

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

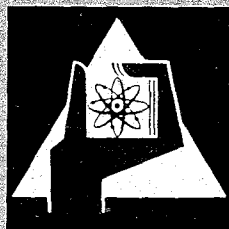
Dezember 1967

KFK 657
EUR 3693 d

Institut für Reaktorbauelemente
Institut für Reaktorentwicklung

Analogrechenmodell für dampfgekühlte schnelle Reaktoren
mit Direktkreislauf

W. Frisch, G. Woite



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



Dezember 1967

KFK-657

EUR 3693 d

Institut für Reaktorbauelemente

Institut für Reaktorentwicklung

Analogrechenmodell für dampfgekühlte schnelle Reaktoren
mit Direktkreislauf *)

W.Frisch

G.Woite

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

*) Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
1100 SOUTH EAST ASIAN AVENUE
CHICAGO, ILLINOIS 60607-7100
TEL: (773) 936-3100 FAX: (773) 936-3101

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
1100 SOUTH EAST ASIAN AVENUE
CHICAGO, ILLINOIS 60607-7100
TEL: (773) 936-3100 FAX: (773) 936-3101

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
1100 SOUTH EAST ASIAN AVENUE
CHICAGO, ILLINOIS 60607-7100
TEL: (773) 936-3100 FAX: (773) 936-3101

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Einleitung	2
1. Reaktorkern	3
1.1 Neutronenkinetik und Leistung	3
1.2 Thermodynamik	3
1.2.1 Wärmeerzeugung und -transport in Brennstoff u. Hülle	4
1.2.2 Bestimmung der max. Brennstofftemperatur	10
1.2.3 Wärmeübertragung an das Kühlmittel	12
1.2.4 Druckabfälle	15
1.2.5 Darstellung der nichtlinearen Dampfstoffwerte	16
1.3 Reaktivitätsrückwirkung	19
2. Kreislauf	21
2.1 Einteilung in Kontrollräume	21
2.2 Eintrittsplenum	21
2.3 Austrittsplenum	23
2.4 Verdampfer	25
2.5 Wasserspeicher	27
2.6 Wärmeübertragung im Zwischenüberhitzer	29
2.7 Wärmeaustausch mit Wandungen und Einbauten	31
2.8 Rohrleitungen	33
2.9 Rückschlagklappen	34
2.10 Turbinen	35
2.11 Gebläse	37
3. Anwendung	39
3.1 Erläuterungen zu den Rechenschaltungen	39
3.2 Variationsmöglichkeiten	39
3.3 Untersuchungsmöglichkeiten	41
3.3.1 Reaktivitätsstörungen	41
3.3.2 Laständerung der Nutzturbine	41
3.3.3 Ausfall eines Gebläses	42
3.3.4 Störung der Speisewasserversorgung eines Verdampfers	42
3.3.5 Rohrbruch	42
3.4 Anwendungsbeispiel	43
Symbole	44
Literatur	46
Verzeichnis der Abbildungen	47

Einleitung

Bei der Entwicklung dampfgekühlter schneller Brutreaktoren muß auch die Frage nach dem dynamischen Verhalten einer solchen Reaktoranlage beantwortet werden. Da wegen der vielfältigen physikalischen Zusammenhänge, die das dynamische Verhalten bestimmen, keine analytische Lösung des Problems gefunden werden kann, ist man auf die Simulation mit einem Rechenmodell angewiesen.

Zur Untersuchung der Dynamik des dampfgekühlten schnellen Brutreaktors D 1 [1] wurde ein Analogrechenmodell entwickelt. Die Simulation auf dem Analogrechner wurde wegen der größeren Rechengeschwindigkeiten gewählt, die sich besonders bei zahlreichen Parametervariationen positiv auswirkt. Auch ist die Simulation auf dem Analogrechner besonders gut geeignet, wenn man neben der reinen Anlage verschiedene Regelkonzepte untersuchen will.

Mit dem vorliegenden Modell können dampfgekühlte schnelle Reaktoren, die im Direktkreislauf arbeiten (Löffler-Prinzip oder Einspritz-Dampferzeuger), untersucht werden. Dabei kann berücksichtigt werden, daß eine Anlage mehrere parallele Kreisläufe hat. Serien- oder Parallelbetrieb der Gebläseantriebsturbinen kann wahlweise simuliert werden. Ein Regelsystem ist hier wegen der vielfältigen Möglichkeiten der Regelung nicht beschrieben, das Rechenmodell eignet sich jedoch gut dazu, durch ein bestimmtes Regelsystem zum Zweck einer Optimierung der Regelung erweitert zu werden. In Bild 9 ist der prinzipielle Aufbau des Modells mit den einzelnen simulierten Komponenten dargestellt.

Zweck des Rechenprogrammes ist, das dynamische Verhalten im Normalbetrieb (z.B. bei Lastwechseln) und bei Störungen (Reaktivitätsstörungen, Ausfall von Komponenten, Lecks usw.) zu simulieren. Wichtige Größen, wie Reaktorleistung, Reaktivität, Temperaturen in Brennstoff, Hülle und Kühlmittel, Massenströme und Drücke werden in ihrem zeitlichen Verlauf dargestellt.

1. Reaktorkern

Bei der Simulation des Reaktorkernes werden Neutronenkinetik, Wärmetransport vom Brennstoff zum Kühlmittel, Reaktivitätsrückwirkungen und Druckabfall des Kühlmittels im Kern berücksichtigt. Bild 11 zeigt die Verknüpfungen zwischen den einzelnen Programmteilen.

1.1 Neutronenkinetik und Leistung

Es werden die Gleichungen für die punktförmige Neutronenkinetik [2] zur Darstellung des Zeitverhaltens des Neutronenflusses benutzt.

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\delta k(t) - \beta}{l} n(t) + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i(t)$$

$$\frac{d C_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{l} n(t) - \lambda_i C_i(t)$$

Normiert auf stationäre Werte (Index o) und unter Berücksichtigung der Proportionalität zwischen Neutronendichte und Leistung erhält man Gleichung (1) und (2), die der Programmierung zugrunde liegen (Bild 12).

$$\frac{d \frac{P}{P_o}(t)}{dt} = \frac{1}{l} \delta k(t) \cdot \frac{P}{P_o}(t) - \frac{\beta}{l} \cdot \frac{P}{P_o}(t) + \sum_{i=1}^m \frac{\beta_i}{l} \frac{C_i}{C_{oi}}(t) \quad (1)$$

$$\frac{d \frac{C_i}{C_{oi}}(t)}{dt} = \lambda_i \cdot \frac{P}{P_o}(t) - \lambda_i \cdot \frac{C_i}{C_{oi}}(t) \quad (2)$$

1.2 Thermodynamik

Das thermodynamische Verhalten des Cores wird durch die Simulation eines Brennstabes mit zugehörigem Kühlkanalanteil dargestellt. Im Normalfall wird ein Brennstab mittlerer Leistungsdichte benutzt, um die für die Reaktivitätsrückwirkung erforderlichen mittleren Temperaturen zu ermitteln. Bei genügend großer Rechenkapazität kann

parallel dazu der höchstbelastete Brennstab simuliert werden, um die maximalen Temperaturen zu bestimmen. Wenn maximale und mittlere Leistungsdichte sich nicht stark unterscheiden (z.B. $\varphi_{ax} = \frac{P_{max}}{\bar{P}} > 0,7$ bei schnellen Leistungsreaktoren), macht man einen vernachlässigbar kleinen dynamischen Fehler, wenn man nur den höchstbelasteten Brennstab simuliert und die Reaktivitätskoeffizienten, die mit der Brennstoff- oder Hüllentemperatur verknüpft sind, entsprechend reduziert. Bei den Kühlmittelkoeffizienten braucht keine Korrektur vorgenommen zu werden, wenn das Core so ausgelegt ist, daß die Aufheizspanne in allen Kanälen gleich ist.

1.2.1 Wärmeerzeugung und -transport in Brennstoff und Hülle

Die Fourier'sche Dgl der Wärmeleitung wird für den Brennstab durch eine Segmentierung in Zylinderringe und damit durch ein System von gewöhnlichen Dgln erster Ordnung dargestellt (Bild 1). In jedem Segment werden Mittelwerte von Temperatur ϑ und Leistungsdichte S angenommen. Innerhalb von Brennstoff und Hülle wird der Wärmetransport in axialer Richtung vernachlässigt. Die Verknüpfung der einzelnen Zylinderringe in radialer Richtung erfolgt über Energiebilanzen [3].

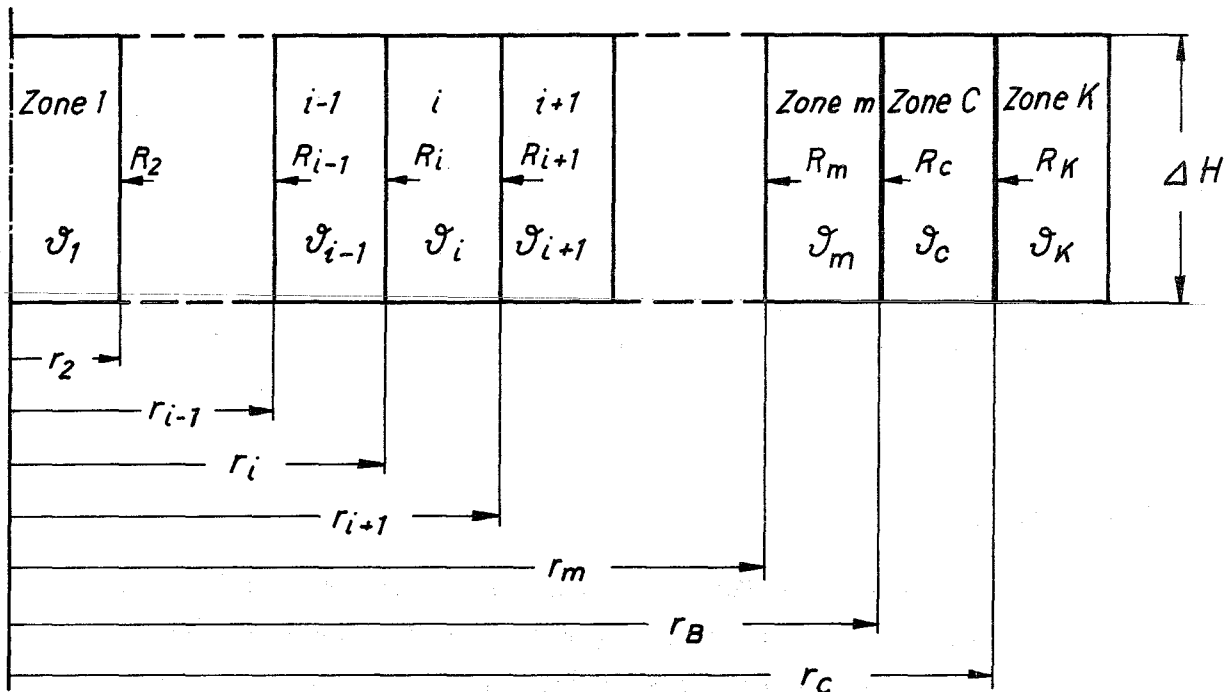


Bild 1: Radiale Aufteilung des Brennstabes

Für einen Zylinderring liefert die Energiebilanz:

$$V_i \cdot \rho_i \cdot c_i \cdot \frac{d \vartheta_i}{dt} = q_i \cdot F_i - q_{i+1} \cdot F_{i+1} + S_i \cdot V_i$$

Die Wärmestromdichten q_i und q_{i+1} werden durch mittlere Temperaturen ϑ_{i-1} , ϑ_i und ϑ_{i+1} und die Wärmewiderstände R_i zwischen Zone $i-1$ und i und R_{i+1} zwischen Zone i und $i+1$ dargestellt.

$$q_i \cdot F_i = \frac{\vartheta_{i-1} - \vartheta_i}{R_i}$$

$$V_i \cdot \rho_i \cdot c_i \cdot \frac{d \vartheta_i}{dt} = \frac{\vartheta_{i-1} - \vartheta_i}{R_i} \cdot F_i - \frac{\vartheta_i - \vartheta_{i+1}}{R_{i+1}} \cdot F_{i+1} + S_i \cdot V_i$$

Die Wärmewiderstände können in stationären Rechnungen bestimmt werden. Unter der Annahme konstanter Leistungsdichte bestimmt sich $q(r)$ im Brennstoff in einer Zone der Höhe ΔH stationär:

$$q(r) \cdot 2 \pi r \Delta H = S \cdot \pi \cdot r^2 \Delta H$$

$$q(r) = \frac{S \cdot r}{2} \quad 0 \leq r \leq r_B$$

In der Hülle wird keine Leistungserzeugung angenommen:

$$q(r) = q(r_B) \cdot \frac{r_B}{r} = \frac{S \cdot r_B^2}{2 r} \quad r_B \leq r \leq r_C$$

Die Grundgleichung der Wärmeleitung

$$q = - \lambda \text{ grad } \vartheta$$

vereinfacht sich zu

$$q = - \lambda \frac{d \vartheta}{dr} \quad \text{wegen} \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} = 0 \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial z} = 0$$

Für den Brennstoff gilt für $S = \text{const}$ und $\lambda_B = \text{const}$

$$\frac{S \cdot r}{2} = \lambda_B \frac{d\vartheta}{dr}$$

$$\frac{S}{2\lambda_B} \int_0^r r \, dr = - \int_{\vartheta_z}^{\vartheta} d\vartheta$$

$$\vartheta(r) = \vartheta_z - \frac{S}{4\lambda_B} r^2$$

$\vartheta_z = \text{Zentraltemperatur}$

Die mittlere Temperatur des Elementes i ist definiert als

$$\vartheta_i = \frac{\int_{r_i}^{r_{i+1}} \vartheta(r) \cdot r \, dr}{\int_{r_i}^{r_{i+1}} r \, dr}$$

$$\vartheta_i = \vartheta_z - \frac{S}{8\lambda_B} \cdot \frac{(r_{i+1}^4 - r_i^4)}{(r_{i+1}^2 - r_i^2)}$$

oder umgeformt

$$\vartheta_i = \vartheta_z - \frac{S}{4\lambda_B} r_i^2 - \frac{S}{8\lambda_B} (r_{i+1}^2 - r_i^2)$$

Entsprechend ist

$$\vartheta_{i-1} = \vartheta_z - \frac{S}{4\lambda_B} r_i^2 + \frac{S}{8\lambda_B} (r_i^2 - r_{i-1}^2)$$

Daraus ergibt sich der Wärmeleitwiderstand zwischen zwei Zonen im Brennstoff mit den mittleren Temperaturen ϑ_{i-1} und ϑ_i bei einer Aufteilung in m Zonen

$$R_i = \frac{\vartheta_{i-1} - \vartheta_i}{q_i \cdot F_i} = \frac{1}{8 \lambda_B \pi \Delta H} \cdot \frac{r_{i+1}^2 - r_{i-1}^2}{r_i^2}$$

für $i = 2 \dots m$

$$r_1 = 0 \quad r_{m+1} = r_B$$

In der Hülle wird wegen der geringen Wandstärke keine zusätzliche Aufteilung in radialer Richtung vorgenommen. Bei Aufteilung des Brennstoffes in m radiale Zonen wird der Wärmeleitwiderstand zwischen der Zone m mit der mittleren Temperatur ϑ_m und der Hülle mit der mittleren Temperatur ϑ_C berechnet (s. Bild 1). Er setzt sich aus drei Teilen zusammen: Wärmeleitung im Brennstoff, Wärmeübergang im Spalt, Wärmeleitung im Can. Bis zum Brennstoffrand gilt:

$$\vartheta(r) = \vartheta_z - \frac{S}{4 \lambda_B} r^2$$

oder, bezogen auf die Brennstoff-Randtemperatur ϑ_R :

$$\vartheta(r) = \vartheta_R + \frac{S}{4 \lambda_B} (r_B^2 - r^2)$$

Im Hüllmaterial gilt:

$$q(r) = q(r_B) \cdot \frac{r_B}{r} = \frac{S \cdot r_B^2}{2 r} \quad r_B \leq r \leq r_C$$

$$\int_{\vartheta_{CI}}^{\vartheta_C} d\vartheta = - \frac{S r_B^2}{2 \lambda_C} \int_{r_B}^r \frac{1}{r} dr$$

$$\vartheta(r) = \vartheta_{CI} - \frac{S \cdot r_B^2}{2 \lambda_C} \ln \frac{r}{r_B} \quad r_B \leq r \leq r_C$$

ϑ_{CI} = Temperatur an der Innenseite der Hülle

Der Wärmeübergang zwischen Brennstoff und Hülle wird dargestellt durch eine Wärmeübergangszahl h_{BC} .

$$\vartheta_R = \vartheta_{CI} + \frac{q(r_B)}{h_{BC}} = \vartheta_{CI} + \frac{S \cdot r_B}{2 h_{BC}}$$

Aus dem Temperaturverlauf werden die mittleren Temperaturen bestimmt:

$$\vartheta_m = \frac{\int_{r_m}^{r_B} \left(\vartheta_R + \frac{S}{4 \lambda_B} (r_B^2 - r^2) \right) r \, dr}{\int_{r_m}^{r_B} r \, dr}$$

$$\vartheta_m = \vartheta_R + \frac{S}{8 \lambda_B} (r_B^2 - r_m^2)$$

$$\vartheta_C = \frac{\int_{r_B}^{r_C} \left(\vartheta_{CI} - \frac{S r_B^2}{2 \lambda_C} \ln \frac{r}{r_B} \right) r \, dr}{\int_{r_B}^{r_C} r \, dr}$$

$$\vartheta_C = \vartheta_{CI} - \frac{S r_B^2}{2 \lambda_C} \left(\frac{r_C^2 \ln \frac{r_C}{r_B}}{r_C^2 - r_B^2} - \frac{1}{2} \right)$$

$$R_C = \frac{\vartheta_m - \vartheta_C}{q(r_B) \cdot F(r_B)}$$

$$R_C = \underbrace{\frac{r_B^2 - r_m^2}{8 \lambda_B \pi \Delta H r_B^2}}_{\text{Brennstoff}} + \underbrace{\frac{1}{2 \pi r_B \Delta H \cdot h_{BC}}}_{\text{Spalt}} + \underbrace{\frac{1}{2 \pi \lambda_C \Delta H} \left(\frac{r_C^2 \ln \frac{r_C}{r_B}}{r_C^2 - r_B^2} - \frac{1}{2} \right)}_{\text{Hülle}}$$

Der Wärmewiderstand R_K zwischen Hülle und Kühlmittel setzt sich aus einem Wärmeleitwiderstand im Can und einem Wärmeübergangswiderstand zwischen Can und Kühlmittel zusammen. Der Anteil der Wärmeleitung wird über die mittlere Temperatur berechnet.

$$R_{K1} = \frac{1}{2 \pi \lambda_C \Delta H} \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{r_B^2}{r_C^2 - r_B^2} \ln \frac{r_C}{r_B} \right)$$

$$R_{K2} = \frac{1}{h_{CK} \cdot 2 \pi r_C \cdot \Delta H}$$

$$R_K = R_{K1} + R_{K2}$$

Hierbei ist h_{CK} von den Dampfzuständen im Kühlkanal abhängig (s.Kap.1.2.5).

