B.A. Dementev,
Issledovanie vlijanija ostatocnogo teplowydelenija una charak-
teristiki processa istecenija parovodnoj smesi, Teploenergetika
1985 pp. 67 - 70
- /103/ Broeders C.H.M., M. Dalle Donne ,
Auslegung eines heterogenen bzw. homogenen (Pu,U)₂O₂-Kerns mit
engem Brennstabgitter für einen fortgeschrittenen Druckwasser-
reaktor (FDWR), KfK Nachrichten, Jahrgang 17, 3/85 Seite 140-148 (1985)
- /104/ Domanus, H.M. et al., "Commix-1A:
A Three-Dimensional Transient single-phase computer program for
thermal hydraulic analysis of single and multicomponent systems".
Vol.1: Users manual, NUREG/CR--2896-Vol.1, ANL--82-25-Vol.1, Dec.1983
- /105/ "The APRCOT Programm: Comparison and Benchmarking of Computational
Methods for Analysis of LMFBR Structural Response to Postulated
Core Disruptive Accidents, Phase 1 Report"
October 1977, Science Applications Report SAN-1112-1, Oakland
California 94621, USA
- /106/ Harlow, F.H. et al., "Fluid Dynamics - A LASL Monograph", June 1971
LA-4700, University of California, Los Alamos, New Mexiko 87544, USA

- /107/ Gerling, K.,
unpublished
- /108/ Kolev, N.I.,
Zweiphasen-Zweikomponentenströmungen (Luft-Wasserdampf-Wasser) zwischen
den Sicherheitsräumen der KKW mit wassergekühlten Reaktoren bei Kühl-
mittelverlusthavarie, TU-Dresden (1977) Dissertation
- /109/ Kolev, N.I.,
Transiente Zweiphasenströmung, Springer-Verlag 1986
(ISBN 3-540-15907-x)
- /110/ Kolev, N.I.,
Transiente Three-Phase, Three-Component, Nonequilibrium Inhomogeneous
Flow, Nuclear Engineering and Design 91(1986)373-390
- /111/ Singhal, A.K., Keeton, L.W., Spalding, D.B., Srikantiok, G.S.,
"ATHOS: A Computer Program for Thermal-Hydraulic Analysis of Steam Generators",
Vol.1: Mathematical and Physical Models and Method of Solution
NP-2698-CCM, (EPRI-NP-2698-CCM) 1982
Programmer's Manual, NP-2698-CCM, Vol.2 (EPRI-NP-268-CCM-Vol.2) 1982
Vol.3: ATHOS: A Computer Program for Thermal-Hydraulic Analysis of Steam
Generators, User's Manual, NP-2698-CCM (EPEI-NP-2698-CCM-Vol.3) 1982
- /112/ Patankar, S.V.,
Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, New York, 1980
- /113/ Kobayashi, K., Nametame, K.,
Method of Characteristics for Solving Axi-Symmetric Two-Dimensional Flows,
JAERI-M-5969, Jan.1975
- /114/ Tokeoshi, K.,
One-dimensional Network for Multidimensional Fluid-Structure Interaction,
NSE: 72, 322-329 (1979)
- /115/ Sha, W.T., Domanus, H.M., Schmitt, R.C., Oras, J.J., Lin, I.H., Shah, V.L.,
New Approach for Rod-Bundle Thermal-Hydraulic Analysis, Nucl. Technology,
Vol.46, Dec.1979, pp. 268-280

