



KfK 2657
September 1978

**Ein Beitrag zur theoretischen
Untersuchung der
Zweiphasenströmung mit
Phasenwechsel und
Wärmezufuhr in einem
Kühlkanal eines LWR-
Brennstab-Bündels beim
Kühlmittelverluststörfall**

I. Gaballah
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Nukleare Sicherheit

Kernforschungszentrum Karlsruhe

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

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Nukleare Sicherheit

KfK 2657

Ein Beitrag zur theoretischen Untersuchung der
Zweiphasenströmung mit Phasenwechsel und Wärme-
zufuhr in einem Kühlkanal eines LWR-Brennstab-
Bündels beim Kühlmittelverluststörfall

von

Ibrahim Gaballah

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Zusammenfassung

Zur Erfassung verschiedener thermodynamischer und gasdynamischer Vorgänge während der Notkühlung nach einem Kühlmittelverluststörfall wurde ein Verfahren zur Berechnung der Nebelströmung mit Wärmezufuhr in einem Kanal mit beliebiger Querschnittsänderung entwickelt.

Die Grundgleichungen wurden unter verschiedenen Voraussetzungen formuliert, umgeformt und numerisch gelöst.

Der Mechanismus des Wärmeüberganges wurde mit numerischen Untersuchungen geprüft. Ein einfaches Modell unter Vernachlässigung des Strahlungswärmeaustausches konnte näherungsweise verwendet werden.

Der Einfluß der Verwendung eines Tropfenspektrums auf die Wärmeübergangsberechnungen wurde für verschiedene Bedingungen numerisch untersucht. Die Berechnung mit einem mittleren Tropfendurchmesser konnte als gute Näherung betrachtet werden.

Das thermische Nichtgleichgewicht spielt eine sehr große Rolle bei der Bestimmung der Zustandsgrößen und des Wärmeüberganges. Es wurde der Einfluß der verschiedenen Parameter auf die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht untersucht.

Schließlich wurden die Strömung und der Wärmeübergang in einem Kanal mit aufgeblähten Stäben berechnet. Die Verformung des Kühlkanals ändert den Verlauf der Zustandsgrößen und des Wärmeübergangs längs des Kühlkanals beträchtlich.

Abstract

A contribution to a theory of two-phase flow with phase change and addition of heat in a coolant channel of a LWR-fuel element during a loss-of-coolant accident

A theory was developed for the calculation of a dispersed two phase flow with heat addition in a channel with general area change. The theory was used to study different thermodynamic and gasdynamic processes, which may occur during the emergency cooling after a LOCA of a pressurized water reactor.

The basic equations were formulated and solved numerically.

The heat transfer mechanism was examined. Calculations have indicated that the radiative heat flux component is small compared to the convective component.

A drop size spectrum was used in the calculations. Its effect on the heat transfer was investigated. It was found that the calculation with a mean drop diameter gives good results.

Significant thermal non-equilibrium has been evaluated. The effect of different operating parameters on the degree of thermal non-equilibrium was studied.

The flow and heat transfer in a channel with cross-sectional area change were calculated. It was shown that the channel deformation affects the state properties and the heat transfer along the channel very strongly.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
Verwendete Formelzeichen	V
1. Einführung	1
2. Thermo- und fluiddynamische Beschreibung des Problems	1
2.1. Die Grundgleichungen für die Beschreibung des Dampfkontrollvolumens	2
2.2. Die Grundgleichungen für die Beschreibung des Wasserkontrollvolumens	5
2.2.1. Die Grundgleichungen für einen Wassertropfen	5
2.2.2. Das Tropfenspektrum am Kanaleintritt	6
2.3. Der Mechanismus des Wärmeüberganges	9
2.3.1. Der Wärmeübergang durch Konvektion	9
2.3.2. Die Wärmestrahlung zwischen Wand und Dampf-Tropfen-Gemisch	11
3. Umformung der Grundgleichungen	14
4. Zusammenstellung des Gleichungssystems	16
5. Numerische Untersuchungen	21
6. Schlußfolgerung	29
Literaturverzeichnis	30

Verwendete Formelzeichen

Bezeichnungen

A	Fläche
B	Spalding-Zahl
c	Absolute Geschwindigkeit
c_{T1}	Relative Geschwindigkeit bei Zerstäubung
C_w	Widerstandskoeffizient
c_p	Spezifische Wärmekapazität unter konstantem Druck
d	Durchmesser
F_W	Widerstand
g	Erdbeschleunigung
h	Spezifische Enthalpie
M	Zahl der Tropfengruppen im Verdampfungszustand
m	Masse
\dot{m}	Massendurchsatz
N	Zahl der Tropfengruppen im Vorwärmungszustand
Nu	Nusselt-Zahl
n_i	Tropfenzahl der i-ten Gruppe pro Zeiteinheit
Pr	Prandtl-Zahl
q	Spezifische Wärmemenge
r	Verdampfungswärme
Re	Reynolds-Zahl
T	Absolute Temperatur
v	Spezifisches Volumen
V	Volumen
Z	Höhe
α	Wärmeübergangszahl
β	Dampf-Expansionskoeffizient
$\tilde{\beta}$	Charakteristische Größe für die Tropfenverteilungsfunktion
ϵ	Emissionsvermögen, maximale Dehnung
μ	Dynamische Zähigkeit
λ	Wärmeleitvermögen
ρ	Dichte

σ_T	Oberflächenspannung
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ	Zeit

Indizes und sonstige Zeichen

D	Dampf
i,j,k,l	Laufende Indizes
kr	Kritisch
c	Konvektion
max	Maximum
R	Strahlung
T	Tropfen
W	Wand, Wasser
o	Anfangszustand
-	Mittlerer Wert
'	Sättigungszustand
()	Beziehung
	Absoluter Wert
/ /	Schrifttum

1. Einführung:

Beim Kühlmittelverluststörfall eines Druckwasserreaktors können die Brennstabhüllen unter Umständen Temperaturen erreichen, bei denen sie unter der Wirkung des inneren Überdrucks aufblähen. Die Oberflächentemperatur ist so hoch, daß sich beim Fluten kein Wasserfilm an der Wand bilden kann. Es entsteht u.a. ein Gebiet von Nebelströmung, die eine große Rolle bei der Hüllenabkühlung bis zum Erreichen der Wiederbenetzungstemperatur spielt. Die genaue Bestimmung der Hüllenoberflächentemperatur ist zur Beurteilung der Wirksamkeit des Notkühlsystems von Leichtwasserreaktoren sehr wichtig. Dies erfordert auch die genaue Berechnung der instationären Zweiphasenströmung im Bündel mit aufblähenden Brennstäben, was langwierig und aufwendig ist.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die verschiedenen thermofluidynamischen Vorgänge bei Nebelströmung mit Wärmezufuhr zu untersuchen. Diese Untersuchungen sollen dazu dienen, vereinfachende Annahmen einzuführen, die die Entwicklung eines Flutprogramms für Bündel mit aufblähenden Brennstäben erleichtern.

Es werden der Wärmeübergangsmechanismus, das Modell zur Beschreibung des Tropfenspektrums und die Rolle des thermodynamischen Ungleichgewichtes überprüft. Es wird der Einfluß der Kühlkanalverformung auf den Wärmeübergang bei Nebelströmung untersucht.

2. Thermo-fluiddynamische Beschreibung des Problems:

Das Kontrollvolumen für die Zweiphasenströmung mit Phasenwechsel und Wärmezufuhr zeigt Bild 1. Es läßt sich in drei voneinander abhängige Kontrollvolumen zerlegen. Innerhalb des ersten Kontrollvolumens wird die reine Wasserdampfströmung betrachtet, das zweite Kontrollvolumen gilt für reine unterkühlte Wassertropfen (unterkühltes Sieden) im Vorwärmungszustand und die dritte für reine Wassertropfen im Sattedampfzustand. Zwischen den drei Kontrollvolumen findet Stoff-, Wärme- und Impulsaustausch statt:

- a) Stoffaustausch zwischen Tropfen und Dampf als Folge der Verdampfung von Tropfen, sowie zwischen den Wasser-Kontrollvolumen infolge der Erwärmung der Tropfen auf Sattedampfzustand.
- b) Wärmeaustausch zwischen Tropfen und Dampf als Ursache der Vorwärmung und Verdampfung der Tropfen.
- c) Impulsaustausch als Folge des Widerstandes aller Tropfen im Dampf. Die Ursache des Tropfenwiderstandes ist der Schlupf zwischen Dampf und Tropfen.

Bei der Formulierung der Grundgleichungen wurde folgendes vorausgesetzt: Eindimensional stationäre Potentialströmung - konstante Wandtemperatur - gleichmäßige Tropfenverteilung im Dampfstrom - keine Rekombination und Zerfall der Tropfen während der Strömung - sphärische Tropfenform - Die Tropfen enthalten keine Salze und Verunreinigungen - der Massendurchsatz im Kanal bleibt konstant.