Für den allgemeinen Fall, daß S und λ Funktionen von r sind, ist in [3] eine Gleichung zur Berechnung von R angegeben.

Sind die Wärmeleitwiderstände zwischen den Zonen bekannt, so läßt sich das System von Differentialgleichungen bei Aufteilung des Brennstoffes in m radiale und n axiale Zonen aufstellen (s.Bild 13).

$$(V \cdot \rho \cdot c)_{i,k} \cdot \frac{d \vartheta_{i,k}}{dt} = \frac{\vartheta_{i-1,k} - \vartheta_{i,k}}{R_{i,k}} - \frac{\vartheta_{i,k} - \vartheta_{i+1,k}}{R_{i+1,k}} + S_{i,k} V'_{i,k}$$

$$\begin{aligned} \frac{d \vartheta_{i,k}}{dt} &= \frac{S_{i,k}}{(\rho \cdot c)_{i,k}} + \frac{1}{(V \cdot \rho \cdot c)_{i,k} \cdot R_{i,k}} \cdot \vartheta_{i-1,k} \\ &\quad - \frac{1}{(V \cdot \rho \cdot c)_{i,k}} \left(\frac{1}{R_{i,k}} + \frac{1}{R_{i+1,k}} \right) \cdot \vartheta_{i,k} \\ &\quad + \frac{1}{(V \cdot \rho \cdot c)_{i,k} \cdot R_{i+1,k}} \cdot \vartheta_{i+1,k} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{array}{lll} i = 1 \dots m & R_{m+1,k} = R_{C,k} & \vartheta_{m+1,k} = \vartheta_C \\ k = 1 \dots n & R_{0,k} = \infty & \end{array}$$

Für die Hüllentemperatur gilt die spezielle Gleichung:

$$(V \cdot \rho \cdot c)_{C,k} \cdot \frac{d \vartheta_{C,k}}{dt} = \frac{\vartheta_{m,k} - \vartheta_{C,k}}{R_{C,k}} - \frac{\vartheta_{C,k} - \vartheta_{K,k}}{R_{K,k}}$$

$$k = 1 \dots n \quad \vartheta_{K,k} = \text{mittlere Kühlmitteltemperatur der } k\text{-ten Zone}$$

$$\frac{d \vartheta_{C,k}}{dt} = \frac{1}{(V \cdot \varrho \cdot c)_{C,k} \cdot R_{C,k}} \vartheta_{m,k} - \frac{1}{(V \cdot \varrho \cdot c)_{C,k} \cdot R_{C,k}} \vartheta_{C,k} - \frac{1}{(V \cdot \varrho \cdot c)_{C,k}} \cdot L_{C,k} (\vartheta_{C,k} - \vartheta_{K,k}) \quad (4)$$

$$L_{K,k} = \frac{1}{R_{K,k}}$$

Aus Gleichung (1) erhält man die relative Leistung P/P_0 . In Gleichung (3) geht die Leistungsdichte ein. Folgende Umrechnung ist dabei nötig:

$$\frac{S_{i,k}}{\varrho_{i,k} \cdot c_{i,k}} = \frac{a_{i,k} \cdot P_0}{(V \cdot \varrho \cdot c)_{i,k}} \cdot \frac{P}{P_0}$$

P_0 = stationäre Leistung eines Brennstabes

$a_{i,k}$ = Anteil der in einer Zone erzeugten Leistung

$$\sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^n a_{i,k} = 1$$

Die Größe der $a_{i,k}$ hängt von der axialen Leistungsverteilung und dem Volumen der einzelnen Zonen ab;

$\frac{a_{i,k}}{V_{i,k}}$ ist volumenabhängig.

Gl. (3) und (4) gelten mit entsprechendem $a_{i,k}$ auch für die axialen Brutzonen.

1.2.2 Bestimmung der maximalen Brennstofftemperatur

An der Stelle höchster Leistungsdichte (meistens Coremitte) kann die max. Brennstofftemperatur genauer bestimmt werden, wenn die Segmenthöhe gegen Null geht. Diese zusätzliche Scheibe der Höhe $\Delta H = 0$ an der Stelle höchster Leistungsdichte S_{\max} wird durch die Dgln. der Wärmeleitung im Brennstoff beschrieben (Bild 14).

Durch Einsetzen von R_i und V_i erhält man im Brennstoff für $i = 1 \dots m-1$

$$\frac{d\hat{\vartheta}_i}{dt} = \frac{S_{\max}}{\rho_B c_B} + \frac{(\hat{\vartheta}_{i-1} - \hat{\vartheta}_i) 8 a_B r_i^2}{(r_{i+1}^2 - r_{i-1}^2)(r_{i+1}^2 - r_i^2)} - \frac{(\hat{\vartheta}_i - \hat{\vartheta}_{i+1}) 8 a_B r_{i+1}^2}{(r_{i+1}^2 - r_i^2)(r_{i+2}^2 - r_i^2)} \quad (5a)$$

und für $i = m$

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\vartheta}_m}{dt} = & \frac{S_{\max}}{\rho_B c_B} + \frac{(\hat{\vartheta}_{m-1} - \hat{\vartheta}_m) 8 a_B r_m^2}{(r_B^2 - r_{m-1}^2)(r_B^2 - r_m^2)} - \\ & - \frac{(\hat{\vartheta}_m - \vartheta_C) 2 a_B r_B^2}{\left(\frac{r_B^2 - r_m^2}{4} + \frac{\lambda_B r_B}{h_{BC}} + \frac{r_B^2 \cdot \lambda_B}{\lambda_C} \left[\frac{r_C^2 \ln r_C / r_B}{r_C^2 - r_B^2} - \frac{1}{2} \right] \right) (r_B^2 - r_m^2)} \end{aligned} \quad (5b)$$

Da in der Nähe der max. Leistungsdichte die Hüllentemperatur in axialer Richtung nahezu linear ansteigt, macht man keinen großen Fehler, wenn man bei ungeradem n die mittlere Hüllentemperatur der mittleren Scheibe benutzt:

$$\vartheta_C \approx \vartheta_{C, \left(\frac{n}{2} + \frac{1}{2}\right)}$$

Da keine zeitlichen Flußverschiebungen angenommen werden, gilt

$S_{\max} \sim \frac{P}{P_0}$. Der Proportionalitätsfaktor hängt von der axialen Flußverteilung ab. In Gl. (3) ist $V_{i,k} \sim \Delta H$ und $R_{i,k} \sim \frac{1}{\Delta H}$. Deshalb sind die Koeffizienten unabhängig von ΔH . Somit sind die Koeffizienten der Gleichungen (3) identisch mit denen der Gleichungen (5a) und (5b).

Die Zentraltemperatur läßt sich mit dem vorhandenen Gleichungssystem genau bestimmen, wenn man im Zentrum eine Zone 0 definiert, deren Volumen 0 ist ($r_0 = 0$; $r_1 = 0$).

$$\frac{d\hat{\vartheta}_0}{dt} = \frac{S_{\max}}{\rho_B c_B} - (\hat{\vartheta}_0 - \hat{\vartheta}_1) \cdot \frac{8 \lambda_B}{\rho_B c_B r_2^2} \quad (6)$$

Da das Volumen dieser Zone Null ist, bleibt auch der Zuflußterm in der Gleichung für ϑ_1 Null. An der Gleichung für ϑ_1 ändert sich also nichts, wenn man noch eine Zone mit dem Volumen Null vorschaltet.

1.2.3 Wärmeübertragung an das Kühlmittel

Bei der Wärmeübertragung von der Hülle zum Kühlmittel müssen Wärmeleitung, Wärmeübergang und Transport im strömenden Kühlmittel berücksichtigt werden. Die vereinfachte Darstellung der Wärmeübertragung im Kühlkanal mit Hilfe von linearen Dgl. 1. Ordnung stößt wegen des gleichzeitigen Auftretens von Wärmeleitung in radialer Richtung und Wärmetransport in axialer Richtung auf Schwierigkeiten. Außerdem sind die Nichtlinearitäten der Dampfstoffgrößen und des Wärmeübergangs nicht zu vernachlässigen, wie es bei Na-Kühlung möglich ist.

Die gebräuchlichste und einfachste Methode benutzt die Energiebilanz eines Kühlkanalelementes mit einer stationären linearen Gleichung für die Mittelung der Kühlmitteltemperatur.

$$m_K c_K \frac{d\vartheta_K}{dt} = L_K (\vartheta_C - \vartheta_K) - \dot{m} \cdot c_K (\vartheta_A - \vartheta_E)$$

$$\vartheta_K = \frac{\vartheta_A + \vartheta_E}{2}$$

\dot{m} = Kühlmitteldurchsatz

ϑ_E = Kühlmittel-Eintrittstemperatur

ϑ_A = Kühlmittel-Austrittstemperatur

Durch Umformung erhält man:

$$\frac{d\vartheta_K}{dt} = A_1 \vartheta_C + A_2 \vartheta_E - (A_1 + A_2) \vartheta_K$$

und $\vartheta_A = 2\vartheta_K - \vartheta_E$

mit $A_1 = \frac{L_K}{m_K c_K}$ und $A_2 = \frac{2\dot{m}}{m_K}$

Da nach einer Änderung der Eintrittstemperatur ϑ_E die mittlere Kühlmitteltemperatur erst mit der Zeitkonstanten $\frac{1}{A_1 + A_2}$ nachfolgt, ändert sich ϑ_A im ersten Augenblick in der flaschen Richtung. Dieser oft störende Effekt kann beseitigt werden, wenn man den axialen Wärmetransport getrennt berücksichtigt. Eine Veranschaulichung kann über die Laplace-Transformation gegeben werden:

$$\frac{d\vartheta_K}{dt} = A_1 \vartheta_C + A_2 \vartheta_E - (A_1 + A_2) \vartheta_K \quad \text{mit } \theta = \mathcal{L}\{\vartheta\}$$

liefert im Bildbereich

$$(A_1 + A_2 + p) \theta_K = A_1 \theta_C + A_2 \theta_E$$

$$\theta_K = \frac{\frac{A_1}{A_1+A_2}}{1 + \frac{1}{A_1+A_2} p} \theta_C + \frac{\frac{A_2}{A_1+A_2}}{1 + \frac{1}{A_1+A_2} p} \theta_E$$

Diese Gleichung sagt aus, daß sich Veränderungen von ϑ_C und ϑ_E mit der gleichen Zeitkonstanten auf ϑ_K auswirken.

Verlegt man die Kühlmitteltransportzeiten aus den einzelnen Kühlkanal-zonen zwischen die Zonen, wirken sich Störungen von ϑ_E sofort auf ϑ_K und ϑ_A aus. Die Austrittstemperatur einer Zone wird dann, der Transportzeit entsprechend, verzögert in die folgende Zone eingegeben. Die Gleichung für die Kühlmitteltemperatur lautet nun im Bildbereich unter der Annahme, daß der Einfluß von ϑ_E auf ϑ_K ohne Verzögerung geschieht:

$$\theta_K = \frac{\frac{A_1}{A_1+A_2}}{1 + \frac{1}{A_1+A_2} p} \theta_C + \frac{A_2}{A_1 + A_2} \theta_E$$

Aufspaltung und Rücktransformation liefert:

$$\frac{d\vartheta_{K1}}{dt} = A_1 \vartheta_C - (A_1 + A_2) \vartheta_{K1} \quad (7a)$$

$$\vartheta_{K2} = \frac{A_2}{A_1 + A_2} \vartheta_E \quad (8a)$$

$$\vartheta_K = \vartheta_{K1} + \vartheta_{K2} \quad (7b)$$

$$\vartheta_A = 2 \vartheta_K - \vartheta_E \quad (8b)$$

Ist die Zeitkonstante $\frac{1}{A_1 + A_2}$ sehr klein gegenüber allen anderen Zeitkonstanten der Wärmeleitung, was bei Dampfkühlung meistens der Fall ist, so kann diese vernachlässigt werden. Dann kann man Gl. (7a) - (8b) vereinfachen und zusammenfassen (Bild 15).

$$\vartheta_{K,k} = \vartheta_{E,k} + \left(\frac{A_1}{A_1 + A_2} \right)_k \cdot (\vartheta_{C,k} - \vartheta_{E,k}) \quad (7c)$$

$$\vartheta_{A,k} = \vartheta_{E,k} + 2 \left(\frac{A_1}{A_1 + A_2} \right)_k (\vartheta_{C,k} - \vartheta_{E,k}) \quad (8c)$$

mit $\vartheta_{E,1} = \text{Core-Eintrittstemperatur}$

$$k = 1 \dots n$$

Wegen der Ähnlichkeit von Gl.(7c) und (8c) und wegen der Zusammenfassung von L_K, \dot{m} und c_K in einem Ausdruck, ist nur eine nichtlineare Funktion für Gleichung (7c) und (8c) darzustellen.

Die Transportzeit wird zwischen die Kühlkanalzonen gelegt:

$$\vartheta_{E,k}(t) = \vartheta_{A,k-1}(t - \tau_k) \quad k = 2 \dots n \quad (9)$$

$$\tau_k = \frac{\Delta H}{n \cdot w_k}$$

$\Delta H = \text{Höhe der Brennstoffzone}$

$n = \text{Anzahl der Zonen in axialer Richtung}$

$w_k = \text{Kühlmittelgeschwindigkeit}$

Wenn keine Möglichkeit zur echten Totzeitsimulation gegeben ist, muß eine geeignete Padé-Approximation [4] gesucht werden. Sind die Durchlaufzeiten des Kühlmittels durch das Core gegenüber den Zeit-

konstanten der Wärmeübertragung vernachlässigbar kurz, so kann auf eine feine Aufteilung der Transportzeiten zwischen den einzelnen Kühlkanalzonen verzichtet werden. Es genügt dann, die gesamte Transportzeit des Cores an einer geeigneten Stelle zusammenzufassen.

1.2.4 Druckabfälle

Bei der Berechnung der Druckabfälle wird angenommen, daß der Massendurchsatz durch einen Kühlkanal keine Funktion des Ortes ist. Auch wird näherungsweise angenommen, daß der Reibungsbeiwert konstant ist. Die Berechnung erfolgt über die Beziehung:

$$\Delta p_k = a \cdot w_k \cdot \dot{m} \qquad w_k = \frac{\dot{m}}{S_{K,k}}$$

\dot{m} = Massendurchsatz

w_k = Geschwindigkeit

a = Proportionalitätsfaktor

Der Proportionalitätsfaktor a muß nicht berechnet werden, wenn die stationären Werte Δp_0 und \dot{m}_0 gegeben sind. Er kann dann an geeigneter Stelle in der Schaltung so eingestellt werden, daß die stationären Bedingungen erfüllt sind (Bild 16). Der Gesamtdruckabfall Δp_{ges} setzt sich aus den einzelnen Anteilen Δp_k zusammen.

$$p_E - p_A = \sum_{k=1}^n \Delta p_k = \sum_{k=1}^n a \cdot w_k \cdot \dot{m} \qquad (10)$$

mit $a \cdot w_k = \frac{a \cdot \dot{m}}{S_{K,k}}$

p_E = Reaktor-Eintritts-Druck (11)

p_A = Reaktor-Austritts-Druck

Diese Gleichung wird als algebraische Gleichung implizit gelöst, weil vom Kreislauf her p_E und p_A als gegeben angenommen werden. Es stellt sich dann der jeweils erforderliche Massendurchsatz ein.

Mit Hilfe der Δp_k der einzelnen Kühlkanalzonen können die mittleren Drücke p_k der Zonen berechnet werden, wenn man näherungsweise einen linearen Druckverlauf innerhalb einer Zone annimmt. Man kann wahlweise vom Austrittsdruck p_A oder vom Eintrittsdruck p_E ausgehen (Bild 2).

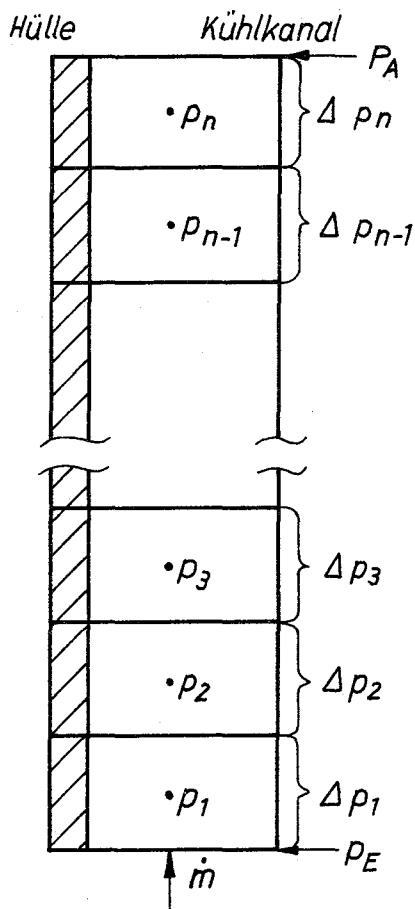


Bild 2: Axiale Druckverteilung
im Reaktorkern

$$p_k = p_E - \sum_{i=1}^{k-1} \Delta p_i - \frac{1}{2} \Delta p_k \quad (12a)$$

$$p_k = p_A + \sum_{i=1}^{n-k} \Delta p_{n-i+1} + \frac{1}{2} \Delta p_k \quad (12b)$$

Oft ist es aus Gründen der Rechenkapazität notwendig, auf eine Simulation der Wärmeerzeugung im Blanket zu verzichten. Der Druckabfall im Blanket kann dann näherungsweise berücksichtigt werden, indem er über die erste und letzte Zone des Kühlkanals berechnet wird. Die Zonen 1 und n erhalten dann die Wichtungsfaktoren für Δp_1 und Δp_n in Gl.(10).

$$k_1 = 1 + \frac{\Delta p_{eo}}{\Delta p_{1o}}$$

$$k_n = 1 + \frac{\Delta p_{ao}}{\Delta p_{no}}$$

Δp_{eo} und Δp_{ao} sind die Druckabfälle des eintritts- und austrittsseitigen Blankets im stationären Zustand. Bei der Summierung zu Δp_{ges} und bei der Berechnung der mittleren Drücke p_k sind diese Druckabfälle dann entsprechend zu berücksichtigen.