- /116/ Chen, B.C.-J., Sha, W.T., Doria, M.L., Schmitt, R.C., Thompson, J.F.,
BODYFIT-1FE: A Computer Code for Three-Dimensional Steady-State/
Transient Single-Phase Red-Bundle Thermal-Hydraulic Analysis,
NUREG/CR-1874, ANL-80-127, Nov. 1980
- /117/ Hall, Ch.,
Numerical Solution of Navier-Stokes Problems by the Dual Variable
Method, Technical Report ICMA-82-42, Dep. of Math. and Statistics,
University of Pittsburg, July 1982
- /118/ Guy, R.R., Gloski, D.M.,
Verification of the GFLOW Computer Code Using Experimental Data from the
Main Yankee Spent-Fuel Storage Pool, EPRI-3097, May 1983
- /119/ Hell, C.A., Porshing, T.A.,
DUVAL: A Computer Program for the Implicit Treatment of Two-Dimensional,
Two-phase Fluid Transients, Technical Report ICMA 81-25, Aug. 1981,
Univ. of Pittsburg, PA 15216 USA
- /120/ Van der Vorst, M.J., Stuhmiller, J.,
Numerical Simulation of the Fluid Flow in a Centrifugal Steam Separator,
Proc. of the Int. Topical Meeting in Mathematical Methody for the Solution
of Nucl. Eng. Problems, 27.-29.4.1981, München, Vol.1, p.647
- /121/ Bottoni, M., Chi, H.N., Chien, T.H., Domanus, H.M., Lyczkowski, R.W.,
Sha, W.T., Shah, V.L.,
Development of the Three-Dimensional Two-Phase Flow COMMIX-2-SM Computer
Program, XI Liquid Metal Boiling Working Group, October 23-26, 1984,
Grenoble, France
- /122/ Mössinger, H.,
Zweidimensionale numerische Experimente zur instationären Zweiphasen-
Wasserströmung am Beispiel der HDR-Blowdownversuche mit DRIX-2D, KfK-2853,
August 1979
- /123/ Liles, D.R., u.a.,
TRAC-P1: An advanced Best Estimate Computer Program for PWR LOCA Analysis,
I. Methods, Models, User Information and Programming Details,
NUREG/CR-0063, LA-7279-MS, Vol.1, June 1978

- /124/ Kelly, J.E., Kao, S.P., Kazimi, M.S.,
THERMIT-2: A Two-Fluid Model for Light Water Reactor Subchannel Transient
Analysis, MIT-EL-81-014, April 1981
- /125/ Thurgood, M.J.,
COBRA-NC Post Test Prediction for HDR-Containment Steam Blowdown Test
V 44 (Int. Standard Problem 16), NUREG/CR-3749, PNL-5066
- /126/ Senglaub, M.E., Odom, J.P., Pickard, P.S.,
The Multicomponent Drift Flux Formulation for the Sinter Subsystem of
CONTAIN, as/120/, Vol.2, p.177, 1981
- /127/ Irvine T. F., P. E. Liley, Steam and Gas Tables with Computer Equa-
tions, Academic Press, Inc. 1984
- /128/ Rivkin S. L., E. A. Kremenevskaya, Equations of State of Water and
Steam for Computer Calculations for Process and Equipment at Power
Stations, Teploenergetika 1977 24 (3) 69-73
- /129/ Meyer-Pittroff R., H. Vesper, U. Grigull, Einige Umkehrfunktionen und
Näherungsgleichungen zur "1967 IFC Formulation for Industrial Use"
für Wasser und Wasserdampf, Brennst.-Wärme-Kraft 21 (1969) Nr. 5 Mai,
S. 239
- /130/ Rivkin S. L., A. A. Alexandrov, Termodinamizeskie svoistva vody i
wodjanogo para, Energia Moskva 1975
- /131/ Liles D. R. et al., TRAC-PD2 An Advanced Best-Estimate Computer Program
for Pressurized Water Reactor Loss-of-Coolant Accident Analysis,
NUREG/CR-2054, LA-7709-MS (1981)
- /132/ Idelcik I. E., Spravocnik po gidravliceskich Soprotivlenijam, Moskva,
Energia (1975)
- /133/ Hewitt G. F., H. Taylor, Annular Two-Phase Flow, Oxford-New York-
Toronto-Sydney-Braunschweig 1970, Pergamon Press
- /134/ Paleev I. I., B. S. Filippovich, Phenomena of Liquid Transfer in Two-
Phase Dispersed Annular Flow, Int. J. Heat Mass Trans. 9, p. 1089
(1966)