2.1. Die Grundgleichungen für die Beschreibung des Dampfkontrollvolumens:

a) Die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{d\dot{m}_D/dz}{\dot{m}_D} = \frac{d\rho_D/dz}{\rho_D} + \frac{dA_D/dz}{A_D} + \frac{dc_D/dz}{c_D} \quad (1)$$

$$\text{mit: } Z_1 = \frac{d\dot{m}_D/dz}{\dot{m}_D} = - \frac{N \sum_{i=1} n_i (dm_{Ti}/dz)}{\rho_D c_D A_D} \quad (2)$$

wobei Z_1 eine Funktion des Stoffaustausches zwischen Dampf und Tropfen ist.

b) Der Impulssatz:

Der Impulssatz für das Dampfkontrollvolumen ohne Wandreibung lautet:

$$\frac{dp/dz}{p} + \frac{\rho_D c_D^2}{p} \frac{dc_D/dz}{c_D} = Z_2 \quad (3)$$

Darin bezeichnet Z_2 eine Funktion des Impulsaustausches zwischen Tropfen und Dampf.

$$Z_2 = \frac{\sum_{i=1}^{M+N} \{-n_i m_{Ti} (dc_{Ti}/dz) + n_i (c_D - c_{Ti}) \cdot (dm_{Ti}/dz)\}}{A_D \cdot p} \quad (4)$$

c) Die Energiegleichung:

Unter Vernachlässigung des Wärmeverlustes an die Umgebung des gesamten Systems und bei der Annahme, daß die verdampfende Wassermenge spontan die Heißdampf Temperatur annimmt, lautet die Energiegleichung:

$$\frac{dh_D}{dz} + c_D \cdot \frac{dc_D}{dz} = Z_3 \quad (5)$$

Z_3 ist eine Funktion des Wärmeaustausches zwischen Wand, Dampf und Wassertropfen.

$$Z_3 = \frac{d\dot{q}}{dz} / \dot{m}_D \quad (6)$$

wobei \dot{q} die Netto durch das Dampfkontrollvolumen übertragene Wärme ist.

$$\frac{d\dot{q}}{dz} = \frac{d\dot{q}_{CWD}}{dz} - \frac{d\dot{q}_{CDT}}{dz} + \frac{d\dot{q}_{RD}}{dz} - \left\{ \frac{d\dot{m}_D}{dz} (h_D - h') + \sum_{i=1}^{M+N} n_i \left(\frac{c_D^2 - c_{Ti}^2}{2} \right) \frac{dm_{Ti}}{dz} \right\} \quad (7)$$

Hierin bedeuten:

- \dot{q}_{CWD} Konvektionswärmestrom zwischen Wand und Dampf.
- \dot{q}_{CDT} Konvektionswärmestrom zwischen Dampf und Tropfen.
- \dot{q}_{RD} Netto-Strahlungswärme zwischen Wand, Dampf und Tropfen.

d) Die Zustandsgleichungen von Wasserdampf

Die thermische und kalorische Zustandsgleichungen geben das spezifische Dampfvolumen und die spezifische Dampfenenthalpie in Abhängigkeit vom Dampfdruck und von der Dampftemperatur an:

$$v_D = v_D(p, T_D) \quad (8)$$

$$h_D = h_D(p, T_D) \quad (9)$$

Es wurden die halbempirischen VDI-Zustandsgleichungen verwendet /1,2/.

e) Die Form des Kühlkanals

Die Form des Kühlkanals wurde allgemein durch die folgende Beziehung wiedergegeben:

$$A = A(Z) \quad (10)$$

Der Kanalquerschnitt, der für die Dampfströmung frei bleibt, läßt sich wie folgt ausdrücken

$$A_D = A - \sum_{i=1}^{M+N} \frac{n_i \cdot m_{Ti} \cdot v_{Ti}}{c_{Ti}} \quad (11)$$

Der Anteil $\sum_{i=1}^{M+N} \frac{n_i \cdot m_{Ti} \cdot v_{Ti}}{c_{Ti}}$ ist sehr klein für Nebelströmung

bei relativ niedrigen Drücken

$$\frac{dA_D}{dz} = \frac{dA}{dz} - \frac{d}{dz} \left(\sum_{i=1}^{M+N} \frac{n_i \cdot m_{Ti} \cdot v_{Ti}}{c_{Ti}} \right) \quad (11a)$$

2.2. Die Grundgleichungen für die Beschreibung des Wasserkontrollvolumens

2.2.1. Die Grundgleichungen für einen Wassertropfen

a) Die Energiegleichung

Bild 2 zeigt das Modell für das Verhalten von Wassertropfen. Während des Vorwärmungszustandes der Tropfen wird die ausgetauschte Wärme \dot{q}_j zwischen Wand, Dampf und Tropfen in Tropfenthalpie umgewandelt, und man erhält für die Energiegleichung die Beziehung:

$$m_{Tj} \cdot c_{Tj} \frac{dh_{Tj}}{dz} = \dot{q}_j \quad (12)$$

$$j = 1, \dots, N$$

Für die sich im Sättigungszustand befindlichen Tropfen wird die übertragene Wärme \dot{q}_i in Verdampfungswärme umgewandelt. Die Energiegleichung lautet:

$$r \cdot c_{Ti} \frac{dm_{Ti}}{dz} = \dot{q}_i \quad (13)$$

$$i = 1, \dots, M$$

Die übertragene Wärme \dot{q}_l läßt sich in einen Konvektionsanteil \dot{q}_{Cl} und einen Strahlungsanteil \dot{q}_{Rl} aufteilen:

$$\dot{q}_l = \dot{q}_{Cl} + \dot{q}_{Rl} \quad (14)$$

$$l = 1, \dots, M + N$$

b) Die Bewegungsgleichung eines Tropfens

Die Bewegungsgleichung eines senkrecht bewegten Tropfens der l-ten Tropfengruppe lautet:

$$\frac{dc_{Tl}}{dz} = - \frac{g(\rho_{Tl} - \rho_D)}{\rho_{Tl} \cdot c_{Tl}} - \frac{3C_{w1}}{d_{Tl}} \left(\frac{\rho_D}{\rho_{Tl}} \right) |w_l| \cdot w_l \quad (15)$$

$$l = 1, \dots, M+N$$

Zur Berechnung des Widerstandskoeffizienten C_{w1} wurde folgende Beziehung verwendet /8/:

$$C_{w1} = \frac{24}{Re_1} (1 + 0,197 Re_1^{0,63} + 2,6 \cdot 10^{-4} Re_1^{1,38}) \quad (16)$$

$$l = 1, \dots M+N$$

c) Die Zustandsgleichungen des Wassers

Das spezifische Volumen und die spezifische Enthalpie des Wassers werden durch die thermische- und die kalorische Zustandsgleichung ausgedrückt. Zur Berechnung dieser Größen dienen die aufgestellten Näherungsformeln aus den VDI-Wasserdampf Tafeln /2/.

$$v_{T1} = v_T (p, T_{T1}) \quad (17)$$

$$h_{T1} = h_T (p, T_{T1}) \quad (18)$$

$$l = 1, \dots M+N$$

2.2.2. Das Tropfenspektrum am Kanaleintritt

a) Die Verteilungsfunktion

Eine Volumenverteilungsfunktion /5/ wird zur Spezifizierung des Tropfenspektrums in dieser Arbeit verwendet.

$$f_v(d_i) = \frac{dV}{dx} \cdot \frac{1}{V_0} = \frac{e^{-\frac{\tilde{\beta}}{x}} \cdot x_i^{-2}}{\frac{1}{\tilde{\beta}} \cdot e^{-\tilde{\beta}}} \quad (19)$$

$$\int_0^{\infty} f_v(d_i) \cdot d d_i = 1$$

Hierin bedeuten:

f_v Volumenanteil der Tropfen mit Durchmesser zwischen d_i und $d_i + dd_i$

$\tilde{\beta}$ von Zerstäubungsbedingungen abhängiger Parameter

$$x = d_i / d_{\max}$$

Diese Volumenverteilung (Gl. 19) ist mit den Volumenverteilungen für Ringströmung /12/ im Bild (3) verglichen. Ein $\tilde{\beta}$ -Wert von 0,4 ergibt eine Volumenverteilung, die sich als mittlere Volumenverteilung der Verteilungen in /12/ erweist. Die Volumensummenfunktion der Volumenverteilung (Gl. 19) ist:

$$\frac{V_i}{V_0} = \frac{e^{-\frac{\tilde{\beta}}{x_i}}}{e^{-\tilde{\beta}}} \quad (20)$$

Zur Berücksichtigung des Tropfenspektrums in der numerischen Behandlung werden die Tropfen nach ihrer Größe in (M+N)-Gruppen unterteilt. Die Gruppen 1 bis (M+N-2) sowie die beiden letzten Gruppen zusammen sollen das gleiche Volumen bzw. das gleiche Gewicht besitzen.