1.2.5 Darstellung der nichtlinearen Dampfstoffwerte

Kühlmitteldichte

Zur Berechnung der Kühlmitteldichtereaktivität und der Kühlmittelschwindigkeit muß die Kühlmitteldichte bestimmt werden. Sie ist eine Funktion des Druckes und der Temperatur. Diese beiden Größen stehen

aus Gleichung (12) und (7c) zur Verfügung. Bei Vorhandensein eines großen Hybrid-Rechners kann die Dampfdichte über ein Digitalprogramm für Dampfstoßgrößen berechnet werden. Andernfalls ist man gezwungen, Näherungsgleichungen zu benutzen, die mit den vorhandenen Rechenelementen dargestellt werden können. Bei der Wahl einer Näherung muß mit berücksichtigt werden, welche Untersuchungen mit dem Programm durchgeführt werden sollen. Bei der Untersuchung einer Anlage im Normalbetrieb und bei leichten Störfällen kommt es z.B. nicht zu großen Druckänderungen, so daß es sich empfiehlt, eine Näherung zu suchen, bei der die Temperaturabhängigkeit der Dichte möglichst gut simuliert ist, während für die Druckabhängigkeit eine verhältnismäßig grobe Näherung genügt. Hierfür ist die folgende Darstellung ein Beispiel. Zunächst wird eine Trennung der Veränderlichen vorgenommen.

$$\rho_K = f(\vartheta_K, p) = f_1(\vartheta_K)_{p_0} + f_2(p)_{\vartheta_{K0}}$$

f_1 wird mit Hilfe eines Dioden-Funktionsgenerators dargestellt, f_2 wird durch Linearisierung approximiert (Bild 17).

$$\rho_{K,k} = f_1(\vartheta_K)_{p_0} + a_k(p-p_0) \quad (13)$$

Für p_0 wählt man zweckmäßig den Druck in der Mitte des Kernes. Im Einzelfall ist nachzuprüfen, ob die Genauigkeit in den erforderlichen Bereichen von ϑ_K und p ausreicht. Besonders durch die Trennung der Veränderlichen kann es in der Nähe der Satttdampflinie zu größeren Abweichungen kommen. Bei der Untersuchung der D1-Anlage brachte Gleichung (13) bei Leistungserhöhungen von 50 % und Druckvariationen im Bereich ± 25 at maximale Fehler von weniger als 10 % für ρ_K . Hier kann man eine wesentliche Verbesserung erzielen, indem man bei genügender Rechenkapazität $a_k = f(\vartheta_K)$ darstellt.

Wärmeübergang Hülle - Kühlmittel

Gleichung (4) enthält den Wärmewiderstand $R_K = R_{K1} + R_{K2}$ zwischen Can und Kühlmittel. In R_{K1} wird die Wärmeleitung im Can bis zum äußeren Rand berücksichtigt, in R_{K2} der Wärmeübergang zwischen Can und Kühlmittel.

Die Wärmeübergangszahl h_{CK} , die in R_{K2} enthalten ist, hängt bei gegebener Geometrie im wesentlichen von Druck, Temperatur und Durchsatz ab. Um Rechenelemente des Analogrechners zu sparen, ist es zweckmäßig, den gesamten Wärmeleitwert zwischen Can und Kühlmittel

$L_K = \frac{1}{R_K}$ mit einem Digitalprogramm in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Durchsatz zu berechnen. Die Druckabhängigkeit von L_K ist sehr gering (0,1 - 0,2 % je at), deshalb wurde sie in der Simulation vernachlässigt. Eine gute Näherung für die Abhängigkeit von Temperatur und Durchsatz erhält man mit dem Ansatz:

$$L_K = f_1(\vartheta_{K,m_0}) \cdot f_2(\dot{m})_{\vartheta_{K0}}$$

$f_1(\vartheta_{K,m_0})$ wird mit einem Diodenfunktionsgenerator simuliert, f_2 wird linearisiert (Bild 17).

$$f_2 = a + b \cdot \dot{m}$$

b bestimmt sich aus $\frac{d L_K}{d \dot{m}}(\dot{m}_0, \vartheta_{K0})$ und

a aus der Bedingung $f_2(\dot{m}_0) = 1$

$$L_{K,k} = f_1(\vartheta_{K,k})_{\dot{m}_0} \cdot (a + b \dot{m}) \quad (14)$$

Die Fehler, die durch diese Näherung entstehen, liegen im interessierenden Temperaturbereich und im Massendurchsatzbereich

$0,3 \leq \frac{\dot{m}}{\dot{m}_0} \leq 1,7$ unter 10 %.

Spezifische Wärme des Kühlmittels

In den Kühlkanalgleichungen (7c) und (8c) tritt die spezifische Wärme c_p implizit in $\frac{A_1}{A_1 + A_2}$ zusammen mit L_K auf.

$$\frac{A_1}{A_1 + A_2} = \frac{L_K}{L_K + 2 \dot{m} c_K}$$

Durch diese Zusammenfassung ist in den Kühlkanalgleichungen nur noch eine nichtlineare Funktion darzustellen, $\frac{A_1}{A_1 + A_2}$ wird zweckmäßig ähnlich wie L_K mit einem Digitalprogramm in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Durchsatz berechnet (Bild 17). Die Näherung

$$\frac{A_1}{A_1 + A_2} = f_1 (\vartheta_K)_{\dot{m}_0} \cdot (c + d \dot{m}) \quad (15)$$

liefert wie bei L_K genügend genaue Werte. f_1 wird auch hier mit einem Diodenfunktionsgenerator dargestellt.

1.3 Reaktivitätsrückwirkung

Die Darstellung der Reaktivitätsrückwirkungen erfolgt über die Änderung der Temperaturen im Brennstoff, Can und Strukturmaterial sowie der Kühlmitteldichte. Hierzu werden die räumlich über die einzelnen Zonen gemittelten Temperaturen aus Gleichung (3), (4) und (7c) und die Kühlmitteldichte aus Gl.(13) benutzt.

Infolge der axialen Aufteilung eines Brennstabes in mehrere Zonen ist eine axiale Wichtung der Koeffizienten möglich. Eine radiale Verteilung über das ganze Core kann nicht dargestellt werden, weil das Core nur durch einen Brennstab simuliert wird. Die gesamte rückwirkende Reaktivität lautet:

$$\begin{aligned} \delta k_r = & \alpha_B \sum_{k=1}^n \left(\sum_{i=1}^m a_{i,k} (\vartheta_{i,k} - \vartheta_{oi,k}) \right) \\ & + \alpha_C \sum_{k=1}^n a_{C,k} (\vartheta_{C,k} - \vartheta_{Co,k}) \\ & + \alpha_S \sum_{k=1}^n a_{S,k} (\vartheta_{K,k} - \vartheta_{Ko,k}) \\ & + \alpha_\rho \sum_{k=1}^n a_{\rho,k} (\varrho_{K,k} - \varrho_{Ko,k}) \end{aligned} \quad (16)$$

$a_{i,k}$ = Wichtungsfaktoren

α_B = Brennstofftemperaturkoeffizient (einschl. Dopplerkoeffizient)

α_C = Cantemperaturkoeffizient

α_S = Strukturmaterialtemperaturkoeffizient

α_ρ = Kühlmitteldichtekoeffizient

Bei großen Leistungsänderungen ist es zweckmäßig, die Temperaturabhängigkeit des Dopplerkoeffizienten über einen Funktionsgenerator zu berücksichtigen. Die Strukturmaterialreaktivität wird besser simuliert, wenn man $\delta_{K,k}$ mit einer Zeitkonstanten τ_S verzögert, um die Aufheizung des Strukturmaterials vom Kühlmittel her zu berücksichtigen (Bild 18).

In der Schaltung werden nur die Ausdrücke, die δ_k und ρ_k enthalten, berücksichtigt. Alle Ausdrücke, die die stationären Werte δ_{ok} und ρ_{ok} enthalten, gehen nicht explizit in die Rechnung ein. Sie werden in einem stationären Abgleich mit der Bedingung $\delta k_{ro} = 0$ für die vier verschiedenen Reaktivitätsanteile berücksichtigt.

Zur rückwirkenden Reaktivität wird die Störreaktivität δk_S , die von außen zugeführt werden kann, addiert:

$$\delta k_{ges} = \delta k_r + \delta k_S \quad (17)$$

2. Kreislauf

2.1 Einteilung in Kontrollräume

Zur Berechnung der Dampfzustände wird der Kreislauf (Bild 9) in mehrere Kontrollräume aufgeteilt, in denen jeweils ein mittlerer Dampfzustand angenommen wird. Als Kontrollräume werden gewählt

Eintrittsplenum

Austrittsplenum

Verdampfer

Wasserspeicher (Ruths-Speicher)

In jedem Kontrollraum wird die Dampfdichte mittels einer Mengenbilanz und die Enthalpie mittels einer Energiebilanz berechnet. Dadurch ist der Dampfzustand eindeutig bestimmt. Bei der Berechnung der Dichte wird die Dampf-Speicherfähigkeit des gesamten Systems berücksichtigt, indem die Volumina der Rohrleitungen und des Zwischenüberhitzers zum Volumen des jeweils benachbarten Kontrollraumes addiert werden. Das Energie-Übertragungsverhalten der Rohrleitungen und des Zwischenüberhitzers wird gesondert berücksichtigt.

2.2 Eintrittsplenum

Die Dampfdichte ϱ_E im Eintrittsplenum wird aus der Mengenbilanz und die Enthalpie i_E aus der Energiebilanz berechnet:

$$\frac{d\varrho_E}{dt} = \frac{\dot{m}_{LE} + \dot{m}_R - \dot{m}_C}{V_E} \quad (18)$$

$$\frac{di_E}{dt} = \frac{\dot{m}_{LE} i'' + N_G + \dot{m}_R i'' - \dot{m}_C i_E}{m_E} + \left. \frac{d\varrho_E}{dt} \frac{\partial i}{\partial \varrho} \right|_s \quad (19)$$

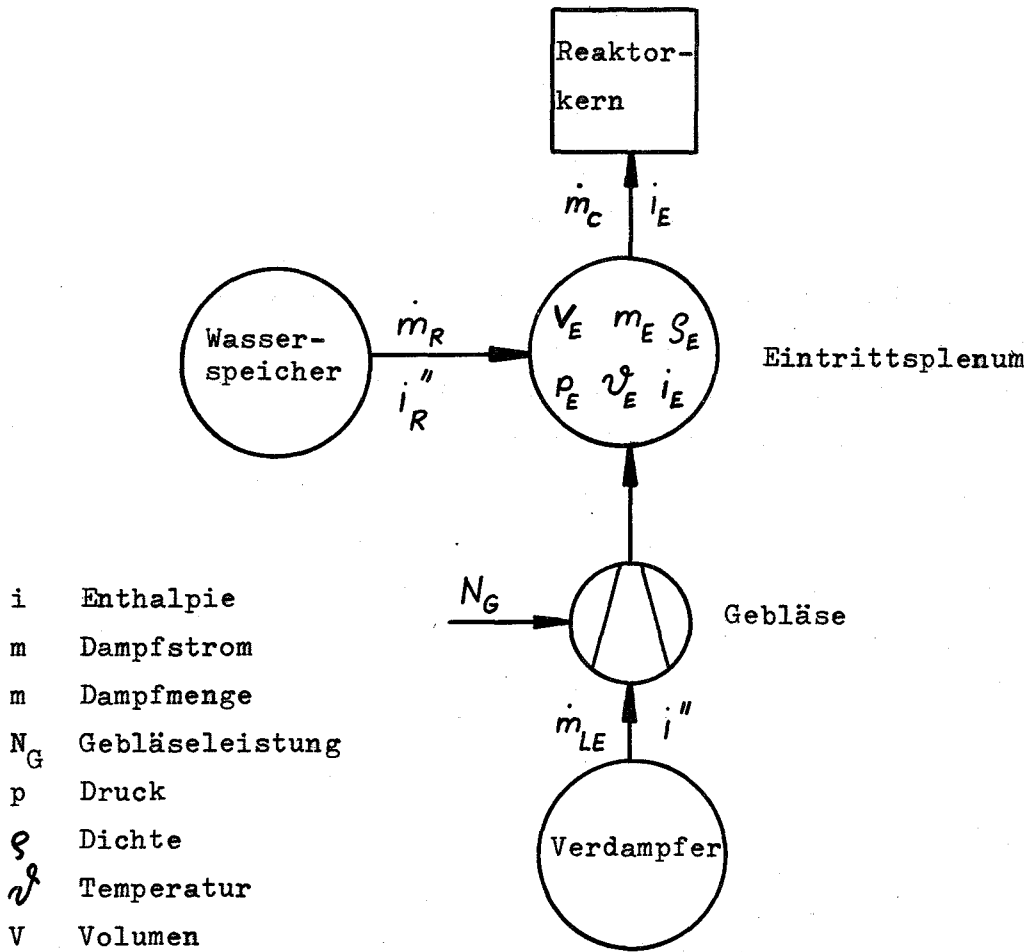


Bild 3 Mengen- und Energiebilanz des Eintrittsplenums

Der letzte Term von Gl. 19 berücksichtigt die Verschiebungsarbeit gegen die Umgebung, die der Dampf bei einer als adiabatisch angenommenen Expansion leistet.

Der Druck ist eine Funktion von Dichte und Enthalpie. Unter der Annahme, dass der Abstand des Dampfzustandes von der Satteldampflinie näherungsweise konstant bleibt, kann die Funktion linearisiert werden:

$$\frac{dp_E}{dt} = \left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_{i_{E0}} \frac{d\rho_E}{dt} + \left. \frac{\partial p}{\partial i} \right|_{\rho_{E0}} \frac{di_E}{dt} \quad (20)$$

Die nichtlineare Abhängigkeit der Temperatur von der Enthalpie wird auf einem Funktionsgenerator dargestellt, während die Abhängigkeit vom Druck linearisiert wird:

$$T_E = f(i_E) \Big|_{p_{E0}} + \left. \frac{\partial T}{\partial p} \right|_{i_{E0}} (p_E - p_{E0}) \quad (21)$$

Durch die Linearisierungen entstehen im Bereich 180 ± 20 at maximal folgende Fehler: Druck ± 2 at, Temperatur ± 1 °C.

2.3 Austrittsplenum

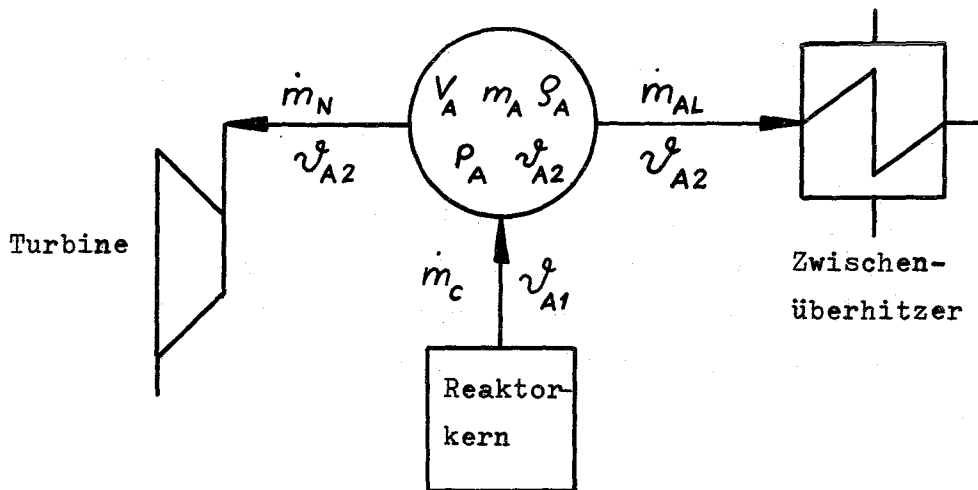


Bild 4 Mengen- und Energiebilanz des Austrittsplenums

Der Dampfzustand im Austrittsplenum kann nach der selben Methode bestimmt werden wie der Dampfzustand im Eintrittsplenum. Der Einfachheit halber wird jedoch die Berechnung der Enthalpie umgangen, da der Dampf weit vom Sättigungszustand entfernt ist und seine spez. Wärme daher keinen grossen Schwankungen unterliegt. Unter der Annahme idealer Durchmischung folgt die Dampftemperatur ϑ_{A2} im Austrittsplenum der Temperatur ϑ_{A1} am Reaktoraustritt mit einer Verzögerung 1. Ordnung:

$$\frac{d\vartheta_{A2}}{dt} = \frac{\dot{m}_C}{m_A} (\vartheta_{A1} - \vartheta_{A2}) + \left. \frac{d\vartheta}{d\vartheta} \right|_s \frac{d\vartheta}{dt} \quad (22)$$

Der 2. Term auf der rechten Seite von Gl. 22 berücksichtigt Temperaturänderungen infolge von Volumenänderungen, bei denen eine Arbeit gegen die Umgebung geleistet wird. Die Dampfdichte ϱ_A wird wieder aus der Mengenbilanz berechnet:

$$\frac{d\varrho_A}{dt} = \frac{\dot{m}_C - \dot{m}_{AL} - \dot{m}_N}{V_A} \quad (23)$$

Für die Berechnung des Druckes gelten die gleichen Überlegungen wie unter 1.2.5. Am Reaktoraustritt treten bei Störungen grosse Temperaturschwankungen auf. Bei der Berechnung des Druckes wird die Abhängigkeit von der Temperatur auf einem Funktionsgenerator dargestellt, während die Abhängigkeit von der Dichte linearisiert wird:

$$p_A = f(\vartheta_{A2}) \varrho_{Ao} + \left. \frac{dp}{d\varrho} \right|_{\vartheta_{A2o}} (\varrho_A - \varrho_{Ao}) \quad (24)$$

Gleichung 24 berechnet den Druck im Bereich von 170 ± 20 at, 540 ± 100 °C mit einem Fehler von maximal +7 at. Dieser verhältnismässig grosse Fehler tritt bei Annäherung an den kritischen Zustand auf (Druckerhöhung bei gleichzeitiger Temperaturabsenkung).

Die Berechnung eines zu hohen Druckes wirkt sich folgendermassen aus: das Druckgefälle vom Reaktoreintritt zum Reaktoraustritt ist zu klein, das Druckgefälle vom Reaktoraustritt zum Verdampfer zu gross. Die in das Austrittsplenum einströmende Dampfmenge nimmt ab, die ausströmende zu. Dadurch sinkt die Dampfdichte im Austrittsplenum. Der Druck und die Dampfströme nähern sich dem korrekten Wert, während die Dichte um 5 % zu klein und infolgedessen der Druckabfall vom Austrittsplenum zum Verdampfer um 5 % zu gross berechnet wird. Da dieser Fehler nur eine geringe Rückwirkung auf das dynamische Verhalten hat, kann man bei einem Mangel an Funktionsgeneratoren auch die Abhängigkeit von der Temperatur linearisieren, wodurch sich die Fehler verdoppeln.

2.4 Verdampfer

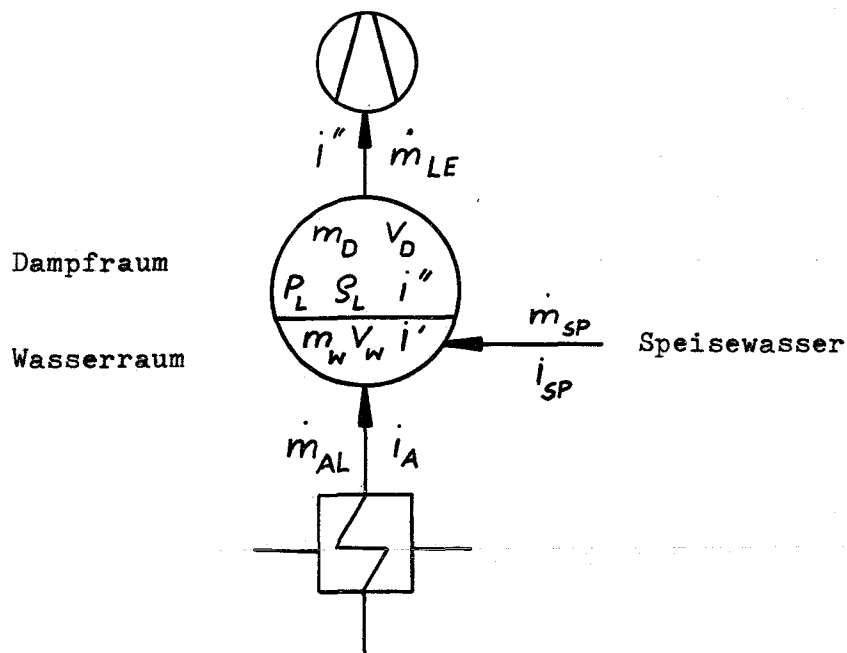


Bild 5 Mengen- und Energiebilanz des Verdampfers

Die Mengenbilanz des Verdampfers ist dadurch ausgeglichen, dass der Speisewasserstrom \dot{m}_{sp} gleich der Differenz der ein- und ausfliessenden Dampfströme \dot{m}_{AL} und \dot{m}_{LE} gesetzt wird:

$$\dot{m}_{sp} = \dot{m}_{LE} - \dot{m}_{AL} \quad (25)$$

Im Institut für Reaktorbauelemente durchgeführte Versuche haben gezeigt, dass die Zeit für die Wärmeübertragung vom Heissdampf an das Wasser in einem Löffler-Verdampfer sehr kurz ist. Sie kann vernachlässigt oder zu der Transportzeit des Dampfes vom Austrittsplenium zum Verdampfer addiert werden.