- /135/ Taitel Y., D. Bornea, A. G. Dukler, Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes, ALCHÉ Journal (Vol. 26, No. 3) May 1980, p. 345
- /136/ Ishii, M., K. Mishima, Study of Two-Fluid Model and Interfacial Area, NUREG/CR-1873, ANL-80-111 (Dec. 1980)
- /137/ Ishii M., K. Mishima, Liquid Transfer and Entrainment Correlation for Droplet-Annular Flow, TF 20, Heat Transfer 1974, 5th Int. Heat Transf. Conf. Tokyo (1974) Vol. 4, pp. 307-312
- /138/ Ishii M., One-Dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations for Relative Motion Between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes, ANL-77-47
- /139/ Ishii M., G. De Jarlais, Hydrodynamics of Post CHF Region, CONF-8404146-1 DE 84 011711, Pres. at the Int. Workshop on Fundamental Aspects of Post-Dryout Heat Transfer, Salt Lake City, Utah, April 2-4, 1984
- /140/ Ishii M., K. Mishima, I. Kataoka, G. Kocamustataogullari, Two-Fluid Model and Importance of the Interfacial Area in Two-Phase Flow Analysis, Proc. of the Ninth U.S. National Congress of Applied Mechanics, Ithaca, N.Y., June 21-26, 1982, ASME, pp. 73-80 (1982)
- /141/ Kataoka I., M. Ishii, Mechanism and Correlation of Droplet Entrainment and Deposition in Annular Two-Phase Flow, NUREG/CR-2885, ANL-82-44 (July 1982)
- /142/ Ishii M., K. Michima, Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations, NED 82 (1984) 107-126
- /143/ Holman J. P., Heat Transfer, Third Edition (McGraw-Hill Book Company, New York, 1972)
- /144/ Sieder E. N., G. E. Tate, Heat Transfer and Pressure Drop of Liquids in Tubes, Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 28, No. 12, pp. 1429-1435, December 1936

- /145/ Hughes E. D., Macroscopic Balance Equations for Two-Phase Models, NED 54 (1979) 239-259
- /146/ Thom I. R. S., et al., Boiling in Subcooled Water During up Heated Tubes or Annuli, Proc. Instr. Mech. Eng. pp. 1965-1966, Vol. 180, 3C (1966)
- /147/ Butterworth D., G. F. Hewitt, Two-Phase Flow and Heat Transfer, Oxford University Press (1977)
- /148/ Hausen H., Darstellung des Wärmeüberganges in Röhren durch verallgemeinerte Potenzbeziehungen, Verfahrenstechn. 9, H.4/5, 75-79 (1958)
- /149/ Collier J. G., Convection Boiling and Condensation, London: McGraw-Hill Book Company, Inc., 1972
- /150/ Miropolskij Z. L., Heat Transfer in Film Boiling of Steam-Water Mixture in Steam Generating Tubes, Teploenergetika Vol. 10, No. 5, pp. 49-53, 1963
- /151/ VDI-Wärmeatlas, 2. Auflage 1974, Jc 1, Kondensation von Dampf-Gas-Gemischen, VDI-Verlag
- /152/ Edelman Z., Elias E., Void Fraction Distribution in Low Flow Rate Subcooled Boiling, NED 66 (1981) 375-382
- /153/ Bowring R. W., Simple but Accurate Round Tube, Uniform Heat Flux, Dryout Correlation over the Pressure Range 0.7 to 17 MN/m² (100 to 2500 psia), AEEW-R-789
- /154/ Biasi L. et al., Studies on Burnout, Part 3, Energia Nucleare, 14, No. 9, p. 530, (1967)
- /155/ Zuber N., et al., The Hydrodynamic Crisis in Pool Boiling of Saturated and Subcooled Liquids, International Developments in Heat Transfer, Part 2, No. 27, 1961, Int. Heat Transfer Conf., Boulder, Colorado, pp. 230-236

- /156/ Smolin V. N., S. V. Shpanskii, V. I. Esikov, T. K. Sedova, Method of Calculating Burnout in Tubular Fuel Rods when Cooled by Water and a Water-Steam Mixture, Teploenergetika, 1977 24 (12) 30-35
- /157/ Kutateladse, S. S., A Hydrodynamic Theory of Changes in the Boiling Process Under Free Convection Conditions, Izv. Akad. Nauk SSSR, Otd. Tekh. Nauk 4 (1951) 529-36; AEC-tr-1991 (1954)
- /158/ Lellouche G. S., A Model for Predicting Two-Phase Flow, BNL-78625, 1974
- /159/ Delhaye J. M., M. Giot, M. L. Riethmüller, Thermodynamics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, Hemisphere Publ. Corp., McGraw-Hill Book Company, 1981
- /160/ Tolubinskij W. I., Teploobmen pri kipenii, Kiev, Naukova dumka 1980
- /161/ Abuat N., B. J. C. Wu, G. A. Zimmer, P. Saha, A Study of Nonequilibrium Flashing of Water in a Converging-Diverging Nozzle, NUREG/CR-1864, BNL-NUREG-51317, Vol. 1 of 3, June 1981
- /162/ Wu B. J. C., N. Abuat, P. Saha, A Study of Nonequilibrium Flashing of Water in a Converging-Diverging Nozzle, Vol. 2 - Modelling, NUREG/CR-1864, BNL-NUREG-51317 Vol. 2 of 3, June 1981
- /163/ Saha P., N. Abuat, B. J. C. Wu, A Nonequilibrium Vapor Generation Model for Flashing Flows, Trans. of the ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 106, Feb. 1984, p. 106
- /164/ Rivard W. C., J. R. Travis, A Nonequilibrium Vapor Production Model for Critical Flow, NSE: 74, 40-48 (1980)
- /165/ Algmir M., J. H. Lienhard, Correlation of Pressure Undershoot During Hot-Water Depressurisation, J. of Heat Transfer, Vol. 103, Nr. 1 (1981) p. 60
- /166/ F. Mayinger, Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen, Springer, 1982