Zur Bestimmung der Grenzen der Durchmesser jeder Gruppe wird die Volumenfunktion (Gl. 20) verwendet:

$$\frac{\Delta V_{i, i+1}}{V_0} = \frac{e^{-\frac{\tilde{\beta}}{x_{i-1}}}}{e^{-\tilde{\beta}}} - \frac{e^{-\frac{\tilde{\beta}}{x_i}}}{e^{-\tilde{\beta}}} \quad (21)$$

$$i = 1, \dots (M+N-1)$$

Für jede Tropfengruppe wird ein mittlerer Tropfendurchmesser als das Verhältnis des gesamten Volumens aller Tropfen zur gesamten Oberfläche aller Tropfen definiert (der Sauter'sche mittlere Durchmesser); damit erhält man für den mittleren Durchmesser \bar{d}_i die Beziehung:

$$\bar{d}_i = d_{\max} \frac{x_i \int_{x_i}^{x_{i+1}} x^3 \, dn}{\int_{x_i}^{x_{i+1}} x^2 \, dn}$$

$$\bar{d}_i = d_{\max} \left| \frac{e^{-\tilde{\beta}/x_{i+1}} - e^{-\beta/x_i}}{e^{-\tilde{\beta}/x_{i+1}} \left\{ \frac{1}{\tilde{\beta}} + \frac{1}{x_{i+1}} \right\} - e^{-\beta/x_i} \left\{ \frac{1}{\beta} + \frac{1}{x_i} \right\}} \right|$$

$i = 1, \dots (M+N-1)$

für $M+N=1$ ergibt sich : $\bar{d} = d_{\max} \left(\frac{\tilde{\beta}}{1+\tilde{\beta}} \right)$ (22)

In der letzten Gruppe sind die Tropfen mit dem maximalen Durchmesser enthalten.

Das Massenverhältnis der letzten zwei Gruppen untereinander wird durch einen Teilungsfaktor ξ definiert, wobei

$$\xi = \frac{\text{Masse der } (M+N-1)\text{ten Gruppe}}{\text{Masse der } (M+N)\text{ten Gruppe}} \text{ ist.}$$

Die Zahl der Tropfen jeder Gruppe erhält man aus der gesamten Gruppenmasse und der Masse eines Tropfens.

b) Der maximale Tropfendurchmesser

Der größte Tropfendurchmesser d_{\max} wird aus den folgenden Beziehungen bestimmt /12/:

$$d_{\max} = 0,0464 \cdot \left(\frac{\rho_D c_{T1}^2 f_s}{2 \sigma_T d_h} \right)^{-0,5}$$

mit: $f_s = 0,046/\text{Re}_D^{0,2}$ (23)

Hierin bedeuten:

- c_{T1} Relative Dampfgeschwindigkeit bei Zerstäubung
 ρ_D Dampfdichte
 f_s Reibungskoeffizient
 Re_D Reynoldszahl des Dampfes, $Re_D = \frac{\rho_D c_{T1} d_h}{\mu_D}$
 d_h Hydraulischer Durchmesser des Kanals
 σ_T Die Oberflächenspannung zwischen Dampf und Tropfen;
sie wird aus der folgenden Beziehung ermittelt /6/:

$$\sigma_T = B_0 \left\{ \frac{B_1 (T_{kr} - T_T)^2}{1 + \beta (T_{kr} - T_T)} + \sum_{i=2}^5 B_i (T_{kr} - T_T)^i \right\} \quad (24)$$

Die Werte β , B_0 , B_1 , B_2 usw. sind Konstanten.

2.3. Der Mechanismus des Wärmeüberganges

Der Mechanismus des Wärmeüberganges läßt sich in der folgenden Weise darstellen:

- a) Wärmeübergang durch Konvektion und Strahlung zwischen Brennstabhülle und Dampf.
- b) Wärmeübergang durch Konvektion und Strahlung zwischen Dampf und Tropfen.
- c) Wärmeübergang durch Strahlung zwischen Brennstabhülle und Tropfen.

Es wird hier der Wärmeübergang durch Konvektion und durch Strahlung voneinander unabhängig betrachtet.

2.3.1. Der Wärmeübergang durch Konvektion

- a) Der Wärmeübergang durch Konvektion zwischen Brennstabhülle und Dampf wird wie folgt berechnet:

$$\frac{d\dot{q}_{CWD}}{dz} = \alpha_{WD} \cdot (\pi d_W) \cdot (T_W - T_D) \quad (25)$$

Die Wärmeübergangszahl zwischen Wand und Dampf (α_{WD}) lässt sich aus Nusselt-Zahlen für einphasige Rohrströmung bestimmen:

1. Für turbulente Strömung /17/:

$$\alpha_{WD} = 0,023 \left(\frac{\lambda_D}{d_h}\right) \cdot Re_D^{0,8} \cdot Pr_D^{1/3} \quad (26a)$$

$Re_D > 2300$

2. Für laminare Strömung /14/:

$$\alpha_{WD} = 0,17 \left(\frac{\lambda_D}{d_h}\right) \cdot Re_D^{0,33} \cdot Pr_D^{0,43} \cdot (Pr_D/Pr_W)^{0,25} \cdot \left\{ \frac{d_h^2 \rho_D^2 g \beta (T_W - T_D)}{\mu_D^2} \right\}^{0,1}$$

$Re_D < 2300$ (26b)

$$(Nu_D)_{min} = 3,65$$

b) Der Wärmeübergang durch Konvektion zwischen Dampf und Tropfen:

Die übertragene Wärme durch Konvektion von Dampf zu Tropfen wird aus der folgenden Beziehung berechnet:

$$\dot{q}_{c1} = \alpha_1 \cdot A_{s1} \cdot \Delta T_1 \quad (27)$$

$$l = 1, \dots, M+N$$

mit:

$$\left. \begin{aligned} \Delta T_1 &= T_D - T_{T1} & l &= 1, \dots, N \\ \Delta T_1 &= T_D - T^{\cdot} & l &= 1, \dots, M \\ T^{\cdot} &= f(p) \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Die Wärmeübergangszahl α_1 lässt sich aus der Nu-Zahl bestimmen:

$$\alpha_1 = \lambda_{D1} Nu_1 / d_{T1} \quad (29)$$

$l = 1, \dots, M+N$

Die Nu-Zahl wird aus der folgenden Beziehung ermittelt /7/:

$$Nu_1 = \frac{1}{(1+B_1)^{0,6}} (2,0 + 0,369 \cdot Pr_1^{1/3} Re_1^{1/2})$$

$$1 = 1, \dots M+N \quad (30)$$

Die dynamische Zähigkeit, die spezifische Wärmekapazität, die Dampfdichte und das Wärmeleitvermögen, wurden bei der Auswertung von Gl. (29, 30) für eine mittlere Dampftemperatur bestimmt. Diese wird als das arithmetische Mittel aus Dampftemperatur und Tropfentemperatur der 1-ten Gruppe berechnet.

Der gesamte Wärmeübergang durch Konvektion von Dampf zu Tropfen wird wie folgt berechnet:

$$\frac{d\dot{q}_{CDT}}{dz} = \sum_{l=1}^{M+N} \frac{1}{c_{Tl}} \cdot n_l \dot{q}_{cl} \quad (31)$$

2.3.2. Die Wärmestrahlung zwischen Wand und Dampf-Tropfen-Gemisch

Der Strahlungsaustausch zwischen Wand, Wasserdampf und Tropfen wird näherungsweise als Austausch zwischen zwei grauen Körpern, die durch eine Wasserdampfschicht getrennt sind, berechnet. Die Wasserdampfschicht soll Strahlung absorbieren und übertragen. Das Emissionsvermögen der Hüllenoberfläche und der Wassertropfen werden konstant angenommen. Für Wasserdampf wird das Emissionsvermögen als Funktion des Druckes, der Temperatur und einer physikalischen Dimension eingesetzt /15/. Die Berechnungen des Strahlungsaustausches werden mit Hilfe einer Netzanalyse durchgeführt, Bild 4 .

Man erhält:

$$\frac{d\dot{q}_{RW}}{dz} = q_5 \quad (32)$$

$$\frac{d\dot{q}_{RD}}{dz} = q_4 - q_3 \quad (33)$$

$$\frac{d\dot{q}_{RT}}{dz} = q_3 + q_5 - q_4 \quad (34)$$

Daraus erhält man für die Strahlungswärme pro Tropfen der l-ten Gruppe den Ausdruck:

$$\dot{q}_{Rl} = \frac{d\dot{q}_{RT}}{dz} \left\{ \frac{A_{Tl}}{\sum_{i=1}^{M+N} \left(\frac{n_i}{c_{Ti}} \right) A_{Ti}} \right\}. \quad (35)$$

$$l = 1, \dots, M+N$$

q_3 , q_4 und q_5 in Gl. (32), (33) und (34) lassen sich aus der Netz-Analyse ermitteln:

$$q_4 = \frac{\frac{1}{R_5} E_{bw} - \left\{ \frac{1}{R_5} + \frac{R_3}{R_1 R_3 + R_2 (R_1 + R_3)} \right\} E_{bD} + \left\{ \frac{R_3}{R_1 R_3 + R_2 (R_1 + R_3)} \right\} E_{bT}}{\left\{ \frac{R_4}{R_5} + \frac{R_4 (R_1 + R_3)}{R_1 R_3 + R_2 (R_1 + R_3)} + 1 \right\}} \quad (36)$$

$$q_5 = - \frac{R_4}{R_5} \cdot q_4 + \frac{1}{R_5} (E_{bw} - E_{bD}) \quad (37)$$

$$q_3 = \frac{R_2}{R_3} q_5 - \frac{R_2 + R_4}{R_3} q_4 \quad (38)$$

$$E_{bT} = \sigma \cdot T_T^4$$

$$E_{bD} = \sigma \cdot T_D^4 \quad (39)$$

$$E_{bw} = \sigma \cdot T_W^4$$

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \frac{1 - \epsilon_T}{\epsilon_T \cdot A_T} \\
 R_2 &= \frac{1}{A_W F_{WT}(1 - \epsilon_D)} = \frac{1}{A_T (1 - \epsilon_D)} \\
 R_3 &= \frac{1}{A_T \epsilon_D} \\
 R_4 &= \frac{1}{A_W \epsilon_D} \\
 R_5 &= \frac{1 - \epsilon_W}{\epsilon_W A_W}
 \end{aligned} \tag{40}$$

$$A_W = \pi d_W ; A_T = \sum_{i=1}^{M+N} (n_i / c_{Ti}) (\pi d_{Ti}^2) ; F_{TW} = F_{DW} = 1,0$$

ϵ_T wird konstant und gleich dem Emissionsvermögen des Wassers von 0,95 angenommen /18/.