Nimmt man stets Sättigungszustand für Wasser und Dampf an, so genügt die Energiebilanz

$$\dot{Q}_L = \dot{m}_{AL} i_A + \dot{m}_{sp} i_{sp} - \dot{m}_{LE} i'' \quad (26)$$

zur Berechnung der für die weitere Rechnung benötigten Stoffwerte

1. Druck

$$\frac{dp_L}{dt} = \frac{\dot{Q}_L}{C} \quad (27)$$

2. Dampfenthalpie

$$\frac{di''}{dt} = \frac{\dot{Q}_L}{C} \frac{di''}{dp} \quad (28)$$

3. Dampfdichte

$$\frac{d \rho_L}{dt} = \frac{\dot{Q}_L}{C} \frac{d \rho_L}{dp} \quad (29)$$

Die Energiespeicherkapazität C gibt an, wieviel Energie erforderlich ist, um den Druck im Verdampfer zu erhöhen:

$$C = V_w \frac{d(\rho' i')}{dp} + V_D \frac{d(\rho_L i'')}{dp}$$

Die Energiespeicherkapazität wird als konstant angenommen. Hierdurch und durch die Linearisierungen in Gl. 28 und 29 entstehen im Bereich von 165 \pm 20 at maximal folgende Fehler:

Druck	$\pm 2,6$ at	= 1,6 %
Enthalpie	± 2 kJ/kg	= 0,08 %
Dichte	$\pm 0,6$ kg/m ³	= 0,6 %

Soll in einem Einspritzverdampfer Sattedampf erzeugt werden, so macht man den Einspritzwasserstrom grösser als zur Erzeugung von Sattedampf notwendig, scheidet das überflüssige Wasser ab und spritzt es zusammen mit dem tatsächlichen Speisewasserstrom \dot{m}_{sp} wieder ein. Für die umlaufende Wassermenge m_w nimmt man Sättigungszustand an und verwendet Gl. 25 - 29 zur Simulation des Verdampfers.

Wird der Einspritzwasserstrom so gewählt, dass der Verdampfer keinen gesättigten, sondern leicht überhitzten Dampf erzeugt, so müssen ausgehend von der Betriebsweise des Verdampfers andere Annahmen getroffen werden. Eine sehr einfache Annahme wäre beispielsweise, dass die Dampfaustrittstemperatur durch Regelung des Einspritzwasserstroms konstant gehalten wird. Bleibt auch die Wassermenge im Verdampfer konstant, so ist die mittlere Dichte des Dampfes aus der Mengenbilanz berechenbar, vgl. Gl. 18 und 23. Aus Temperatur und Dichte berechnet man die übrigen Stoffwerte des Dampfes mit Hilfe von Funktionsgeneratoren, da Linearisierungen wegen der Nähe der Sattedampflinie zu grosse Fehler ergeben. Genügen solche einfachen Annahmen nicht, so unterteilt man den Verdampfer in Zonen und zieht die Gleichungen für den Wärme- und Stoffaustausch zwischen Wasser und Dampf für die Simulation mit heran.

Die für den Einspritzverdampfer angestellten Überlegungen gelten sinngemäss auch für einen Zyklonverdampfer.

2.5 Wasserspeicher

Der Wasserspeicher (Ruthsspeicher oder Wassermantel um den Reaktorkern) wird im stationären Betrieb auf Siedetemperatur gehalten. Bei Druckabsenkung liefert er Dampf an das Eintrittsplenum, wobei das Wasser auf Siedetemperatur bleibt. Der Aufladevorgang bei Drucksteigerung verläuft langsam. Er ist daher dynamisch von untergeordneter Bedeutung und wird nicht simuliert. Mit einer Komparatorschaltung wird im Rechenmodell erreicht, dass der Wasserspeicher Dampf abgeben, aber nicht aufnehmen kann (siehe 2.9).

Da im stationären Betrieb und bei Entladung stets Sättigungszustand herrscht, ist der Dampfzustand durch den Druck eindeutig bestimmt. Der Speicherdruck p_R ist gleich der Summe aus dem Druck p_E im Eintrittsplenum und dem Rohrleitungsdruckverlust Δp_{RE} :

$$p_R = p_E + \Delta p_{RE} \quad (30a)$$

Die Berechnung des Rohrleitungsdruckverlustes ist unter 2.8 beschrieben. Der Wasserspeicher kann auch direkt mit dem Eintrittsplenum verbunden sein; dann ist $\Delta p_{RE} = 0$ bzw.

$$p_R = p_E \quad (30b)$$

Die Rechenschaltung (Bild 19) gilt für diesen Fall.

Die Satttdampfenthalpie i_R'' ist eine Funktion des Speicherdruckes. Die Funktion wird linearisiert:

$$i_R'' = i_{R_0}'' + \left. \frac{di''}{dp} \right|_{p_{R_0}} (p_R - p_{R_0}) \quad (31)$$

Der dadurch entstehende Fehler beträgt bei einer Druckabsenkung von 180 auf 160 at nur 0,08 %.

Der Entnahmedampfstrom \dot{m}_R wird aus der Energiebilanz errechnet:

$$\dot{m}_R (i_R'' - i_R') = m_R \frac{di'}{dt}$$

m_R Wassermenge im Speicher

i' Sättigungsenthalpie des Wassers

$$\dot{m}_R = \frac{m_R}{i_R'' - i_R'} \frac{di'}{dp} \frac{dp_R}{dt} \quad (32)$$

Da die Ableitung dp_R/dt des Speicherdruckes nach der Zeit nicht aus der Rechenschaltung entnommen werden kann und eine Differentiation aus rechentechnischen Gründen vermieden werden muss, wird Gleichung 32 implizit gelöst, indem ein angenommenes dp_R/dt integriert und mit dem Wert \dot{m}_R aus Gl. 30 verglichen wird. Stimmen die Werte nicht überein, so wird dp_R/dt korrigiert. Gl. 32 wird

in linearisierter Form verwendet. Dadurch entsteht bei einer Druckabsenkung von 180 auf 160 at ein Fehler von maximal 5 % bei der Berechnung des Entnahmedampfstromes.

2.6 Wärmeübertragung im Zwischenüberhitzer

Im Zwischenüberhitzer wird Wärme von dem im Reaktor überhitzten Dampf an den in der Hochdruckstufe der Nutzturbine entspannten Dampf übertragen. Der gebräuchliche Weg zur Simulierung eines Wärmetauschers ist die Aufteilung in Segmente und Berechnung der Wärmeleistungen und Temperaturen der einzelnen Segmente. Im folgenden wird ein Verfahren beschrieben, das im Interesse sparsamer Verwendung der Rechenelemente den Zwischenüberhitzer auf eine stark vereinfachte Weise simuliert.

Da die Vorgänge im inneren Kühlkreislauf massgebend für die Rückwirkung des Kreislaufes auf den Reaktor sind, wird nur die Primärseite des ZÜ simuliert. Die Dampfspeicherfähigkeit des Zwischenüberhitzers wird zweckmässigerweise mit der des Verdampfers zusammengefasst, da beide Speicherräume nahe benachbart liegen. Das Übertragungsverhalten für die Dampftemperatur wird charakterisiert durch den zeitlichen Verlauf der ZÜ-Austrittstemperatur ϑ_{A4} nach einem Einheitssprung der ZÜ-Eintrittstemperatur ϑ_{A3} .

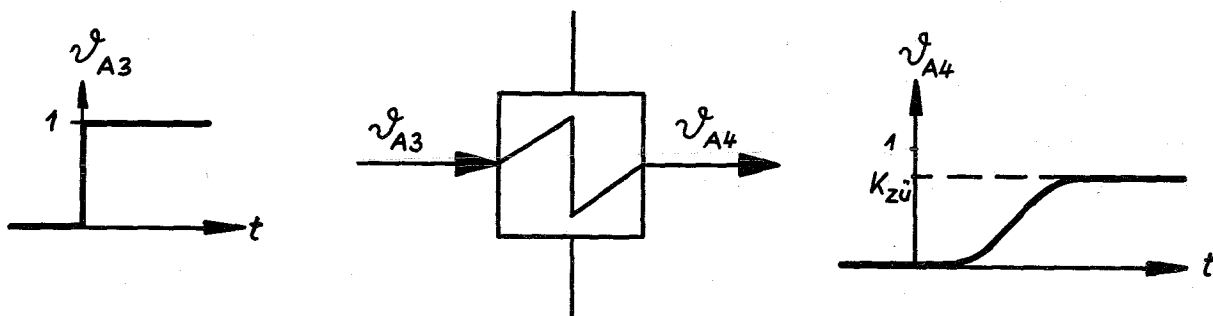


Bild 6 Temperatur-Übertragungsverhalten des Zwischenüberhitzers

Die Erhöhung der ZÜ-Austrittstemperatur nach Abklingen des Einschwingvorgangs ist nicht gleich der Erhöhung der ZÜ-Eintrittstemperatur, da auch die übertragene Wärmemenge sich ändert. Dies wird durch den Verstärkungsfaktor $K_{ZÜ}$ charakterisiert. $K_{ZÜ}$ wird durch eine stationäre Berechnung ermittelt.

Das Übergangsverhalten wird durch zwei in Serie geschaltete Verzögerungsglieder 1. Ordnung mit gleichen Zeitkonstanten T_1 angenähert. Die Gleichung für die Austrittstemperatur lautet im Bildbereich der Laplace-Transformation

$$\Theta_{A4} = \frac{K_{ZÜ}}{(1 + T_1 s)^2} \Theta_{A3} \quad (33)$$

s Laplace-Operator

$$\Theta = \mathcal{L}\{\vartheta\}$$

Dieses Vorgehen kann man auch auffassen als eine Unterteilung des ZÜ in zwei gleich grosse Abschnitte mit der Annahme thermischen Ausgleichs in jedem Abschnitt. Diese Annahme ist berechtigt, da die Verweilzeit des Dampfes gross ist gegen die für das Eindringen der Wärme in die dünnwandigen Wärmetauscherrohre benötigte Zeit.

Bei einer Auslegung des ZÜ wie in [1] ist wegen des höheren Druckes und Durchsatzes die Wärmeübergangszahl auf der Primärseite grösser als auf der Sekundärseite. Kleine Änderungen der Wärmeübergangszahl auf der Primärseite beeinflussen den Wärmefluss wenig, da die Heizflächentemperatur eng an die Frischdampf­temperatur gekoppelt ist. Nimmt man an, dass beim Übergang auf einen neuen stationären Zustand die Heizflächentemperatur ϑ_{Fe} um den gleichen Betrag angehoben wird wie die Frischdampf­temperatur ϑ_{A3} und dass die dafür erforderliche Wärmemenge dem Frischdampf entzogen wird, so ergibt sich für die Grösse der Zeitkonstanten

$$T_1 = \frac{0,5 m_{Fe} c_{Fe} (\vartheta_{Fe} - \vartheta_{Fe o})}{\dot{m}_{Al} c_p (\vartheta_{A3} - \vartheta_{A3o})} = \frac{0,5 m_{Fe} c_{Fe}}{\dot{m}_{Al} c_p}$$

- \dot{m}_{AL} Dampfdurchsatz
- m_{Fe} Masse der ZÜ-Einbauten
- c_{Fe} spez. Wärme der ZÜ-Einbauten
- c_p spez. Wärme des Dampfes

Da die beiden Annahmen nicht voll zutreffen, werden zu grosse Zeitkonstanten berechnet. Dadurch werden Temperaturstörungen und die durch sie verursachten Dichteänderungen des Sattedampfes zu stark verzögert. Dies wirkt sich ungünstig auf das dynamische Verhalten des Reaktors aus; die hier durchgeführte Abschätzung ist also eine pessimistische.

Die Enthalpie i_A am Zwischenüberhitzeraustritt wird als Funktion von Druck und Temperatur berechnet. Die Funktion wird linearisiert. Der Fehler beträgt im Bereich 170 ± 20 at, 480 ± 60 °C maximal 30 kJ/kg = 1 %. Da die Druckabhängigkeit der Enthalpie gering ist, wird der Druck am ZÜ-Austritt gleich dem Druck p_L im Verdampfer gesetzt:

$$i_A = i_{Ao} + \left. \frac{\partial i}{\partial v} \right|_{p_{Lo}} (v_{A4} - v_{A4o}) + \left. \frac{\partial i}{\partial p} \right|_{v_{A4o}} (p_L - p_{Lo}) \quad (34)$$

2.7 Wärmeaustausch mit Wandungen und Einbauten

Mit dem Dampf in Berührung stehende Bauteile nehmen dessen Temperatur an. Die geringfügigen stationären Wärmeverluste sind für dynamische Rechnungen ohne Bedeutung. Bei Störungen der Dampftemperatur v_D entsteht jedoch ein Temperaturgefälle und infolgedessen je cm^2 Oberfläche ein Wärmestrom

$$q_1 = h (v_D - v_o) \quad (35a)$$

h = Wärmeübergangszahl

v_o = Oberflächentemperatur

Die zeitlich veränderliche Oberflächentemperatur ϑ_0 kann auf dem Analogrechner nicht direkt bestimmt werden, da die allgemeine Gleichung für die Wärmeleitung in festen Körpern eine partielle Dgl ist (siehe 1.2.1). Sie wird gleich der mittleren Temperatur des Körpers gesetzt, wenn sie von dieser nur wenig abweicht. Dies ist der Fall, wenn die Dicke des Körpers, die Wärmeübergangszahl und die Frequenz von Temperaturstörungen klein sind und die Temperaturleitzahl gross ist. Sind diese Voraussetzungen nicht gegeben, so wird der Körper in zwei Schichten aufgeteilt. Die mit dem Dampf in Berührung stehende Schicht wird so gewählt, dass der Wärmeaustausch bei Störungen hoher Frequenz gut wiedergegeben wird. Der Rest des Körpers wird als zweite Schicht aufgefasst. So wird auch der Wärmeaustausch bei Störungen niedriger Frequenz gut simuliert.

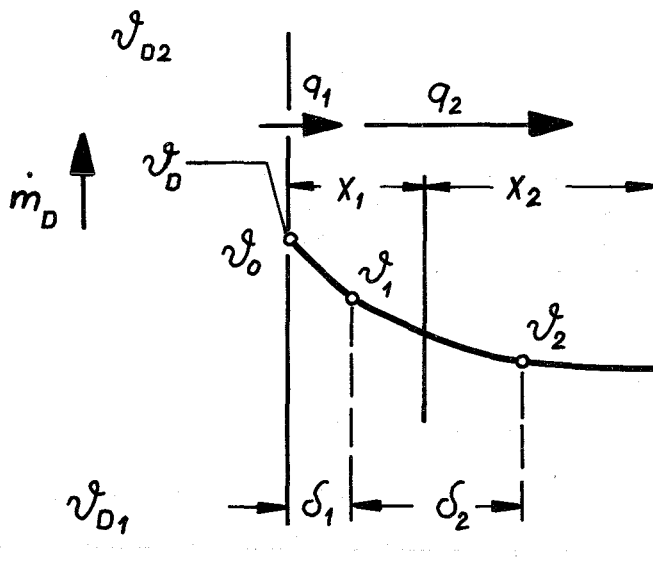


Bild 7 Wärmeaustausch zwischen Dampf und festem Körper

Die Gleichungen für den Wärmeaustausch und die Temperaturen lauten

$$q_1 = \frac{1}{\frac{1}{h} + \frac{\delta_1}{\lambda}} (\vartheta_D - \vartheta_1) \quad (35b)$$

$$q_2 = \frac{\lambda}{\delta_2} (v_1 - v_2) \quad (35c)$$

$$v_D = \frac{v_{D1} + v_{D2}}{2} \quad (36a)$$

$$v_{D2} = v_{D1} - \frac{q_1 F}{\dot{m}_D c_p} \quad (36b)$$

$$\frac{d v_1}{dt} = \frac{q_1 - q_2}{(x \rho c)_1} \quad (37a)$$

$$\frac{d v_2}{dt} = \frac{q_2}{(x \rho c)_2} \quad (37b)$$

F Oberfläche des Körpers
c_p Spez. Wärme des Dampfes
λ Wärmeleitfähigkeit

Die Transportzeit des Dampfes wird getrennt berücksichtigt,
siehe 1.2.3 und 2.8.

2.8 Rohrleitungen

Das Temperatur-Übertragungsverhalten von Rohrleitungen ist gekennzeichnet durch den Wärmeaustausch mit der Rohrwand (2.7) und eine Transportzeit T_t :

$$v_2(t) = v_1(t - T_t) \quad (38)$$
$$T_t = \frac{L}{w} = \frac{F \cdot L \cdot \rho}{\dot{m}}$$

ϑ_1, ϑ_2	Temperaturen am Anfang und Ende der Rohrleitung
L	Rohrlänge
w	Geschwindigkeit
F	Rohrquerschnitt
ϱ	Dampfdichte
\dot{m}	Dampfdurchsatz

Wenn keine Möglichkeit einer echten Totzeitsimulation vorhanden ist, wird die Totzeit durch eine Padé-Approximation dargestellt. Der Druckverlust Δp_{12} wird nach dem bekannten quadratischen Widerstandsgesetz in der Form

$$\Delta p_{12} = K_R \frac{\dot{m}^2}{\varrho} \quad (39)$$

mit konstantem K_R errechnet. Ist der Druckverlust nicht gleich der Differenz der Drücke p_1 und p_2 am Anfang und Ende der Rohrleitung, so ändert sich der Durchsatz nach der Beziehung

$$\frac{d \dot{m}}{dt} = \frac{F}{L} (p_1 - p_2 - p_{12}) \quad (40)$$

Um Gl. 40 dimensionsrichtig zu machen, sind die Drücke in N/m^2 einzusetzen. Der Dampf ist hier als inkompressibel angenommen. Diese Annahme ist zulässig, solange man keine Stosswellen berücksichtigen muss.