- /167/ Tanaka M., Heat Transfer of a Spray Droplet in a Nuclear Reactor Containment, Nuclear Technology Vol. 47, Feb. 1980, p. 268
- /168/ Mamaev V. A., u. a., Dvizenie gasozidkostnykh smesej v trubach, Moska-Nedra (1978)
- /169/ Moody E. J., A Pressure Pulse Model for Two-Phase Critical Flow Sonic Velocity, J. of Heat Transfer, August 1969, p. 371
- /170/ Kolev N. I., To the Modelling of the Transient Nonequilibrium Non-homogeneous System, Proc. of Heat Physics - 82 "Nuclear Reactor Safety of WWER NPS", ZSKS-SKODA, Karlovy Vary 3-7. v. 1982, pp. 129-147
- /171/ Reocreux M. L., Experimental Study of Steam-Water Choked Flow, Proc. of the CSNI Specialists Meeting "Transient Two-Phase Flow", August 3/4, 1976, Toronto, Vol. 2, p. 637
- /172/ Sabotinov L. S. Experimental Investigation of the Void Fraction in Subcooled Boiling for Different Low of Power Distribution along the Channel, Moska (1974), Ph.D. Thesis (russ.)
- /173/ C. C. St. Pierre, ANL-7041 (1965)
- /174/ R. A. Egen, D. A. Dingee and J. W. Chastain, BMI-1163 (1957)
- /175/ D. Nylund et al., Hydrodynamic and Heat Transfer Measurements on a Full-Scale Simulated 36-rod Marviken Fuel Element with Uniform Heat Flux Distribution, FRIGG-2, Danish Atomic Energy Commission (1968)
- /176/ Grundmann U. et al., Thermohydraulische Berechnungen zu ausgewählten Versuchen mit der Experimentalkassette EK-1, Kernenergie, Bd. 25, H.6, (1982), S. 254
- /177/ Bulavin V. V. et al., Der konstruktive Aufbau der Experimentalkassette EK-1, Kernenergie, Bd. 25, H.6, (1982), S. 229
- /178/ Kolev, N. I., Comparisons of the RALIZA-2/02 Two-Phase Flow Model with Experimental Data, NED 85 (1985) 217-237.
- /179/ Bennett A.W., G. F. Hewitt, H. A. Kearsley, R. K. F. Keays, AERE-R 5373 (1967)

- /180/ Arnecke G., Graphik für IVA2, nicht veröffentlicht.
- /181/ Boccaccini L.V., Time averaging procedure for calculating the mass and energy transfer rates in adiabatic two-phase flow, nicht veröffentlicht.
- /182/ Kolev N.I., Transient Equilibrium Two-Phase Flow with Quasi-Constant Slip, NED 65 (1981) 161-173.
- /183/ Kolev N.I., Ein G, p, x, h -Modell der nichthomogenen Nichtgleichgewichts-Zweiphasenströmung mit quasikonstantem Schlupf und dessen vielseitige Anwendungsmöglichkeiten, Kernenergie 28 (1985) 3, S. 133-137.
- /184/ Kolev N.I., Transient Two-Phase Two-Component Water-Steam-Air Flow, NSE: 85, 209-220 (1983).
- /185/ Kolev N.I., Transiente Dreiphasen Dreikomponenten Strömung, Teil 3: 3D-Dreifluid Diffusionsmodell, KfK 4080, 1986.