ϵ_W wird konstant und gleich 0,7 in die Rechnung eingesetzt /17/
Die Berechnung von ϵ_D erfolgt mit einer empirischen Formel /15/:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_D &= a_0 |1 - \exp(-a_1 \sqrt{x})| \\
 x &= p \cdot L \cdot (300/T) \\
 L &= 0,9 d_h
 \end{aligned} \tag{41}$$

a_0, a_1 sind Konstanten, die von Temperatur schwach abhängen /15/.

3. Umformung der Grundgleichungen:

Aus dem Impulssatz für das Dampfkontrollvolumen (Gl. 3) erhält man:

$$\frac{dc_D}{dz} = \frac{\rho Z_2}{\rho_D c_D} - \frac{1}{\rho_D c_D} \frac{dp}{dz} \quad (42)$$

Die Energiegleichung für das Dampfkontrollvolumen (Gl. 5) läßt sich mit Hilfe von Gl. (42) umformen

$$\frac{dh_D}{dz} = Z_3 - \frac{\rho Z_2}{\rho_D} + \frac{1}{\rho_D} \frac{dp}{dz} \quad (43)$$

Die Ableitung der Temperatur nach der Höhe $(\frac{dT_D}{dz})$ erhält man aus der kalorischen Zustandsgleichung des Wasserdampfes (Gl. 9):

$$\frac{dT_D}{dz} = \left\{ \frac{dh_D}{dz} - \left(\frac{\partial h_D}{\partial p} \right) \frac{dp}{dz} \right\} / \left(\frac{\partial h_D}{\partial T_D} \right) \quad (44)$$

Setzt man $(\frac{dh_D}{dz})$ aus Gl. (43) in Gl. (44), so erhält man:

$$\frac{dT_D}{dz} = \frac{\left\{ Z_3 - \frac{\rho Z_2}{\rho_D} \right\}}{\left(\frac{\partial h_D}{\partial T_D} \right)} + \frac{\left\{ \frac{1}{\rho_D} - \left(\frac{\partial h_D}{\partial p} \right) \right\}}{\left(\frac{\partial h_D}{\partial T_D} \right)} \frac{dp}{dz} \quad (45)$$

Aus der thermischen Zustandsgleichung (Gl. 8) läßt sich $(d\rho_D/dz)$ ableiten:

$$\frac{d\rho_D}{dz} = -\rho_D^2 \left\{ \left(\frac{\partial v_D}{\partial p} \right) \frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial v_D}{\partial T_D} \right) \frac{dT_D}{dz} \right\} \quad (46)$$

Setzt man $(\frac{dT_D}{dz})$ aus Gl. (45) in Gl. (46), so erhält man:

$$\frac{d\rho_D}{dz} = -\rho_D^2 \left(\frac{\partial v_D}{\partial p}\right) \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{\partial v_D}{\partial T_D} / \frac{\partial v_D}{\partial p}\right) \left(\frac{1}{\rho_D} - \frac{\partial h_D}{\partial p}\right)}{\left(\frac{\partial h_D}{\partial T_D}\right)} \right\} \frac{dp}{dz} - \rho_D^2 \left(\frac{\partial v_D}{\partial T_D}\right) \frac{(Z_3 - pZ_2/\rho_D)}{(\partial h_D/\partial T_D)} \quad (47)$$

Die Kontinuitätsgleichung (Gl. 1) läßt sich umformen

$$\frac{dA_D/dz}{A_D} = Z_1 - \frac{d\rho_D/dz}{\rho_D} - \frac{dc_D/dz}{c_D} \quad (48)$$

Setzt man $(d\rho_D/dz)$ aus Gl. (47) und (dc_D/dz) aus Gl. (42) in Gl. (48), so läßt sich Gl. (48) in der folgenden Form ausdrücken:

$$\frac{dA_D}{dz} = A_D \left[Z_1 + \rho_D \left(\frac{\partial v_D}{\partial T_D}\right) \frac{(Z_3 - \frac{pZ_2}{\rho_D})}{(\partial h_D/\partial T_D)} - \frac{pZ_2}{\rho_D c_D^2} \right] + A_D \left[\rho_D \left(\frac{\partial v_D}{\partial p}\right) \left\{ 1 + \left(\frac{\partial v_D}{\partial T_D} / \frac{\partial v_D}{\partial p}\right) \frac{\left(\frac{1}{\rho_D} - \frac{\partial h_D}{\partial p}\right)}{\frac{\partial h_D}{\partial T_D}} \right\} + \frac{1}{\rho_D c_D^2} \right] \frac{dp}{dz} \quad (49)$$

Aus Gl. (49) erhält man:

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\frac{dA_D}{dz} - A_D \left[Z_1 + \rho_D \left(\frac{\partial v_D}{\partial T_D}\right) \frac{(Z_3 - \frac{pZ_2}{\rho_D})}{(\partial h_D/\partial T_D)} - \frac{pZ_2}{\rho_D c_D^2} \right]}{A_D \left[\rho_D \left(\frac{\partial v_D}{\partial p}\right) \left\{ 1 + \left(\frac{\partial v_D}{\partial T_D} / \frac{\partial v_D}{\partial p}\right) \frac{\left(\frac{1}{\rho_D} - \frac{\partial h_D}{\partial p}\right)}{\frac{\partial h_D}{\partial T_D}} \right\} + \frac{1}{\rho_D c_D^2} \right]} \quad (50)$$

Damit sind die Grundgleichungen für das Dampfkontrollvolumen in ein System von Differentialgleichungen erster Ordnung umgeformt, die zur numerischen

Lösung geeignet sind. Der Rest der Gleichungen ist zur numerischen Lösung geeignet und braucht keine Umformung.

4. Zusammenstellung des Gleichungssystems

Das Gleichungssystem zur Lösung des Problems wird wie folgt zusammengestellt: Die Klammer { } enthält die Gleichungsnummer des 2. - und 3. Kapitels, die Klammer () enthält die laufende Nummer.

$$\frac{dp}{dz} = F_1 \left(\frac{dA}{dz}, \frac{\partial v_D}{\partial T_D}, \frac{\partial v_D}{\partial p}, \frac{\partial h_D}{\partial p}, Z_1, Z_2, Z_3, A_D, c_D, \rho_D, p \right) \quad \{ 50 \} - (51)$$

$$\frac{dc_D}{dz} = F_2 \left(\frac{dp}{dz}, Z_2, p, c_D, \rho_D \right) \quad \{ 42 \} - (52)$$

$$\frac{dh_D}{dz} = F_3 \left(\frac{dp}{dz}, Z_2, Z_3, p, \rho_D \right) \quad \{ 43 \} - (53)$$

$$\frac{dT_D}{dz} = F_4 \left(\frac{dp}{dz}, \frac{\partial h_D}{\partial T_D}, \frac{\partial h_D}{\partial p}, Z_2, Z_3, p, \rho_D \right) \quad \{ 45 \} - (54)$$

$$\frac{d\rho_D}{dz} = F_5 \left(\frac{dp}{dz}, \frac{\partial v_D}{\partial T_D}, \frac{\partial v_D}{\partial p}, \frac{\partial h_D}{\partial T_D}, \frac{\partial h_D}{\partial p}, Z_2, Z_3, p, \rho_D \right) \quad \{ 47 \} - (55)$$

$$\frac{dA_D}{dz} = F_6 (z) \quad \{ 11a \} - (56)$$

$$\frac{dm_{Ti}}{dz} = F_{7i} (r, c_{Ti}, q_i) \quad \{ 13 \} - (57)$$

$$i=1, \dots, M$$

$$\frac{dh_{Tj}}{dz} = F_{8j} (m_{Tj}, c_{Tj}, q_j)$$

$$j = 1, \dots N$$

$$\frac{dc_{TK}}{dz} = F_{gk} (c_D, \rho_D, c_{TK}, \rho_{TK}, d_{TK}, C_{wk}, g)$$

$$k = 1, \dots M + N$$

{ 15 } - (59)

$$Z_1 = f_1 (\dot{m}_D, n_i, \frac{dm_{Ti}}{dz}, i = 1, \dots M+N)$$

{ 2 } - (60)

$$Z_2 = f_2 (A_D, p, n_i, m_{Ti}, c_{Ti}, \frac{dc_{Ti}}{dz}, i = 1, \dots M+N)$$