2.9 Rückschlagklappen

Um z.B. beim Ausfall eines Gebläses Rückströmung zu vermeiden, sind Rückschlagklappen in den Rohrleitungen angeordnet. Die Rückschlagklappe schliesst bei Einsetzen der Rückströmung; sie öffnet wieder, wenn ein Druckgefälle in der beabsichtigten Strömungsrichtung vorhanden ist. Damit wird der Gültigkeitsbereich von Gl. 40 auf den Bereich positiver Werte des Dampfdurchsatzes beschränkt. Ergänzend wird

$$\frac{d \dot{m}}{dt} = 0 \quad \text{für} \quad \dot{m} \leq 0 \quad \text{und} \quad p_1 \leq p_2$$

gesetzt, so dass der Durchsatz nicht negativ werden kann. Die zweite Bedingung ist notwendig, damit bei einem Druckgefälle in der beabsichtigten Strömungsrichtung der Durchsatz wieder steigen kann. Gl. 40 wird also aufgespalten in

$$\frac{d \dot{m}}{dt} = \frac{F}{L} (p_1 - p_2 - p_{12}) \left| \begin{array}{l} \dot{m} > 0 \text{ oder } p_1 > p_2 \end{array} \right. \quad (40a)$$

und

$$\frac{d \dot{m}}{dt} = 0 \left| \begin{array}{l} \dot{m} \leq 0 \text{ und } p_1 \leq p_2 \end{array} \right. \quad (40b)$$

Gl. 40a und b werden auf dem Analogrechner mit Hilfe von zwei Komparatoren realisiert, die zwei parallele Schalter öffnen oder schliessen, je nachdem ob eine der Bedingungen erfüllt ist oder nicht (Bild 22 und 23).

2.10 Turbinen

Der Dampfverbrauch \dot{m}_N einer vielstufigen Turbine kann nach dem bekannten Kegelgesetz berechnet werden. Unter den Annahmen, dass der überhitzte Dampf ein ideales Gas, die Schluckzahl [6] konstant und das Verhältnis Eintrittsdruck/Austrittsdruck gross ist, lässt sich das Gesetz in die einfachere Form bringen

$$\dot{m}_N = \dot{m}_{No} \frac{p_A}{p_{Ao}} \sqrt{\frac{T_{Ao}}{T_A}} \quad (41)$$

p_A Eintrittsdruck der Turbine

T_A absolute Eintrittstemp. der Turbine

Um Rechenelemente einzusparen, wird die Abhängigkeit von T_A linearisiert. Der dadurch entstehende Fehler ist nicht gross, da die Abhängigkeit von T_A schwach ist. Damit nimmt Gl. 41 die Form an

$$\dot{m}_N = \frac{\dot{m}_{No}}{p_{Ao}} p_A - 0,5 \frac{\dot{m}_{No}}{T_{Ao}} (T_A - T_{Ao}) \quad (41a)$$

Gl. 41 bzw. 41a wird für die Berechnung der Nutzturbine und der Gebläseturbine verwendet, sofern diese eine Kondensationsturbine oder eine dem Nutzturbinen-Hochdruckteil parallelgeschaltete Turbine ist. Im letzteren Fall wird angenommen, dass der Dampfverbrauch \dot{m}_T der Gebläseturbine sich relativ in gleicher Weise ändert wie der Dampfverbrauch \dot{m}_N der Nutzturbine:

$$\dot{m}_T = \frac{\dot{m}_{T0}}{\dot{m}_{N0}} \dot{m}_N \quad (41b)$$

Ist die Gebläseturbine der Nutzturbine vorgeschaltet, so ist ihr Dampfverbrauch gleich dem der Nutzturbine:

$$\dot{m}_T = \dot{m}_N \quad (41c)$$

Zur Berechnung der Gebläsedrehzahl wird die Leistung N_T der Gebläseturbine benötigt:

$$N_T = \dot{m}_T \Delta i_T \eta_{\text{mech}} \quad (42a)$$

Der mechanische Wirkungsgrad η_{mech} wird als konstant angenommen. Wie die Enthalpiedifferenz Δi_T zwischen Ein- und Austritt der Turbine sich mit dem Dampfzustand ändert, wird aus stationären Berechnungen oder Versuchsergebnissen entnommen. Beim Fehlen genauer Unterlagen wird für die als Gleichdruckstufe angenommene Vorschaltturbine folgende Näherung angewandt:

$$\Delta i_T \sim \frac{w^2}{2} \sim \frac{\dot{m}_T^2}{\varrho_A^2}$$

$$N_T = \frac{N_{T0} \varrho_{A0}^2}{\dot{m}_{T0}^3} \frac{\dot{m}_T^3}{\varrho_A^2} \quad (42b)$$

w Geschwindigkeit am Leitradaustritt

Die Dampfdichte ϱ_A am Reaktoraustritt wird dabei als proportional der Dampfdichte am Leitradaustritt angenommen, was für konstantes Druckverhältnis und konstanten Düsenwirkungsgrad gilt.

2.11 Gebläse

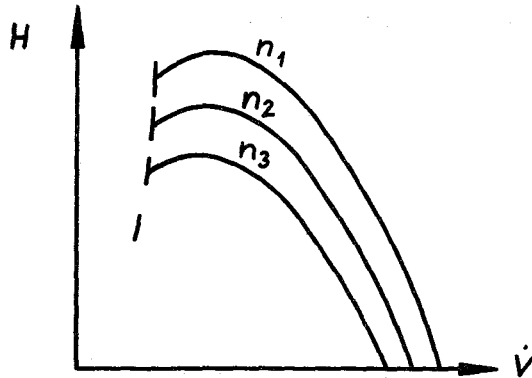


Bild 8 Typisches Gebläsekennfeld

Das Kennfeld eines Gebläses lässt sich näherungsweise darstellen durch ein Ausgleichspolynom von der Form

$$H = a_1 n^2 + b_1 n \dot{V} - c_1 \dot{V}^2$$

beziehungsweise

$$\Delta p = \varrho \cdot H = a \varrho \omega^2 + b \omega \dot{m} - c \dot{m}^2 / \varrho \quad (43)$$

a, b, c	Konstanten
H	Förderhöhe
p	Förderdruck
\dot{V}	Volumendurchsatz
\dot{m}	Mengendurchsatz
n	Drehzahl
$\omega = \pi n / 30$	Winkelgeschwindigkeit
ϱ	Dichte

Die Pumpgrenze (auf Bild 8 gestrichelt) wird nicht simuliert, da der linke Ast der Kennlinie normalerweise nicht durchfahren wird. Die Winkelgeschwindigkeit wird mit Hilfe einer Leistungsbilanz errechnet:

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{N_T - N_G}{\omega \Theta} \quad (44)$$

- N_T Leistungsabgabe der Turbine
- N_G Leistungsaufnahme des Gebläses (ohne Änderung der Rotationsenergie des Läufers)
- ⊖ Trägheitsmoment des gesamten Aggregates

Die Leistungszahl des Gebläses

$$k = \frac{N_G}{F \frac{\rho}{2} u^3}$$

wird als konstant angenommen.

Weil bei einer gegebenen Maschine der Ausblasequerschnitt F konstant und die Umfangsgeschwindigkeit u der Winkelgeschwindigkeit ω proportional ist, gilt

$$N_G \sim \rho \omega^3$$

oder

$$N_G = N_{Go} \frac{\rho \omega^3}{\rho_0 \omega_0^3} \quad (45)$$

3. Anwendung

3.1 Erläuterungen zu den Rechenschaltungen

In Bild 13 bis 24 sind die Analogrechenschaltungen der Gleichungen 1 bis 46 dargestellt. Diese Schaltpläne stellen lediglich die mathematischen Gleichungen im Prinzip dar. Hilfsschaltungen, die aus programmiertechnischen Gründen nötig sind, wie Nullpunktverschiebung bei elektronischem Multiplizieren, Achsenverschiebungen bei den Funktionsgeneratoren, Padé-Näherungen für Totzeiten usw., sind nicht mit aufgeführt.

Aus den einzelnen Schaltungen und aus den Signalflussdiagrammen (Bild 11 und 12) lässt sich entnehmen, wie die einzelnen Programmteile gekoppelt werden. Die starken Pfeile in den Rechenschaltungen (Bild 13 - 24) entsprechen den Pfeilen in den Signalflussdiagrammen (Bild 11 und 12) und stellen die Verknüpfungen zwischen den Programmteilen dar.

Bei der Darstellung der Variablen wurden keine unterschiedlichen Bezeichnungen für die physikalischen Grössen in den Gleichungen und die elektrischen Maschinengrössen in den Koppelplänen benutzt. Bei der Berechnung von Potentiometereinstellungen ist also darauf zu achten, dass aus den physikalischen Gleichungen zunächst die Maschinengleichungen unter Berücksichtigung der Massstabsfaktoren zu bilden sind.

3.2 Variationsmöglichkeiten

Durch die Aufspaltung des Programmes in mehrere Blöcke ist es sehr einfach, je nach Problemstellung und Anlagenkapazität einzelne Blöcke auszutauschen, wegzulassen oder neu hinzuzufügen. Eine sinnvolle Trennung zwischen Core und Kreislauf kann man bei \mathcal{V}_E , p_A , p_E und \dot{m}_c, \mathcal{V}_A vornehmen, so dass Einzeluntersuchungen mit dem Core oder dem Kreislauf allein möglich sind, wobei die dann fehlenden Eingangsgrössen vorgegeben werden müssen. Man ist dann bei beschränkter Rechenkapazität in der Lage, die einzelnen Komponenten genauer zu simulieren. Sollen Störungen

untersucht werden, bei denen in einem Teilkreislauf andere Betriebszustände auftreten als in den übrigen (z.B. Ausfall eines Gebläses oder Durchschlagen von Heissdampf durch einen Verdampfer) so wird der gestörte Kreislauf gesondert simuliert, während die intakten Kreisläufe rechnerisch zusammengefasst sind. Bild 10 zeigt das Signalflussbild für diesen Fall. Sollen Störungen untersucht werden, bei denen in allen Teilkreisläufen die gleichen Vorgänge ablaufen (z.B. Reaktivitätsstörungen) so wird nur ein Kreislauf simuliert, der alle Teilkreisläufe repräsentiert. In diesem Fall können bei gegebener Kapazität der Rechenanlage mehr Rechenelemente für die Simulierung der Komponenten verwendet werden als bei der Darstellung zweier paralleler Kreisläufe.

Bei gegebener Kapazität einer Analogrechenanlage besteht oft der Zwang zur Vereinfachung der Schaltung, um Rechenelemente einzusparen. Einige Möglichkeiten hierfür sind:

- a) Verringerung der Zahl der radialen und axialen Zonen des Reaktorkerns.
- b) Ersetzen einer Totzeit durch eine Verzögerung 1. Ordnung. Der Einfluss auf die Stabilität ist dabei klein, wenn die Totzeit klein gegen die das dynamische Verhalten bestimmenden Verzögerungszeiten ist [7]. In bestimmten Fällen, z.B. bei der Untersuchung von Thermoschocks, ist diese Vereinfachung nicht zulässig.
- c) Linearisieren nichtlinearer Funktionen, wenn im zu erwartenden Variationsbereich der Variablen eine bestimmte Fehlergrenze nicht überschritten wird.
- d) Konstantsetzen von Grössen, die sich nur wenig ändern. Kann beispielsweise angenommen werden, dass die Drehzahl der Gebläse durch Regelung näherungsweise konstant gehalten wird, so entfallen die auf den Bildern 20 und 23 durch strichpunktierte Linien abgetrennten Teile der Rechenschaltungen. Ändern sich Dampfdurchsätze bzw. Geschwindigkeiten nur wenig, so können Tot- und Verzögerungszeiten konstant gesetzt werden.

- e) Vereinfachung des Übertragungsverhaltens einer Komponente oder Zusammenfassung mit dem Übertragungsverhalten einer anderen Komponente. So ist z.B. das Temperatur-Übertragungsverhalten der Rohrleitung vom Verdampfer zum Reaktoreintritt auf Bild 23 vernachlässigt, da die Temperatur des Sattedampfes nur geringen Schwankungen unterworfen ist. Das Temperaturübertragungsverhalten der Rohrleitung vom Reaktoraustritt zum Verdampfer (auf Bild 22 gestrichelt) wird bei Vorhandensein eines Zwischenüberhitzers mit dessen Übertragungsverhalten zusammengefasst.

3.3 Untersuchungsmöglichkeiten

Mit dem Modell wird die Untersuchung des dynamischen Verhaltens einer Reaktoranlage nach folgenden Gesichtspunkten ermöglicht.

1. Inhärente Stabilität
2. Lastfolgeverhalten
3. Auswirkung von Störungen, maximal zulässige Grösse einer Störung.

3.3.1 Reaktivitätsstörungen

In Gleichung 17 ist eine Störreaktivität zur gesamten rückwirkenden Reaktivität hinzugefügt (Bild 12). Gibt man sprung- oder rampenförmige Störungen vor, so lassen sich grundsätzliche Untersuchungen über die Dynamik und Stabilität machen. Ebenso können aber auch spezielle Funktionen wie z.B. die Reaktivitäts-Zeit-Kurve eines Abschalt-systemes oder das Reaktivitätsverhalten eines Regelsystemes an dieser Stelle eingegeben werden.

3.3.2 Laständerung der Nutzturbine

Eine Laständerung der Nutzturbine wird so simuliert, dass der für den stationären Zustand gültige Durchsatz \dot{m}_{No} geändert wird. Der tatsächliche zeitliche Verlauf des Durchsatzes \dot{m}_N folgt der Änderung mit einer Verzögerung 1. Ordnung.

3.3.3 Ausfall eines Gebläses

Der Ausfall eines Gebläses kann auf mehrere Arten simuliert werden:

1. Nullsetzen der Leistung N_T der Gebläseturbine. Dies entspricht einem Ausfall des Antriebsaggregates mit Auslaufen des Gebläses.
2. Nullsetzen der Gebläsedrehzahl; dies entspricht einem Blockieren des Gebläses.

3.3.4 Störung der Speisewasserversorgung eines Verdampfers

Eine Störung der Speisewasserversorgung wirkt sich so aus, dass überhitzter Dampf aus dem Verdampfer austritt (beim Löffler-Verdampfer erst, nachdem der Wasserspiegel weit genug abgesunken ist). Die geringere Dichte dieses Dampfes bewirkt ein Absinken des Förderdruckes des betreffenden Gebläses. Wenn die anderen Teilkreisläufe ungestört weiterarbeiten, reicht der Förderdruck in dem gestörten Teilkreislauf bald nicht mehr aus, den Dampfstrom ins Eintrittsplenum aufrecht zu erhalten. Bei beginnender Rückströmung schliesst die Rückschlagklappe. Eine Störung der Speisewasserversorgung wirkt sich daher ähnlich aus wie ein Gebläseausfall und braucht nicht gesondert simuliert zu werden.

3.3.5 Rohrbruch

Der Anfangs-Leckstrom \dot{m}_{Lo} aus dem bzw. den dem Leck benachbarten Kontrollräumen wird durch eine stationäre Rechnung ermittelt. Der Leckstrom wird vom Leckquerschnitt F , der Ausflussfunktion ψ , dem Druck p und der Dichte ρ des Dampfes bestimmt:

$$\dot{m}_{Leck} = \psi \cdot F \cdot \sqrt{p \cdot \rho}$$

Nimmt man γ als konstant (krit. Druckverhältnis) und näherungsweise $\varphi \sim p$ an, so gilt bei konstantem Leckquerschnitt

$$\dot{m}_{\text{Leck}} = \frac{\dot{m}_{L0}}{p_0} p \quad (46)$$

Für p wird der Druck des betreffenden Kontrollraums eingesetzt. Der Massen- und Energieverlust wird bei der Mengen- bzw. Energiebilanz des Kontrollraums abgezogen.

3.4 Anwendungsbeispiel

Für die dynamischen Untersuchungen des D 1-Reaktors wurde das Programm auf einer Anlage PACE 231R V mit 2 Konsolen verwirklicht.

Das Programm hatte folgenden Umfang:

Aufteilung des Brennstabes in 3 radiale und 3 axiale Zonen,
Vernachlässigung der Kühlmitteltransportzeiten im Kühlkanal,
Berücksichtigung von 6 Gruppen verzögerter Neutronen,
Vernachlässigung der Wärmeerzeugung in der Brutzone,
Darstellung von zwei parallelen Kühlkreisläufen,
konstante Verdichterdrehzahl,
Simulation der Totzeiten durch Verzögerungen 1. Ordnung.

Für diese Simulation waren folgende Rechenelemente erforderlich:

113	Summierverstärker
36	Integratoren
12	elektronische Multiplikatoren
10	Servomultiplikatoren
10	Diodenfunktionsgeneratoren
290	Potentiometer

Symbole

c	spezifische Wärme	Ws/g °C
C_i	Konzentration der Mutterkerne der verzögerten Neutronen der i-ten Gruppe	cm ⁻³
F	Fläche	cm ² m ²
h	Wärmeübergangszahl	W/cm ² °C
H	Corehöhe	cm
H	Förderhöhe des Gebläses	Nm/kg
i	Enthalpie	kJ/kg
k	Neutronen-Multiplikationsfaktor	l
δk	Reaktivität	l
l	Lebensdauer der prompten Neutronen	s
L	Länge	m
L	Wärmeleitwert	W/°C
m	Masse	g kg
\dot{m}	Massendurchsatz	g/s kg/s
n	Neutronendichte	cm ⁻³
n	Drehzahl	min ⁻¹
N	Leistung	W
P	Leistung	W
p	Druck	bar N/m ² at
q	Wärmestromdichte	W/cm ²
Q	Wärmemenge	kJ
r	Radius	cm
R	Wärmeleitwiderstand	°C/W
s	Laplace-Operator	s ⁻¹
S	Leistungsdichte	W/cm ³
t	Zeit	s
T	Zeitkonstante	s
T_t	Totzeit	s

V	Volumen	cm ³ m ³
\dot{V}	Volumenstrom	m ³ /s
w	Geschwindigkeit	cm/s m/s
α_i	Temperaturkoeffizient der Reaktivität	°C ⁻¹
α_g	Kühlmitteldichtekoeffizient	cm ³ /g
β	Anteil der verzögerten Neutronen	1
λ_i	Zerfallskonstante der Mutterkerne der verzögerten Neutronen der i-ten Gruppe	s ⁻¹
λ	Wärmeleitfähigkeit	w/cm °C
ω	Winkelgeschwindigkeit, Frequenz	s ⁻¹
ρ	Dichte	g/cm ³ kg/m ³
ϑ	Temperatur	°C
Θ	Trägheitsmoment	Nm s ²

Bemerkungen zu den Dimensionen:

Bei einigen Grössen ist mehr als eine Dimension angegeben. Dies ist dadurch begründet, dass bei der Berechnung des Kreislaufes das MKS-System (mit Meter, Kilogramm und Sekunde als Grundeinheiten), bei der Berechnung des Reaktorkerns jedoch das CGS-System (mit Zentimeter, Gramm und Sekunde als Grundeinheiten) verwendet wird. Das CGS-System ist bei der Berechnung des Reaktorkerns zweckmässiger als das MKS-System, da nur ein Kühlkanal dargestellt wird und die Abmessungen und Stoffmengen infolgedessen klein sind.

Die kohärente Druckeinheit ist in beiden Fällen das Newton je Quadratmeter bzw. das Bar. Daneben wird die Atmosphäre verwendet, um den Anschluss an die technischen Rechnungen zu erleichtern.