{ 4 } - (61)

$$Z_3 = f_3 (\frac{dq_{KWD}}{dz}, \frac{dq_{KDT}}{dz}, \frac{dq_{SD}}{dz}, \frac{dm_D}{dz}, h_D, h^-, c_D, n_i, c_{Ti}, \frac{dm_{Ti}}{dz}, i=1, \dots M+N)$$

{ 7 } - (62)

$$v_D = f_4 (p, T_D)$$

{ 8 } - (63)

$$h_D = f_5 (p, T_D)$$

{ 9 } - (64)

$$v_{Tk} = f_6 (p, T_{Tk}), k = 1, \dots M+N$$

{ 17 } - (65)

$$h_{Tk} = f_7 (p, T_{Tk}), k = 1, \dots M+N$$

{ 18 } - (66)

$$\frac{\partial v_D}{\partial T_D} = f_8 (p, T_D)$$

(67)

$$\frac{\partial v_D}{\partial p} = f_9 (p, T_D)$$

(68)

$$\frac{\partial h_D}{\partial T} = f_{10} (p, T_D)$$

(69)

$$\frac{\partial h_D}{\partial p} = f_{11} (p, T_D) \quad (70)$$

$$A_D = f_{12} (z) \quad \{11\} - (71)$$

$$q_k = q_{c1} + q_{r1} \\ q_{c1} = f_{13} (\alpha_k, d_{Tk}, \Delta T_k) \quad (72) \\ k = 1, \dots, M+N$$

$$\Delta T_k = T_D - T_{Tk}, \quad k = 1, \dots, N \\ \Delta T_k = T_D - T^*, \quad k = N+1, \dots, M+N \quad \} \quad (73)$$

$$\alpha_k = f_{14} (\lambda_{Dk}, Nu_k, d_{Tk}), \quad k = 1, \dots, M+N \quad \{29\} - (74)$$

$$Nu_k = f_{15} (B_k, Pr_k, Re_k), \quad k = 1, \dots, M+N \quad \{30\} - (75)$$

$$C_{wk} = f_{16} (Re_k), \quad k = 1, \dots, M+N \quad \{16\} - (76)$$

$$Pr_k = f_{17} (c_{pDk}, \mu_{Dk}, \lambda_{Dk}), \quad k = 1, \dots, M+N \quad (77)$$

$$Re_k = f_{18} (d_{Tk}, \rho_{Dk}, c_D, c_{Tk}, \mu_{Dk}), \quad k = 1, \dots, M+N \quad (78)$$

$$B_k = f_{19} (c_{pDk}, \Delta T_k, r), \quad k = 1, \dots, M+N \quad (79)$$

$$\mu_{Dk} = f_{20} (p, T_k), \quad k = 1, \dots, M+N \quad (80)$$

$$c_{pDk} = f_{21} (p, T_k), \quad k = 1, \dots, M+N \quad (81)$$

$$\rho_{Dk} = f_{22} (p, T_k), \quad k = 1, \dots, M+N \quad (82)$$

$$\lambda_{Dk} = f_{23} (p, T_k), \quad k = 1, \dots, M+N \quad (83)$$

$$T_k = (T_D + T_{Tk})/2, \quad k = 1, \dots, M+N \quad (84)$$

$$T^* = f_{24}(p) \quad (85)$$

$$d_{\max} = f_{25}(\sigma_T, c_{T1}, \rho_D, d_h, \mu_D) \quad \{23\} - (86)$$

$$\sigma_T = f_{26}(T_T, T_{kr}) \quad \{24\} - (87)$$

$$\Delta V_{i,i+1} = f_{27}(x_i, x_{i+1}, \tilde{\beta}), \quad i = 1, \dots, M+N \quad \{21\} - (88)$$

$$\bar{d}_i = f_{28}(x_i, x_{i+1}, \tilde{\beta}) \quad \{22\} - (89)$$

$$n_i = f_{29}(\Delta V_{i,i+1}, \bar{d}_i), \quad i = 1, \dots, M+N \quad (90)$$

$$\frac{d\dot{q}_{CWD}}{dz} = f_{30}(\alpha_{WD}, d_W, T_W, T_D) \quad \{25\} - (91)$$

$$\frac{d\dot{q}_{CDT}}{dz} = f_{31}(c_{T1}, n_l, \dot{q}_{c1}, \quad l = 1, \dots, M+N) \quad \{31\} - (92)$$

$$\frac{d\dot{q}_{RD}}{dz} = f_{32}(q_4, q_3) \quad \{33\} - (93)$$

$$\frac{d\dot{q}_{RT}}{dz} = f_{33}(q_3, q_4, q_5) \quad \{34\} - (94)$$

$$\dot{q}_{R1} = f_{34}\left(\frac{d\dot{q}_{RT}}{dz}, A_{T1}, n_i, c_{Ti}, A_{Ti}, \quad i=1, \dots, M+N\right) \quad \{35\} - (95)$$

$l = 1, \dots, M+N$

$$\alpha_{WD} = f_{35}(\lambda_D, d_h, Re_D, Pr_D, Pr_W, \rho_D, \beta, T_W, T_D, \mu_D, g) \quad \{26\} - (96)$$

$$Re_D = f_{36}(\rho_D, c_D, \mu_D, d_h) \quad (97)$$

$$Pr_D = f_{37} (c_{pD}, \mu_D, \lambda_D)_{T=T_D} \quad (98)$$

$$Pr_W = f_{38} (c_{pD}, \mu_D, \lambda_D)_{T=T_W} \quad (99)$$

$$\beta = f_{39} (T_D) \quad (100)$$

$$q_4 = f_{40} (R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, E_{bW}, E_{bD}, E_{bT}) \quad \{36\} - (101)$$

$$q_5 = f_{41} (R_4, R_5, q_4, E_{bW}, E_{bD}) \quad \{37\} - (102)$$

$$q_3 = f_{42} (R_2, R_3, R_4, q_4, q_5) \quad \{38\} - (103)$$

$$E_{bT} = f_{43} (T_T) \quad \{39\} - (104)$$

$$E_{bW} = f_{44} (T_W) \quad \{39\} - (105)$$

$$E_{bD} = f_{45} (T_D) \quad \{39\} - (106)$$

$$R_1 = f_{46} (\epsilon_T, A_T) \quad \{40\} - (107)$$

$$R_2 = f_{47} (\epsilon_T, A_D) \quad \{40\} - (108)$$

$$R_3 = f_{48} (\epsilon_D, A_T) \quad \{40\} - (109)$$

$$R_4 = f_{49} (\epsilon_D, A_W) \quad \{40\} - (110)$$

$$R_5 = f_{50} (\epsilon_W, A_W) \quad \{40\} - (111)$$

$$A_W = f_{51} (d_W)$$

$$A_T = f_{52} (n_i, c_{Ti}, d_{Ti}, i = 1, \dots, M+N) \quad (112)$$

$$\epsilon_D = f_{53} (p, T, d_h) \quad \{41\} - (113)$$

5. Numerische Untersuchungen

a) Der Mechanismus des Wärmeüberganges:

Der Wärmeübergang zwischen Brennstäben und Dampf-Tropfen-Gemisch läßt sich in Wärmekonvektion von Brennstäben zum Dampf und dann von Dampf zum Tropfen und in Wärmestrahlung von Brennstäben zum Dampf und Tropfen aufteilen. Dieser Mechanismus ist im Bild 5 dargestellt.

Die Aufteilung des Wärmeüberganges längs des Kühlkanals zeigt Bild 6 für $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0 = 1,0$. Die Dampftemperatur und die Wassertemperatur am Anfang des Kanals werden gleich der Sättigungstemperatur angenommen. Darum ist der Konvektionsanteil zwischen Dampf und Tropfen (\dot{Q}_{CT}) am Anfang des Kanals gleich Null. Dieser Anteil vergrößert sich bis zu einem Punkt längs des Kanals infolge der Dampfüberhitzung. Danach bewirkt die Tropfenverdampfung die Verkleinerung der Tropfenoberfläche, bzw. des Konvektionsanteils von Dampf zu Tropfen. Die Strahlungsanteile zum Dampf und Tropfen sind relativ klein.

Die Erhöhung von $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0$ führt zur Vergrößerung der Tropfenoberfläche, bzw. des Wärmeübergangsanteils der Tropfen, wie im Bild 7 aufgezeichnet ist. Der Strahlungsanteil vergrößert sich für größere $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0$ Verhältnisse. Er bleibt jedoch relativ klein.

Aufgrund dieser Ergebnisse kann man näherungsweise annehmen, daß der Wärmeübergang zwischen Brennstäben und Dampf-Tropfen-Gemisch nur durch Konvektion erfolgt.

b) Das Tropfenspektrum

Der maximale Tropfendurchmesser, der Parameter $\tilde{\beta}$ und die Gruppenzahl $(M+N)$ bestimmen das Tropfenspektrum am Kanaleintritt. In der Rechnung wird die Anfangstemperatur des Wassers gleich der Sättigungstemperatur angenommen ($N=0$). Es wird der Einfluß der erwähnten Parameter auf den Wärmeübergang untersucht.