Literatur

- [1] D. Smidt et al.: Referenzstudie für den 1000 MWe
dampfgekühlten Schnellen Brutreaktor (D1)
KFK 392, August 1966

- [2] S. Glasstone, M. Edlund: Kernreaktortheorie
Springer-Verlag 1961

- [3] W. Frisch, E. Schönfeld: Rechenprogramme für
Dynamik und Stabilität eines schnellen Leistungs-
reaktors
KFK 465, Juni 1966

- [4] S. Fifer, Analogue Computation
McGraw Hill, New York, 1961

- [5] W. Oppelt: Kleines Handbuch technischer Regelvor-
gänge
Verlag Chemie, Weinheim, 1964 (4. Auflage)

- [6] W. Traupel: Thermische Turbomaschinen
Springer-Verlag, 1962

- [7] L. Krebs: Die Stabilität von starr zurückgeführten
Regelstrecken ohne Ausgleich am Beispiel eines dampf-
gekühlten Reaktors
KFK 659, September 1967

- [8] VDI-Wasserdampf tafeln, 6. Auflage
Springer-Verlag 1963

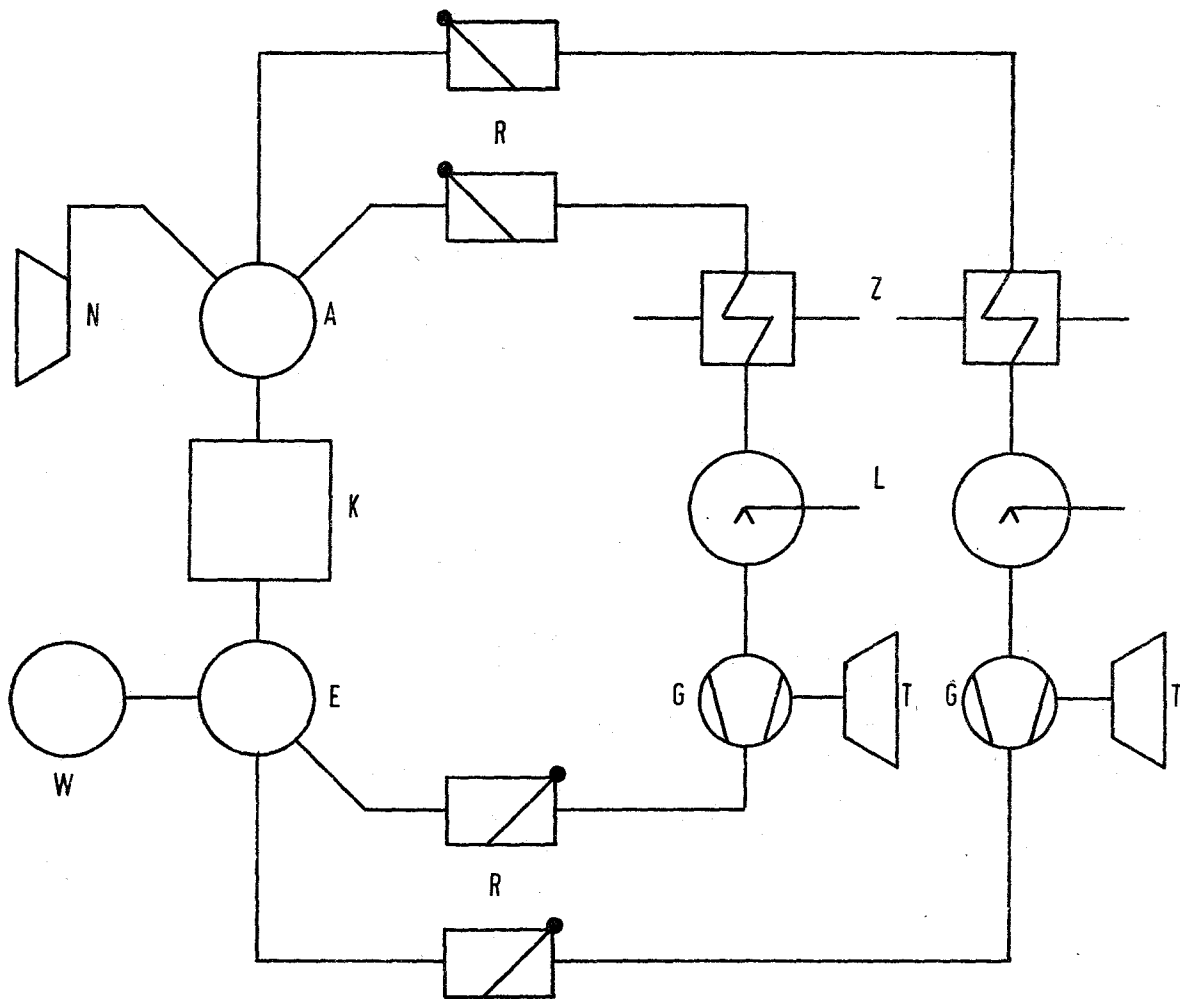
Abbildungen

im Text:

- 1 Radiale Aufteilung des Brennstabes
- 2 Axiale Druckverteilung im Reaktorkern
- 3 Mengen- und Energiebilanz des Eintrittsplenums
- 4 Mengen- und Energiebilanz des Austrittsplenums
- 5 Mengen- und Energiebilanz des Verdampfers
- 6 Temperatur-Übertragungsverhalten des Zwischenüberhitzers
- 7 Wärmeaustausch zwischen Dampf und festem Körper
- 8 Typisches Gebläsekennfeld

im Anhang:

- 9 Schema des Reaktormodells
- 10 Signalflussdiagramm des Analogmodells
- 11 Signalflussdiagramm des Reaktorkerns
- 12 Neutronenkinetik
- 13 Thermodynamik für Brennstoff und Hülle
- 14 Thermodynamik für max. Brennstofftemperatur
- 15 Thermodynamik für Kühlkanal
- 16 Druckabfall im Kühlkanal
- 17 Nichtlineare Grössen im Kühlmittel
- 18 Reaktivität
- 19 Eintrittsplenum und Wasserspeicher
- 20 Austrittsplenum, Nutzturbine und Gebläseturbine
- 21 Löffler-Verdampfer
- 22 Zwischenüberhitzer und Rohrleitung Austrittsplenum-Verdampfer
- 23 Gebläse und Rohrleitung Verdampfer-Eintrittsplenum



- A Austrittsplenum
- E Eintrittsplenum
- G Gebläse
- K Reaktorkern
- L Verdampfer
- N Nutzturbine
- R Rückschlagklappe
- T Gebläseantriebsturbine
- W Wasserspeicher (Ruthsspeicher)
- Z Zwischenüberhitzer

Bild 9 Schema des Reaktormodells

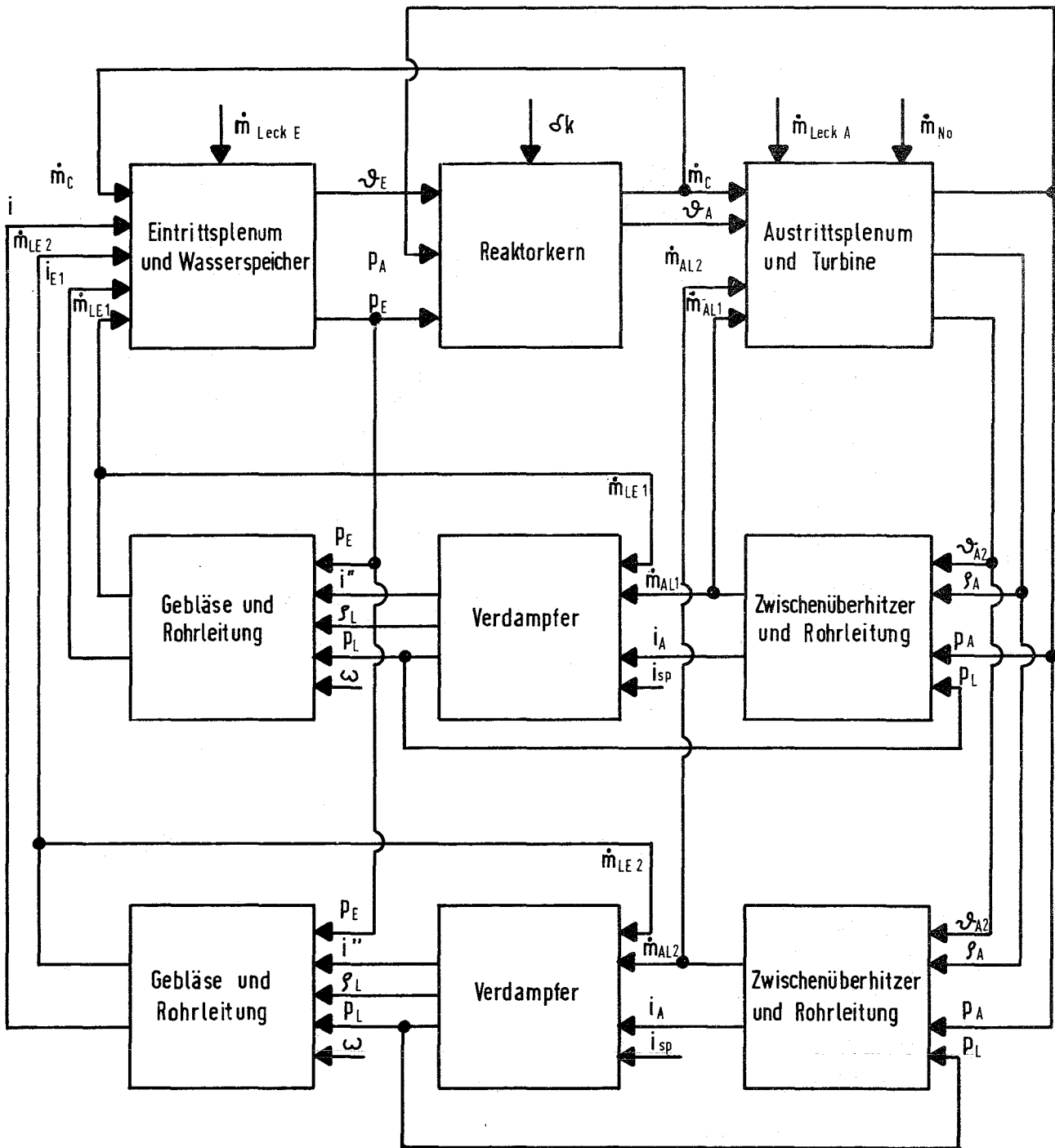


Bild 10 Signalflußdiagramm des Analogmodells

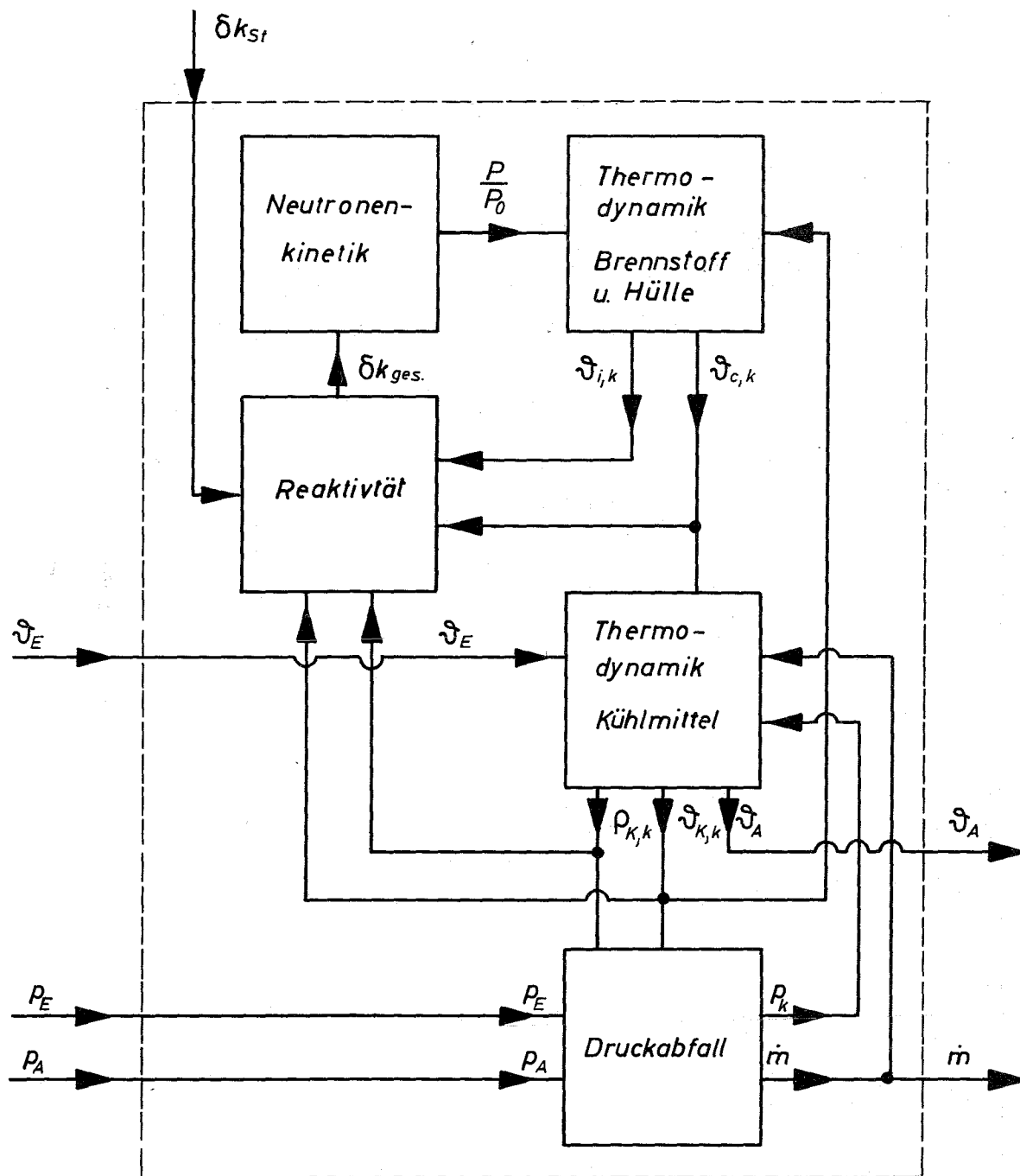


Bild 11 Signalflußdiagramm des Reaktorkerns

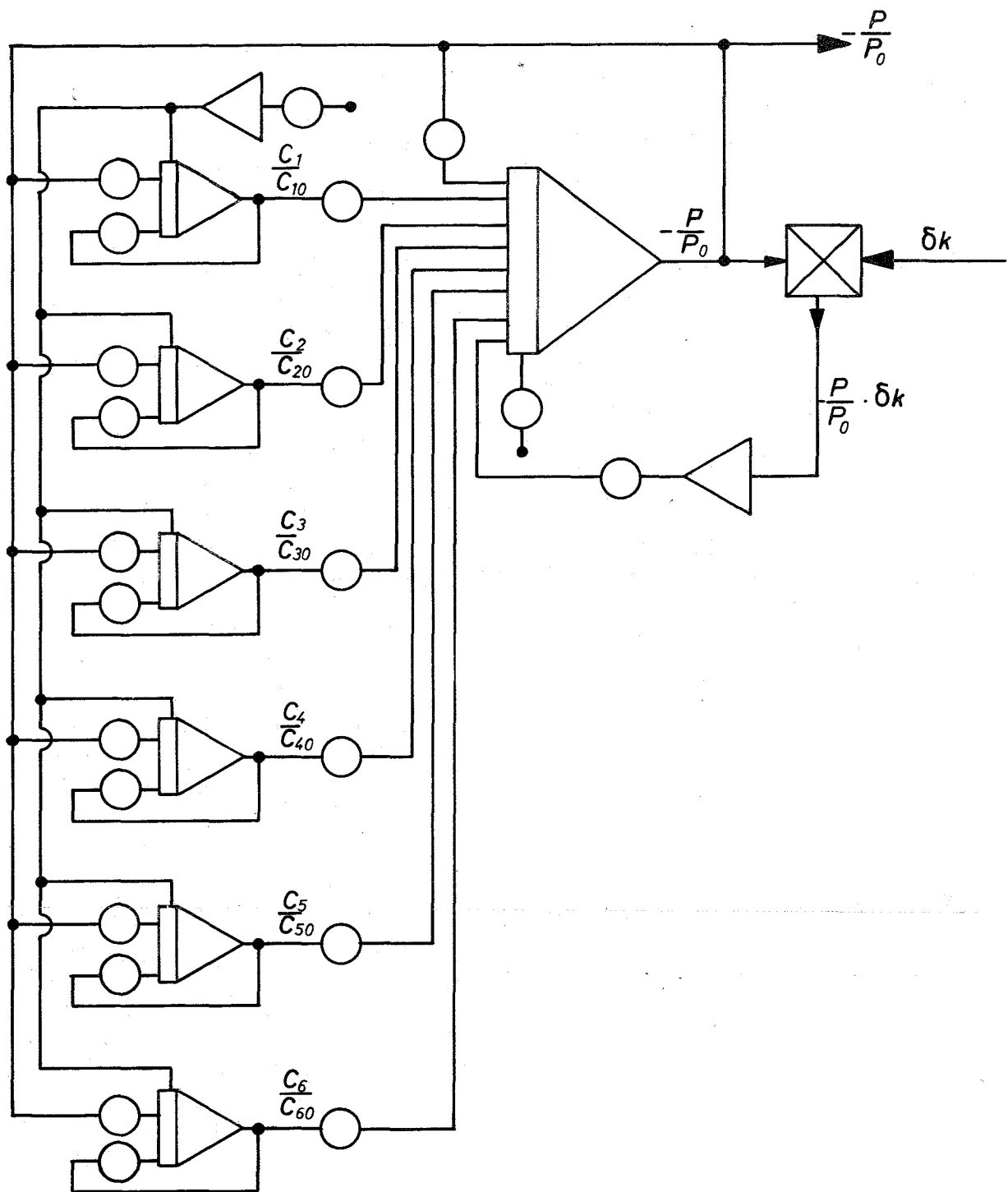


Bild 12 Neutronenkinetik (Gleichung 1u. 2)

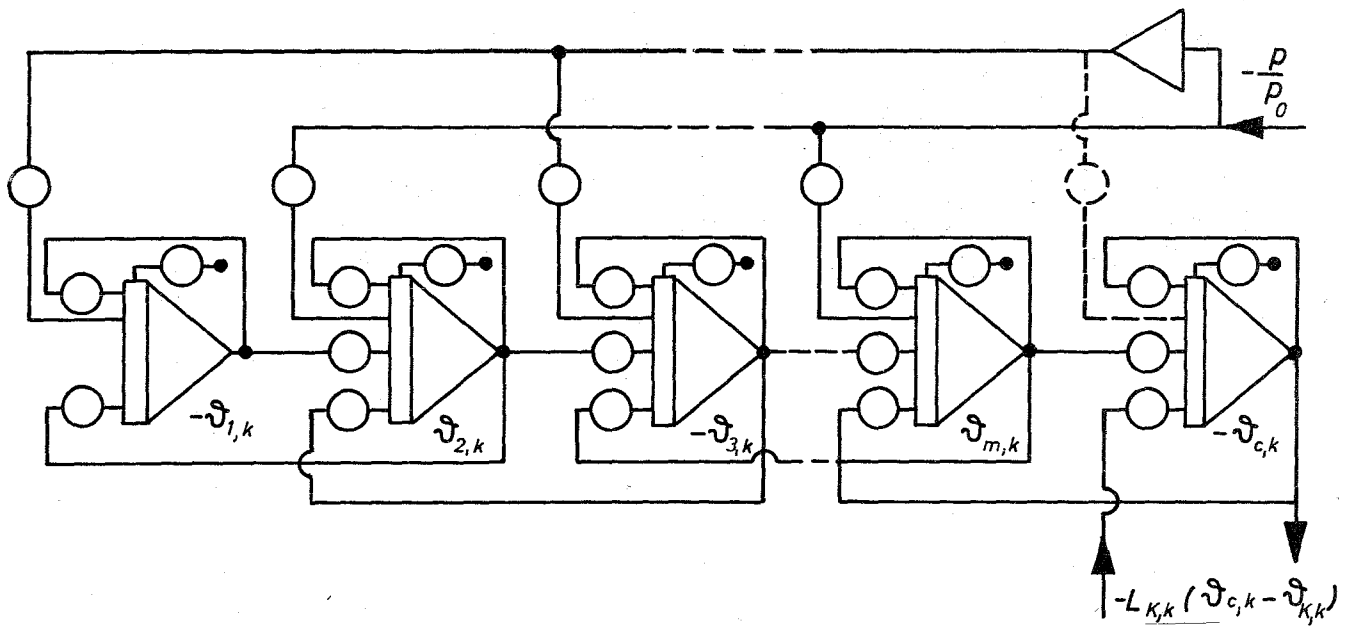


Bild 13 Thermodynamik für Brennstoff und Hülle (Gleichung 3u4)

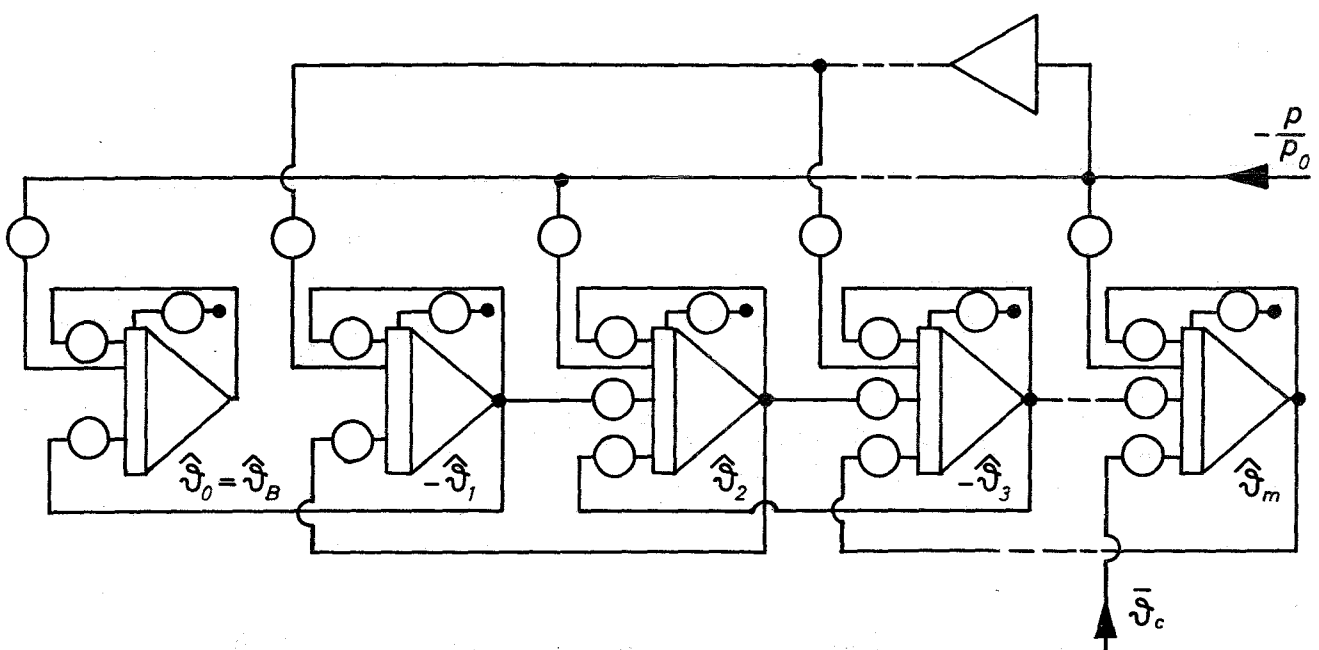


Bild 14 Thermodynamik für max. Brennstofftemperatur (Gleichung 5a,5b,6)

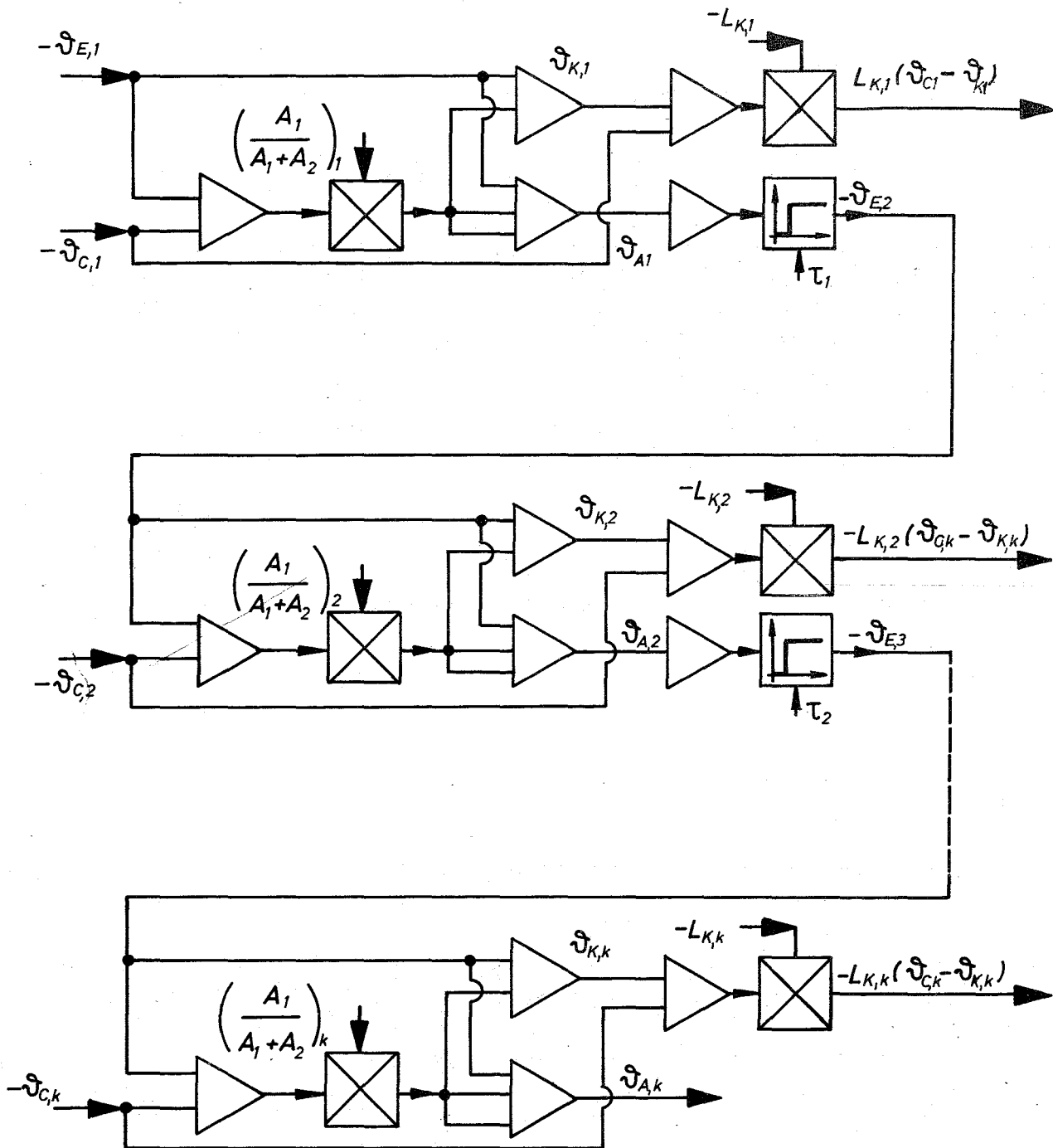


Bild 15 Thermodynamik für Kühlmittel (Gleichung 7c, 8c, 9)

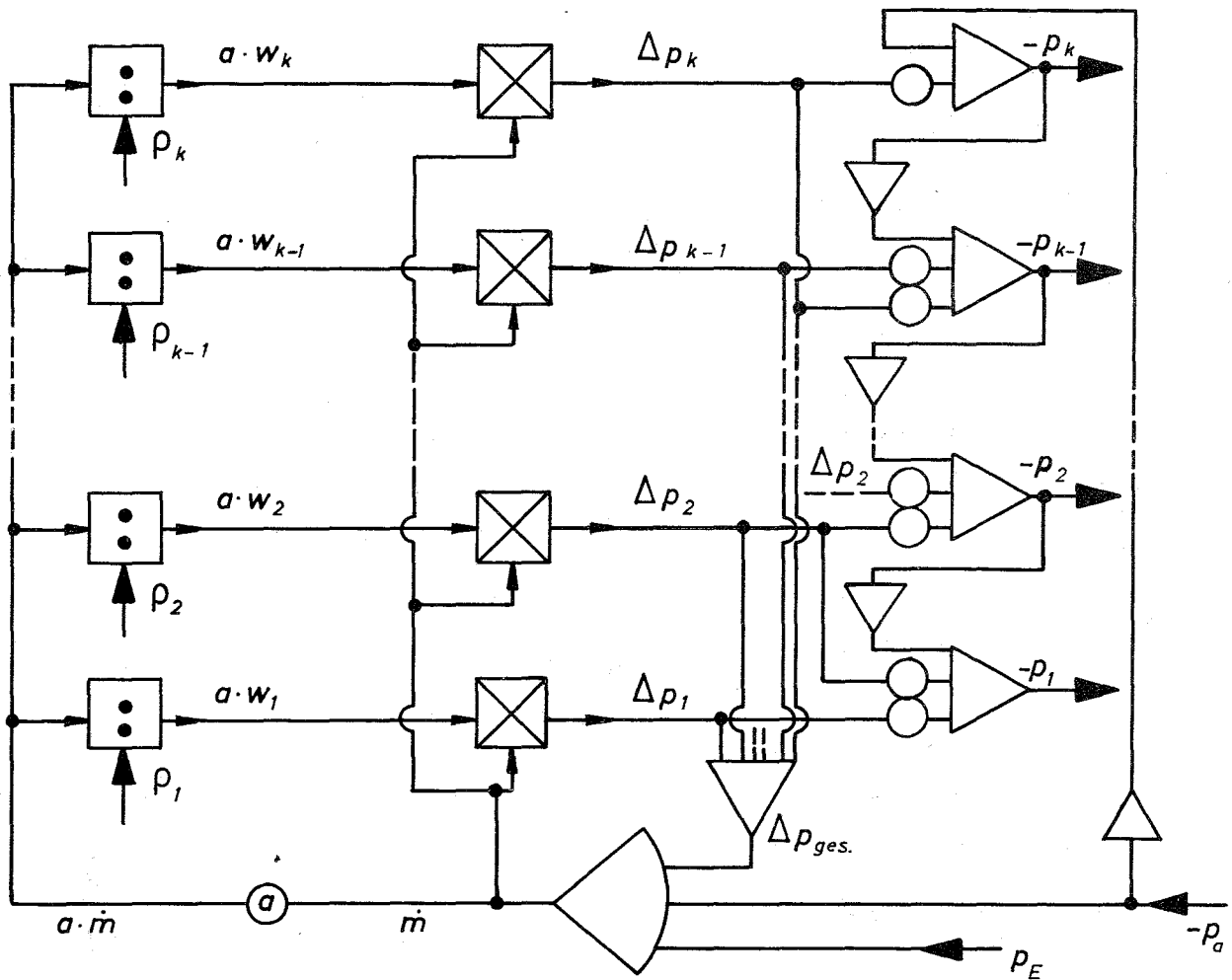


Bild 16 Druckabfall im Kühlkanal (Gleichung 10, 11, 12b)

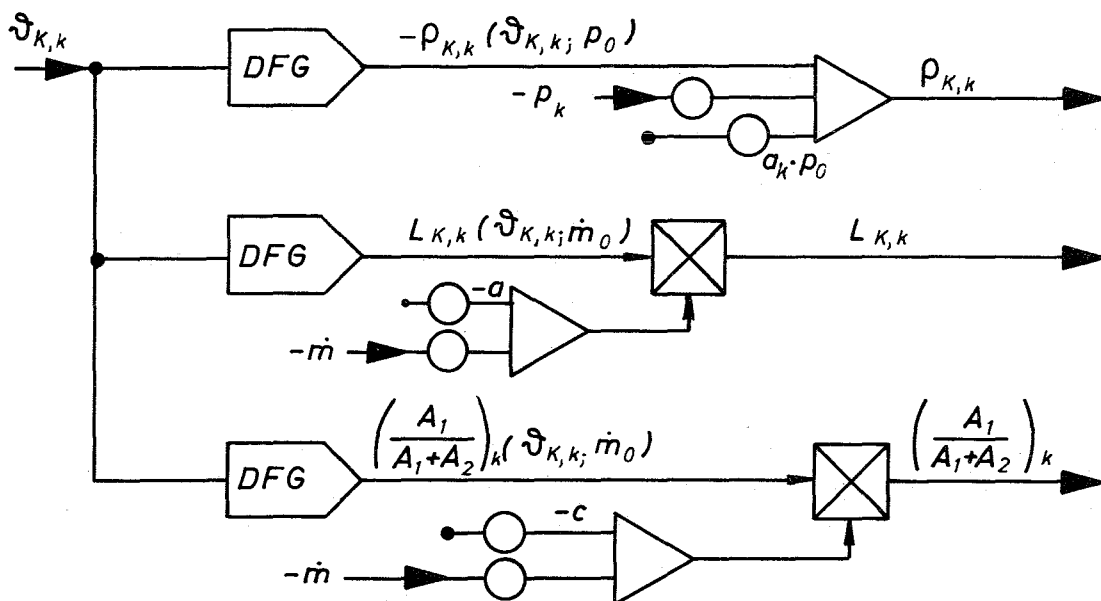
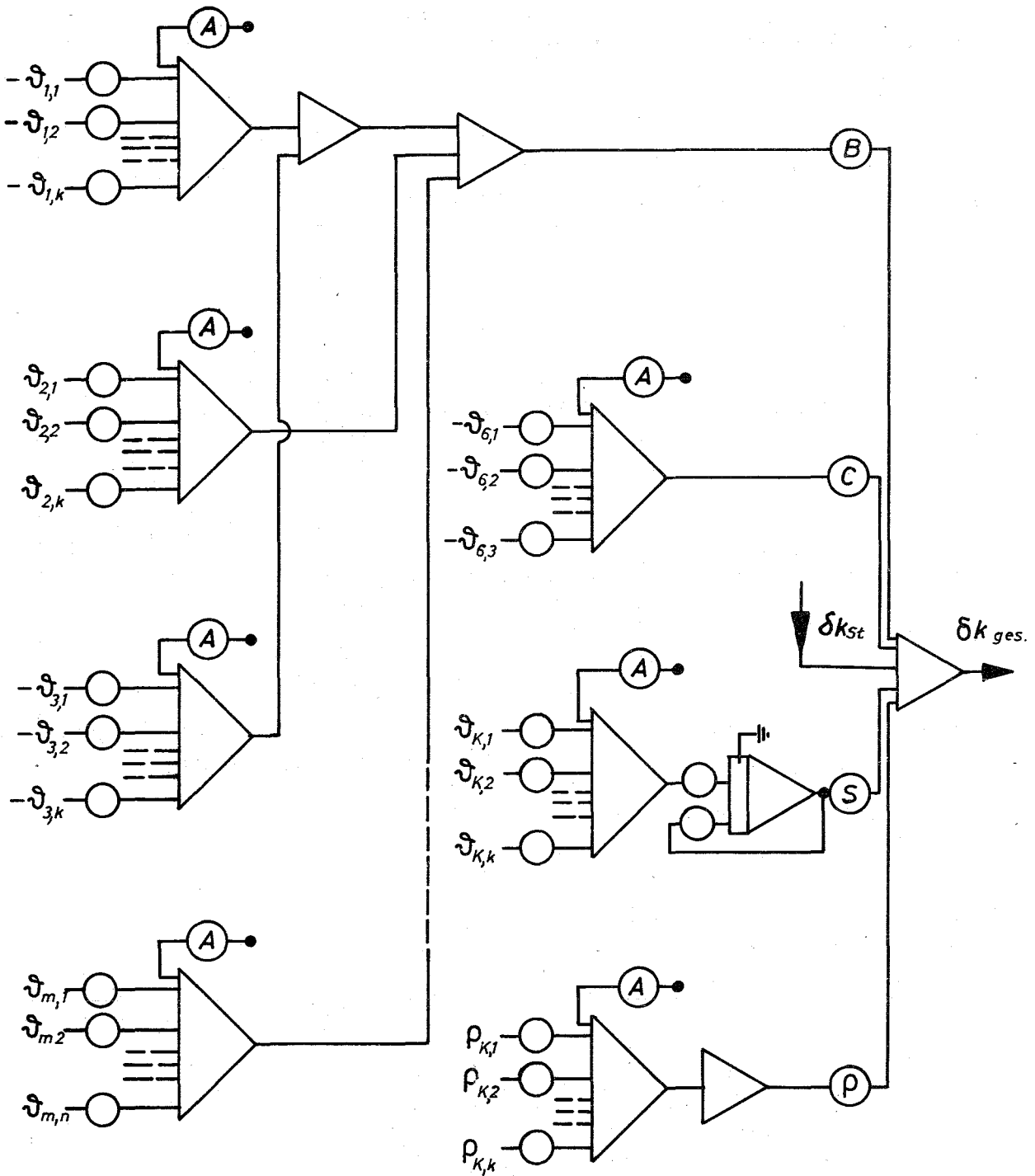


Bild 17 Nichtlineare Größen im Kühlmittel (Gleichung 13, 14, 15)



Die Schaltung ist für negative Reakt.- Koeff. dargestellt
 A= Pot. f. Reaktivitätsabgleich
 B,C,S,P = Pot. f. Reakt.- Koeffizienten

Bild 18 Reaktivität (Gleichung 16u.17)