- Der maximale Tropfendurchmesser (d_{\max}):

Die Dampfüberhitzung längs des Kühlkanals für verschiedene maximale Tropfendurchmesser zeigt Bild 8. Der Überhitzungsgrad des Dampfes steigt längs des Kühlkanals, da die zugeführte Wärme von Stab zu Dampf größer ist als die übertragene Wärme zwischen Dampf und Tropfen. Der Temperaturanstieg wird langsamer bei größerer Kanalhöhe infolge der Dampfüberhitzung, die zu kleineren Temperaturgefällen zwischen Stab und Dampf, aber zu größeren Temperaturgefällen zwischen Dampf und Tropfen führt. Die Vergrößerung des maximalen Tropfendurchmessers verkleinert die Oberfläche der Tropfen und führt zu kleinerem Wärmeübergang zwischen Dampf und Tropfen, der zur Dampfüberhitzung führt.

Der Verlauf der Dampffuchte längs des Kanals für verschiedene maximale Tropfendurchmesser zeigt Bild 9. Die Dampffuchte nimmt bei größerem max. Tropfendurchmesser ab. Diese ist auf die Abnahme des Wärmeüberganges infolge der Verkleinerung der Tropfenoberfläche zurückzuführen. Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Brennstab und Dampf-Tropfen Gemisch sinkt auch bei größerem maximalen Tropfendurchmesser wegen der Verschlechterung des Wärmeaustausches mit den Tropfen. Dies zeigt Bild 10. Die Dampfüberhitzung und die Dampffuchte am Kanalausstritt sowie die gesamte übertragene Wärme auf die Kanallänge zeigt Bild 11. Die Vergrößerung des maximalen Tropfendurchmessers bewirkt eine starke Abnahme der gesamten übertragenen Wärme, eine Zunahme der Dampfüberhitzung und der Dampffuchte längs des Kanals. Diese sind auch wegen der Abnahme der Tropfenoberfläche, bzw. der Verschlechterung des Wärmeüberganges zwischen Dampf und Tropfen zu begründen.

Bild 12 stellt die Aufteilung des Wärmeüberganges in Abhängigkeit vom maximalen Tropfenradius dar. Für größere maximale Tropfendurchmesser wächst der dem Dampf zugeführte Wärmeanteil, bzw. nimmt der an die Tropfen übertragene Wärmeanteil ab. Die durch Strahlung mit den Tropfen ausgetauschte Wärme nimmt auch für größere maximale Tropfendurchmesser ab. Der relative Anteil an Wärmestrahlung bleibt jedoch gering.

- Der Parameter $\tilde{\beta}$:

Der Parameter $\tilde{\beta}$ charakterisiert nach Gl. (19) die Verteilungsfunktion des Tropfenspektrums. Durch einen Vergleich mit Meßwerten, Bild 3, wurde festgestellt, daß ein Wert von $\tilde{\beta} = 0,4$ das Tropfenspektrum für die Untersuchungen näherungsweise definieren kann. Es wird jedoch untersucht, wie weit eine Schwankung im $\tilde{\beta}$ -Wert den Wärmeübergang beeinflusst. Bild 13 zeigt die gesamte übertragene Wärme auf die ganze Kanallänge in Abhängigkeit vom Verhältnis $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0$ für verschiedene $\tilde{\beta}$ -Werte. Der Einfluß der $\tilde{\beta}$ -Schwankung auf den gesamten Wärmeübergang ist gering.

- Die Gruppenzahl (M):

Die gesamte übertragene Wärme (\dot{Q}_{WL}) in Abhängigkeit von der Zahl der Tropfengruppen im Verdampfungszustand (M) zeigt Bild 14 für verschiedene $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0$ - Verhältnisse. Die Gruppenzahl (M) beeinflusst die gesamte übertragene Wärme in sehr geringem Maße.

c) Thermisches Nichtgleichgewicht:

Es wird für die numerische Untersuchung angenommen, daß am Kanaleintritt ein thermisches Gleichgewicht herrscht, d.h. die Dampftemperatur und die Wassertemperatur sind gleich der Sättigungstemperatur. Auch am Kanaleintritt ist der Schlupf zwischen Dampf und Tropfen gleich Null. Die Wandtemperatur ist so hoch, daß keine Benetzung der Wand erfolgt. Es wird Wärme von der Wand zum Dampf übertragen, die zur Überhitzung des Dampfes führt. Es erfolgt ein Wärmestrom vom Dampf zu den Tropfen, der die Tropfenverdampfung verursacht. Ist der Wärmestrom von der Wand zum Dampf größer als der Wärmestrom vom Dampf zu den Tropfen, so entsteht ein thermisches Nichtgleichgewicht zwischen Dampf und Tropfen. Es bleibt eine Dampfüberhitzung längs des Kanals, die auch zur Tropfenverdampfung führt. Diese Dampfüberhitzung und die verdampfte Wassermenge verursachen Dampfbeschleunigung im Kanal, die auch zur Beschleunigung der Tropfen in geringem Maß führt.

Es entsteht ein Schlupf zwischen Dampf und Tropfen, der der Wärmeübergang zwischen Dampf und Tropfen intensiviert. Die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht hängt von den verschiedenen Betriebsbedingungen ab:

- Der Wasseranteil am Kanaleintritt $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0$:

Längs des Kühlkanals steigt die Dampfüberhitzung, da der Wärmeübergang zwischen den Stäben und dem Dampf längs des Kanals größer als der Wärmeaustausch zwischen Dampf und Tropfen ist. Die Erhöhung des Wasseranteils am Kanaleintritt führt zur Erniedrigung der Dampfüberhitzung infolge der Zunahme des Wärmestroms zwischen Dampf und Tropfen, Bild 15. Auf Grund der gleichen Überlegungen sinkt die Dampffuchte längs des Kanals. Auch nimmt die Dampffuchte für einen größeren Wasseranteil am Kanaleintritt zu. Dies zeigt Bild 16. Aus dem Bild ist der Verlauf der Dampffuchte für thermisches Gleichgewicht zu ersehen. Die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht nimmt für größeren Wasseranteil stark ab.

Bild 17 zeigt die Wärmeübergangszahl (α) längs des Kühlkanals für verschiedene Wasseranteile. Der Wärmeübergang (α) ist die Wärmeübergangszahl zwischen Wand und Dampf-Tropfen-Gemisch bezogen auf die Sattdampf Temperatur, d.h. $\alpha = Q_W / \{A_W (T_W - T^*)\}$. Da T_W , T_S , A_W in dieser Untersuchung konstant sind, ist α zum Wandwärmestrom direkt proportional. Diese Definition für die Wärmeübergangszahl (α) könnte irreführend sein. Sie wird aber oft in der Literatur /18/ zur Auswertung der Versuche verwendet. Darum wird hier diese Wärmeübergangszahl als Maß für den übertragenen Wärmestrom angesehen, der hauptsächlich für die Bestimmung der Hülltemperatur bei instationären Vorgängen verantwortlich ist.

Für kleinen Wasseranteil {z.B. $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0 = 1$ } nimmt die Wärmeübergangszahl (α) längs des Kühlkanals ab. Für größere Wasseranteile $\{(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0 = 5, 10, 15\}$ nimmt die Wärmeübergangszahl längs des Kanals zu. Diese läßt sich als Resultat vom Zusammenspiel dreier Effekte erklären. Diese Effekte sind die Dampffuchte, die Dampfüberhitzung und die Zunahme des Dampfstroms wegen der Tropfenverdampfung.

- Anfangsdampfgeschwindigkeit (c_{D0}):

Eine höhere Anfangsdampfgeschwindigkeit führt zu kleinerer Überhitzung des Dampfes (Bild 18, 21), die als Folge der kleineren Verweilzeit des Dampfes im Kanal zu begründen ist. Diese kleinere Dampfüberhitzung schwächt die Tropfenverdampfung und ist die Ursache für höhere Dampffeuhte bei hoher Anfangsdampfgeschwindigkeit (Bild 19,21). Die Erhöhung der Anfangsdampfgeschwindigkeit, bzw. die Dampfgeschwindigkeit verbessert die Wärmeübergangszahl zwischen Dampf und Brennstabhülle. Diese und der kleinere Überhitzungsgrad des Dampfes führen zur Erhöhung des übertragenen Wärmestromes, bzw. der Wärmeübergangszahl zwischen Wand und Dampf-Tropfen-Gemisch (Bild 20,21). Bild 21 zeigt die Dampfüberhitzung $(T_D - T')_a$ und die Dampffeuhte (X_a) am Kanalausstritt, sowie den gesamten übertragenen Wärmestrom auf der ganzen Kanalhöhe. Die Erhöhung der Anfangsdampfgeschwindigkeit verursacht eine kleine Abweichung vom thermischen Gleichgewicht und erhöht den Wärmestrom zwischen Wand und Dampf-Tropfen-Gemisch.

- Der maximale Tropfendurchmesser am Kanaleintritt (d_{max}):

Ein größerer maximaler Tropfendurchmesser führt zur größeren Abweichung vom thermischen Gleichgewicht und niedrigem Wärmestrom zwischen Wand und Dampf-Tropfen-Gemisch, wie es bereits in den Bildern (8), (9), (10) und (11) gezeigt wurde.