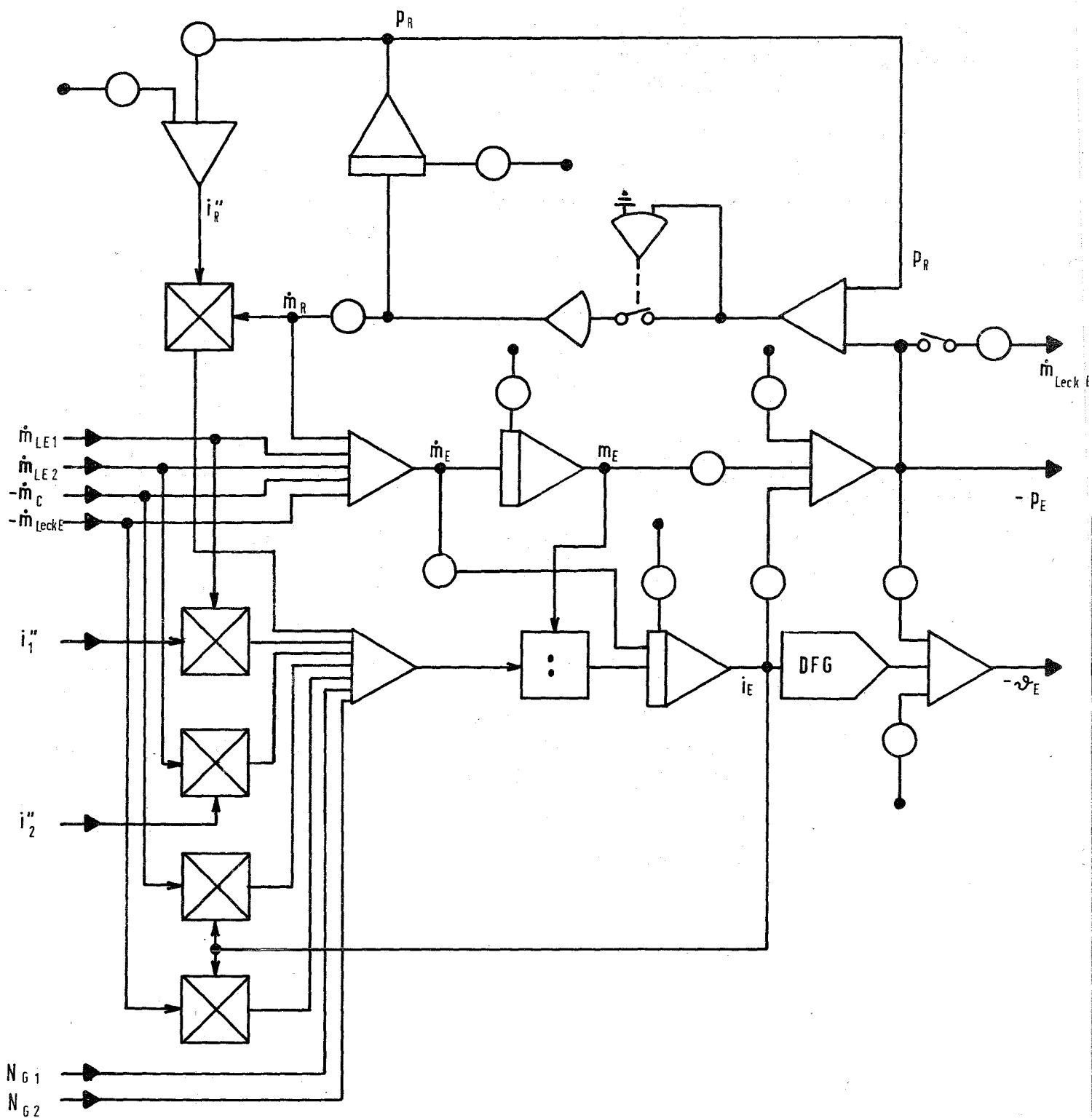


Bild 19 Eintrittsplenum und Wasserspeicher
 (Gleichungen 18 - 21, 30 - 32, 46)

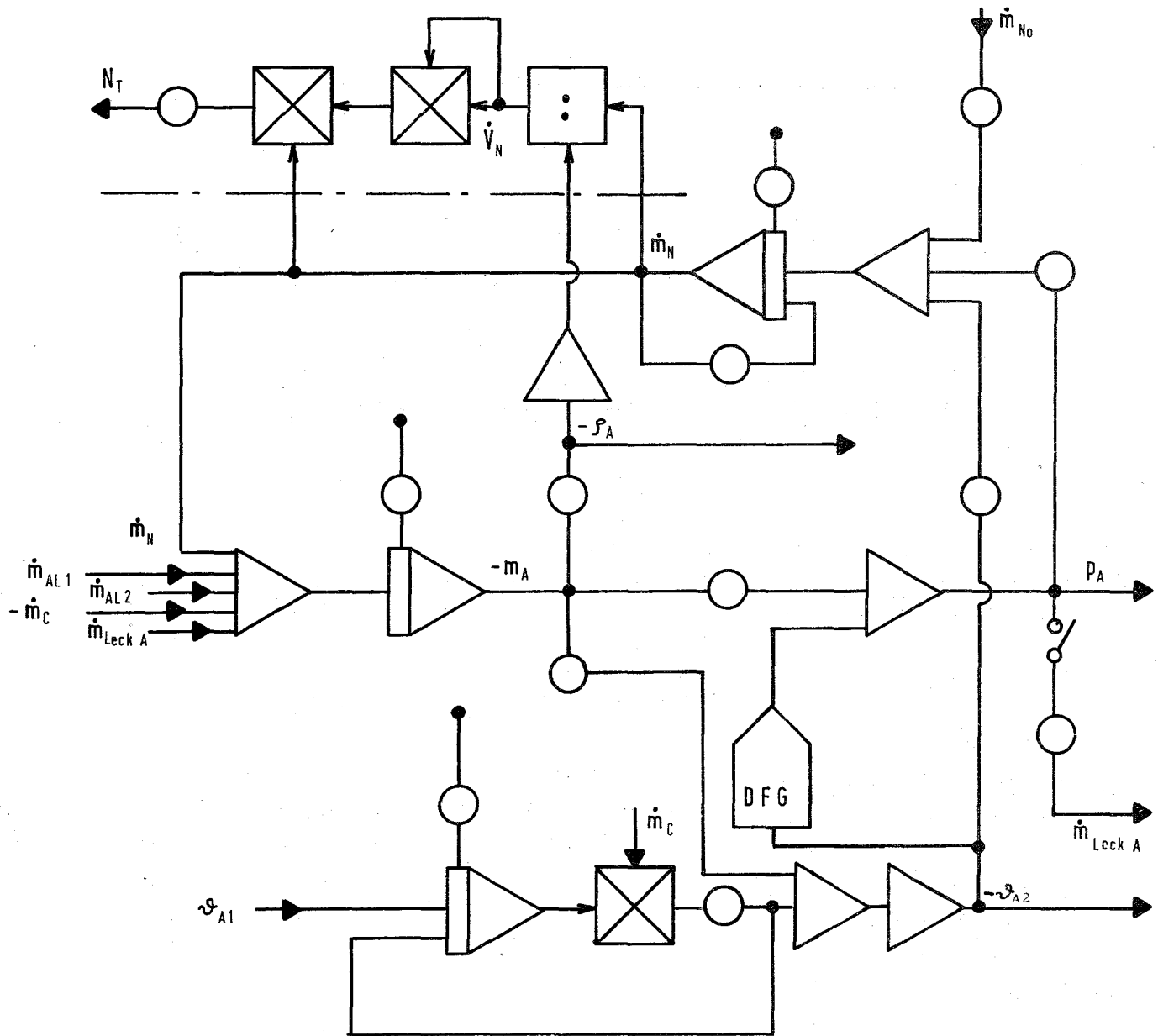


Bild 20 Austrittsplenium, Nutzturbine und Gebläseturbine
(Gleichungen 22- 24, 41- 42, 46)

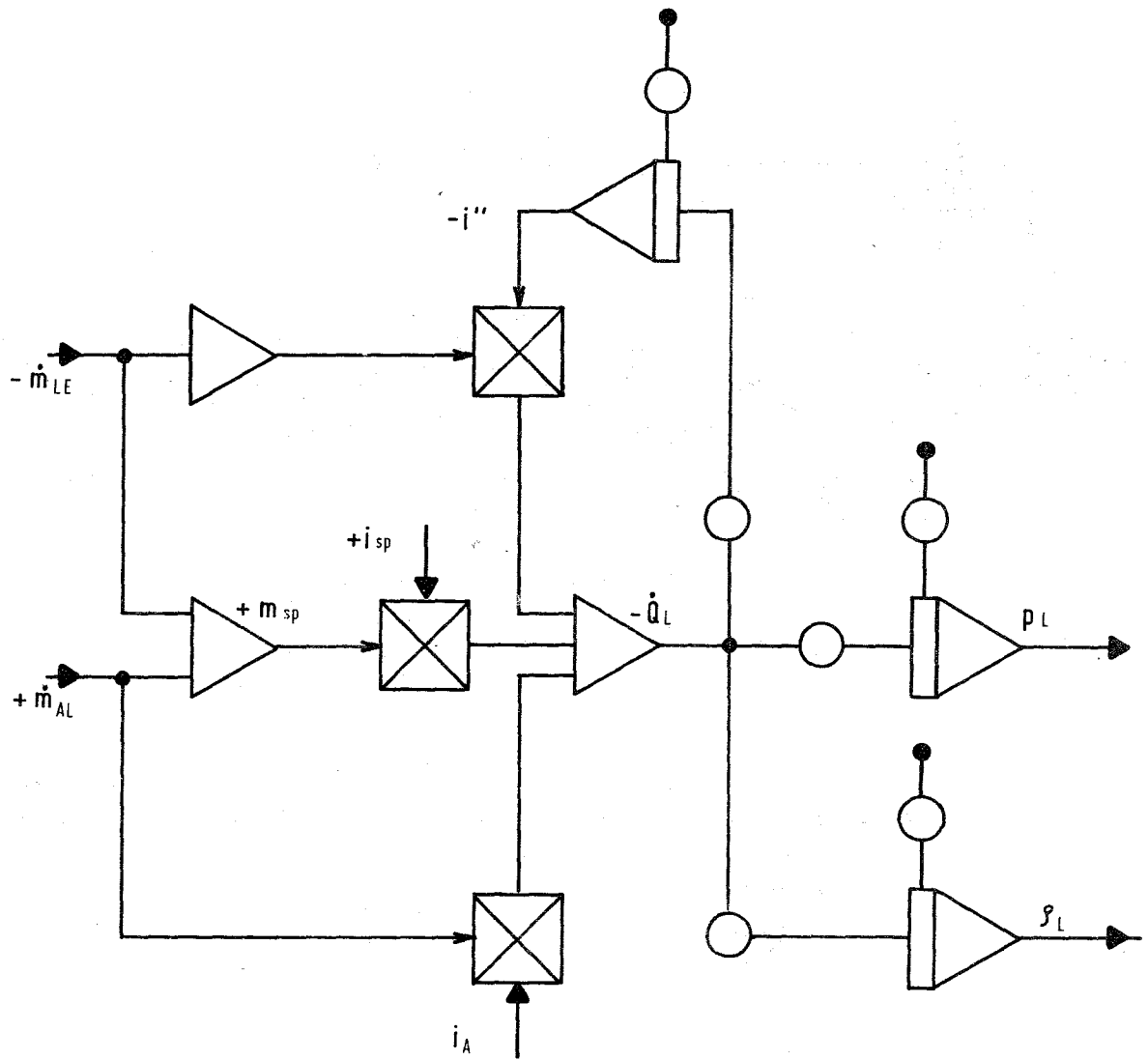


Bild 21 Verdampfer
(Gleichungen 25 - 29)

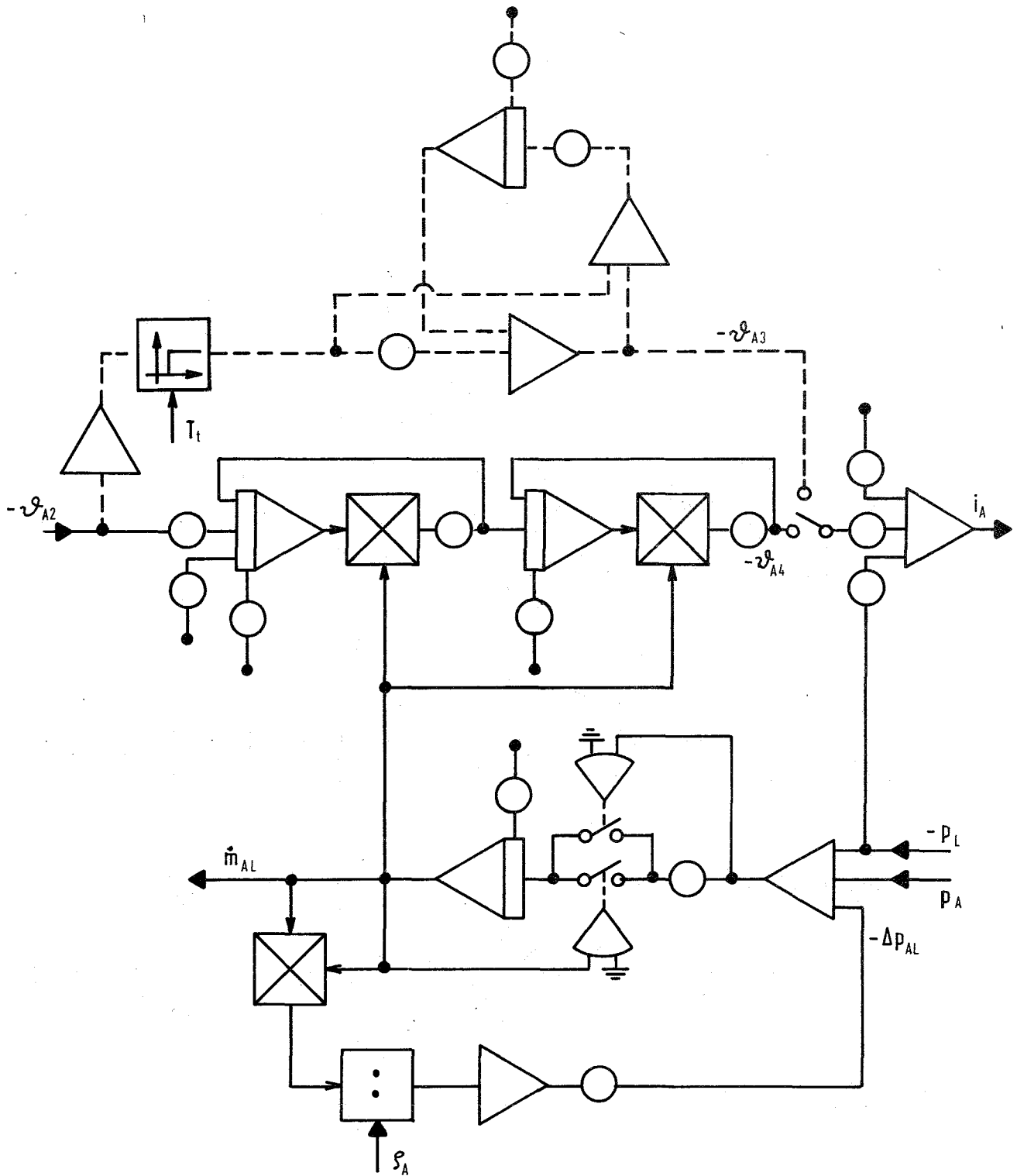


Bild 22 Zwischenüberhitzer und Rohrleitung Austrittsplenum-Verdampfer
(Gleichungen 33 - 40)

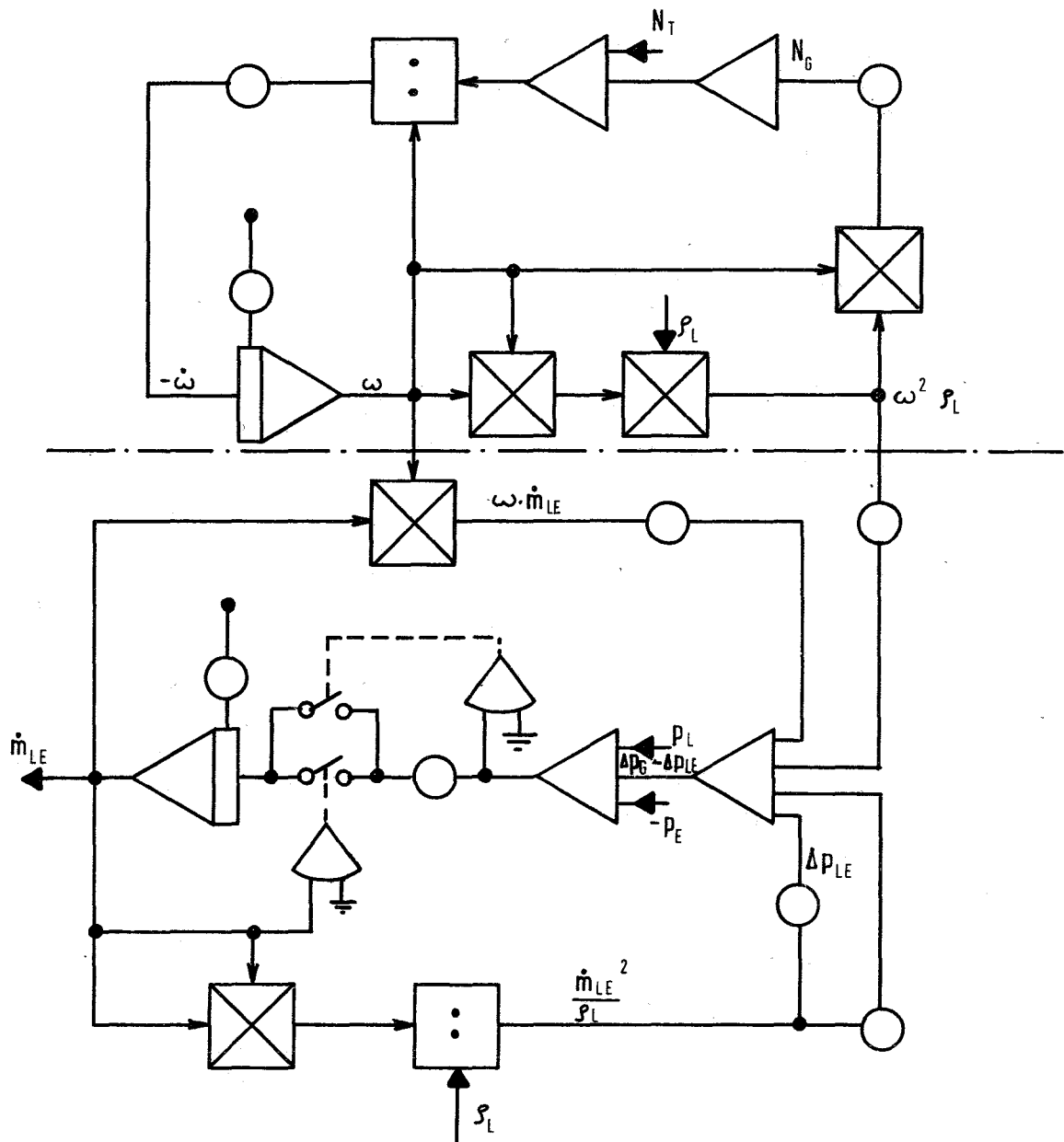


Bild 23 Gebläse und Rohrleitung Verdampfer - Eintrittplenium
(Gleichungen 38 - 40, 43 - 45)