- Der Systemdruck und die Wandtemperatur:

Der gesamte übertragene Wärmestrom wird für höhere Wandtemperatur und für höhere Systemdrucke höher, wie es im Bild 2 gezeigt wird. Die Erhöhung des Wärmeübergangs bei hohen Drücken läßt sich auf die Vergrößerung der Massenströme des Dampfes und des Wassers zurückführen. Die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht wird größer je höher die Wandtemperatur und je niedriger der Systemdruck sind, Bild 22.

d) Nebelströmung mit Phasenwechsel und Wärmezufuhr in einem Kühlkanal mit aufgeblähten Brennstäben

Bei den Untersuchungen werden die Wandtemperatur und der Massenstrom durch den Kühlkanal konstant eingesetzt.

- Einfluß der Brennstabdehnung (ϵ):

Die Brennstabdehnung (ϵ) wird als die Durchmesserzunahme in der Stabmitte bezogen auf den Brennstabdurchmesser. Diese Dehnung ändert sich gleichmäßig bis zu einem Wert von Null an den beiden Brennstabenden.

Der Dampf wird im verengten Teil des Kühlkanals beschleunigt, Bild 23.

Dabei wird der Wärmeübergang zwischen Wand und Dampf höher. Es entsteht eine Dampfüberhitzung, die gleichzeitig die Tropfenverdampfung verursacht. Die Dampfbeschleunigung des Dampfes führt zur Beschleunigung der Tropfen in einem geringeren Maß; d.h. der Schlupf zwischen Dampf und Tropfen wird höher im Vergleich zum Schlupf im unverformten Kühlkanal, Bild 24.

Diese Schlupferhöhung intensiviert den Wärmeübergang zwischen Dampf und Tropfen. Die Verbesserung des Wärmeüberganges zwischen Wand und Dampf infolge der Erhöhung der Dampfgeschwindigkeit in dem verengten Kanal ist höher als die Verbesserung des Wärmeüberganges zwischen Dampf und Tropfen wegen des größeren Schlupfes, so daß die Dampfüberhitzung im Vergleich zum unverformten Kanal erhöht wird, Bild 25. Der gesamte Wärmeübergang zwischen Wand und Dampf-Tropfen-Gemisch wird dabei höher, Bild 26.

Die Dampffuchte verringert sich als Folge der intensiveren Tropfenverdampfung, Bild 27.

Die Dampfgeschwindigkeit nimmt für niedrigeren Wasseranteil $\{(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0 = 1\}$ im erweiterten Teil des Kühlkanals ab, Bild 23. Sie bleibt aber höher als die Dampfgeschwindigkeit im unverformten Kanal. Die Abnahme der Dampfgeschwindigkeit führt zur Verschlechterung des Wärmeübergangs zwischen Wand und Tropfen. Gleichzeitig wird der Schlupf zwischen Dampf und Tropfen kleiner als Folge der nachträglichen Dampfverzögerung. Dabei wird der Wärmeübergang zwischen Dampf und Tropfen niedriger. Dies verursacht die starke Abnahme des Wärmeüberganges im erweiterten Teil des Kühlkanals. Der Wärmeübergang bleibt höher als im unverformten Kühlkanal bis die Verschlechterung des Wärmeüberganges zwischen Dampf und Tropfen, gegenüber im unverformten Kanal, die Verbesserung des Wärmeübergangs zwischen Wand und Dampf, als Folge der noch höheren Dampfgeschwindigkeit überwiegt. Ab diesem Punkt wird der gesamte Wärmeübergang und der Schlupf niedriger als in einem unverformten Kanal, Bild 26 und Bild 24. Da ab diesem Punkt der Schlupf und die Verdampfung der Tropfen abnehmen, ändert sich die Dampf-

feuchte längs des Kühlkanals langsamer, Bild 27. Dabei vergrößert sich die Dampfüberhitzung wegen des schlechten Wärmeüberganges zwischen Dampf und Tropfen, Bild 25.

- Einfluß des Wasseranteils am Kanaleintritt $(\dot{m}_W/\dot{m}_D)_0$:

Der Verlauf des Wärmeübergangs bleibt auch für höhere Wasseranteile am Kanaleintritt erhalten. Das Niveau der Wärmeübergangszahl wird höher als Folge der Vergrößerung der gesamten Tropfenoberfläche, die zur stärkeren Wärmeabfuhr durch die Tropfenverdampfung führt, Bild 28. Auch die große verdampfte Wärmemenge erhöht die Dampfgeschwindigkeit, Bild 29, bzw. den Wärmeübergang zwischen Dampf und Tropfen. Die Zunahme des Wärmeüberganges zwischen Dampf und Tropfen ist höher als die Zunahme des Wärmeüberganges zwischen Wand und Dampf, so daß die Dampfüberhitzung niedriger als für unverformten Kühlkanal liegt, Bild 30. Auch der Punkt, ab dem die Wärmeübergangszahl den Wert für unverformten Kanal unterschreitet, verschiebt sich zu größeren Kühlkanalhöhen für größere Wasseranteile, Bild 28. Dies ist auf die anhaltende größere Dampfbeschleunigung längs des Kanals infolge der größeren verdampften Wassermenge, bzw. die Schlupferhöhung zurückzuführen, Bild 29.

Der Einfluß des Wasseranteils am Kanaleintritt auf die Dampffeuchte längs des Kanals ist aus Bild 31 zu erkennen.

- Einfluß der Anfangsdampfgeschwindigkeit (c_{D0}) :

Der Verlauf des Wärmeübergangs längs des Kühlkanals besitzt die gleiche Form auch für andere Anfangsdampfgeschwindigkeiten. Der Einfluß der Kanaldeformation auf den Wärmeübergang ist aber stärker für höhere Anfangsdampfgeschwindigkeiten, Bild 32. Diese ist mit dem größeren Massendurchsatz zu begründen.

- Die Berechnung mit einem mittleren Tropfendurchmesser:

Es wurde bei der Untersuchung zum Einfluß des Tropfenspektrums festgestellt, daß ein $\tilde{\beta}$ von 0,4 in der Tropfenverteilungsfunktion näherungsweise eingesetzt

werden kann, und der Einfluß von der Gruppenzahl (M) sehr gering ist.

Ein mittlerer Tropfendurchmesser am Kanaleintritt läßt sich durch

$\bar{d} = \left(\frac{\tilde{\beta}}{1+\tilde{\beta}}\right) d_{\max} = 0,2857 \cdot d_{\max}$ definieren. Der maximale Tropfendurchmesser am Kanaleintritt wird mit Hilfe von Gleichung (23) bestimmt.

Die Berechnung des Wärmeüberganges mit einem mittleren Tropfendurchmesser in einem verformten Kanal ist mit der Berechnung mit einem Tropfenspektrum im Bild 33 verglichen. Die Abweichung beträgt für den untersuchten Fall bis ca. 5 %.

Schlußfolgerung:

Durch die numerischen Untersuchungen wurde folgendes festgestellt:

- a) Bei der Berechnung des Wärmeübergangs kann die Wärmestrahlung näherungsweise unberücksichtigt bleiben. Die Ungenauigkeit kann zwischen 5 und 20 % betragen. Sie hängt von den Strömungsrandbedingungen ab.
- b) Das Tropfenspektrum kann näherungsweise durch einen mittleren Tropfendurchmesser (\bar{d}) ersetzt werden, wobei $\bar{d} = \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right) \cdot d_{\max}$ ist. Der Parameter $\tilde{\beta}$ mit einem Wert gleich 0,4 definiert näherungsweise die Tropfenverteilungsfunktion. Der maximale Tropfendurchmesser läßt sich mit Hilfe von Gl. (23) ermitteln. Die Ungenauigkeit beträgt für den untersuchten Fall ca. 5 %.
- c) Die Abweichung vom thermischen Gleichgewicht ist beträchtlich und wird größer für kleineren Wasseranteil am Kanaleintritt, höhere Anfangsdampfgeschwindigkeit, höhere Wandtemperatur, niedrigeren Systemdruck und für größeren maximalen Tropfendurchmesser am Kanaleintritt.
- d) Die Verformung des Kühlkanals durch aufgeblähte Stäbe ändert den Verlauf der Zustandsgrößen und des Wärmeüberganges längs des Kühlkanals beträchtlich.

Literaturverzeichnis:

- /1/ Mayinger, F.; Schmidt, E.; Tratz, H. : Neue Zustandsgleichungen für Wasserdampf unter Berücksichtigung ihrer Verwendung in elektronischen Rechenanlagen. BWK 14 (1962) 261 - 266
- /2/ Schmidt, E.: VDI - Wasserdampf Tafeln, 6. Aufl., Ausgabe A. Berlin-Heidelberg - New York: Springer 1963
- /3/ Hübschmann, W.; Vrijs, A.: Erweiterte Dampfzustandsprogramme HDI, HDV und TPE, (1966) unveröffentlicht
- /4/ Troesch, H.A.: Die Zerstäubung von Flüssigkeiten, Diss. ETH Nr. 2266, 1954 und Chemie-Ing.-Technik 26 (1954) 311-320
- /5/ Rinke, H.; Fahrni, F.: Tropfengrößenverteilungen beim Zerstäuben. Verfahrenstechnik 8 (1967) 346 - 356
- /6/ Grigull, U.; Bach, J.: Die Oberflächenspannung und verwandte Zustandsgrößen des Wassers. BWK 18 (1966) 73 - 75
- /7/ Ross, L.L.; Hoffmann, T.W.: Evaporation of Droplets in a High Temperature Environment. Proceedings of the Third International Heat Transfer, August 7 - 12, 1966, vol. V, pp. 50 - 59, AIChE, New York
- /8/ Longwell, J.P.: Combustion of Liquid Fuels, in: Lewis et al (Ed.): Combustion Processes; pp. 425 and 505. Oxford: Oxford University Press 1956
- /9/ Spalding, D.B.: A One-Dimensional Theory of Liquid Fuel Rocket Combustion. ARC CP 445 (1959) and the Aeronautical Quarterly (1959) 1 - 27
- /10/ Priem, R.J.; Heidmann, M.F.: Vaporization of Propellants in Rocket Engines. ARS Journal 29 (1959) 836 - 842

- /11/ Linning, D.L.; Pexton, A.F.; Alderson, M.: Evaporating Fluid Flow in Pipes: A Theory for the Prediction of Phase Velocity, Pressure Drop and Critical Outlet Conditions for Evaporating Annular Flow in Pipes. Journal of Mechanical Engineering Science 10 (1968) 64 - 73
- /12/ Tatterson, D.F.; Dallman, J.C.; Hanratty, T.J.: Drop Sizes in Annular Gas-Liquid-Flows. AIChE Journal, vol. 23, No. 1, January 1977, pp. 68 - 76
- /13/ Chan, S.H.; Grolmes, M.A.: Hydrodynamically-Controlled Rewetting. Nuclear Engineering and Design 34 (1975) 307 - 316
- /14/ Collier, J.G.: Convective Boiling and Condensation, New York: Mc-Graw-Hill Book Co. 1972
- /15/ Cess, R.D.; Lian, M.S.: A Simple Parameterization for the Water Vapor Emissivity. Transactions of the ASME-Journal of Heat Transfer, Nov. 1976, pp. 676 - 678
- /16/ Sutey, A.M.; Fitzsimmons, D.E.: Radiation Heat Transfer Results of a Loss-of-Coolant Study. Transactions of the American Nuclear Society, 1973, Winter Meeting, November 11 - 15, 1973, pp. 372
- /17/ McAdams, W.H.: Heat Transmission, 3rd. edition. New York : McGraw-Hill Book Co. 1954
- /18/ Projekt Nukleare Sicherheit. Halbjahresbericht 1976/2, KFK 2435, April 1977, S. 377-39.

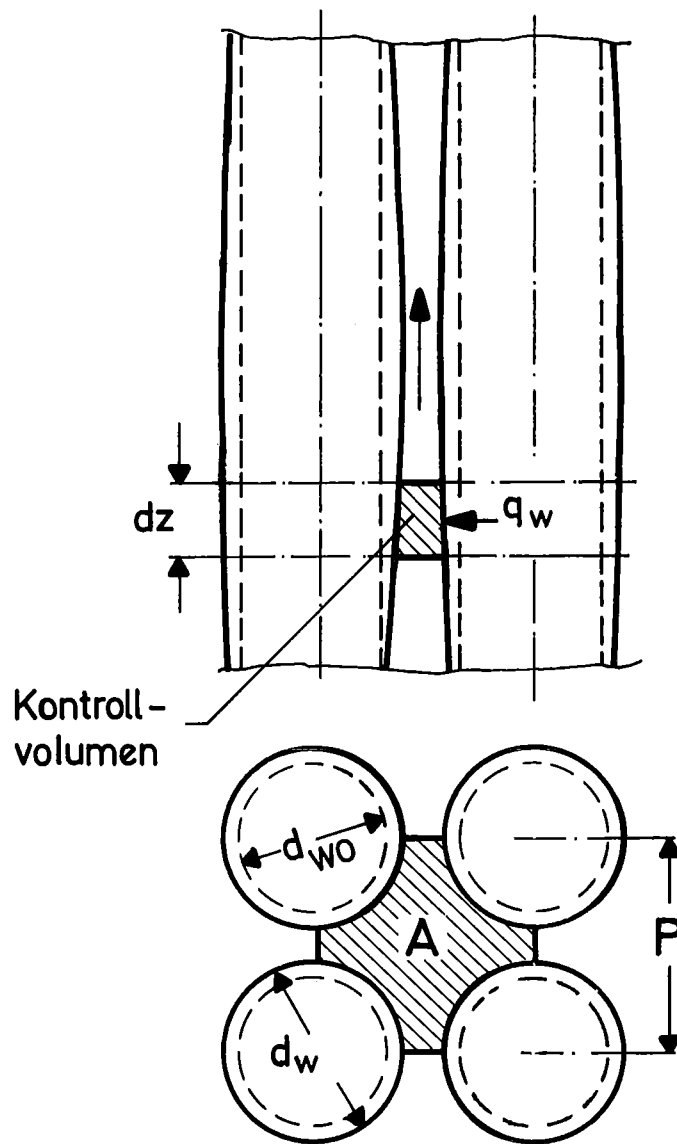


Bild 1: Das Rechenmodell

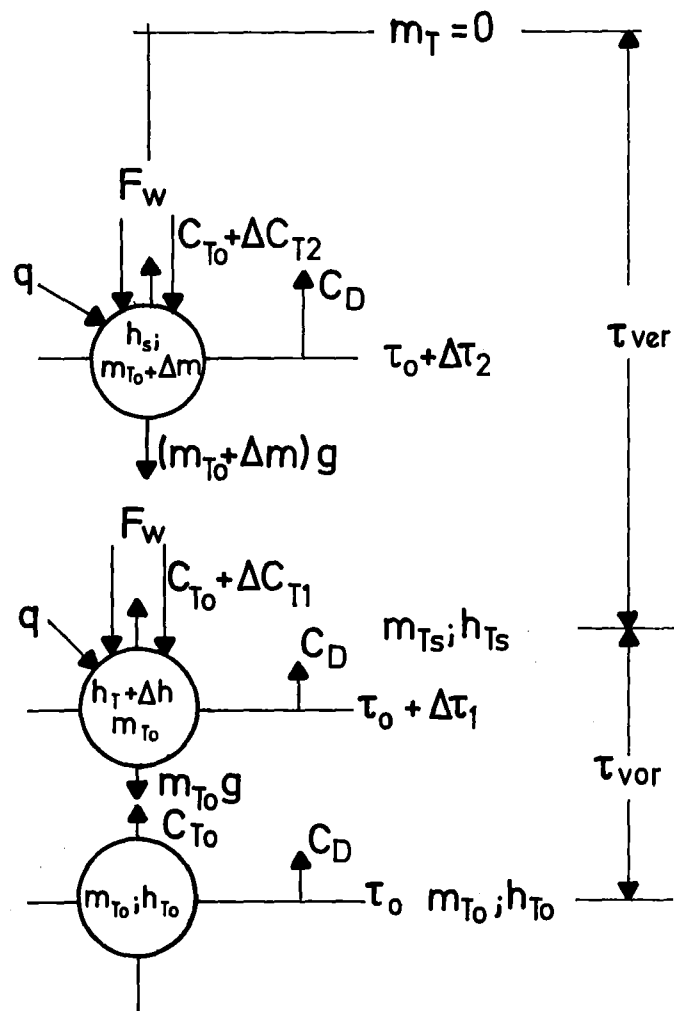


Bild 2: Das Modell für das Verhalten von Wassertropfen

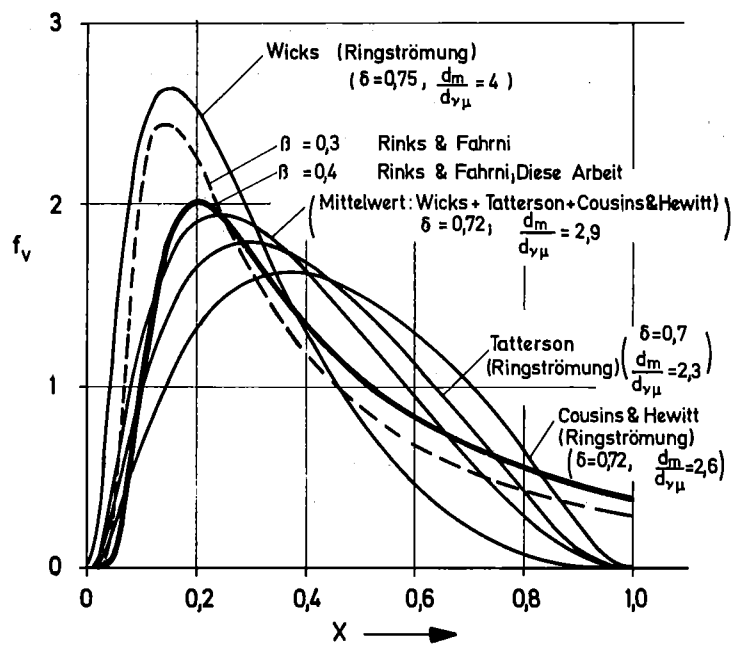


Bild 3: Das Tropfenspektrum

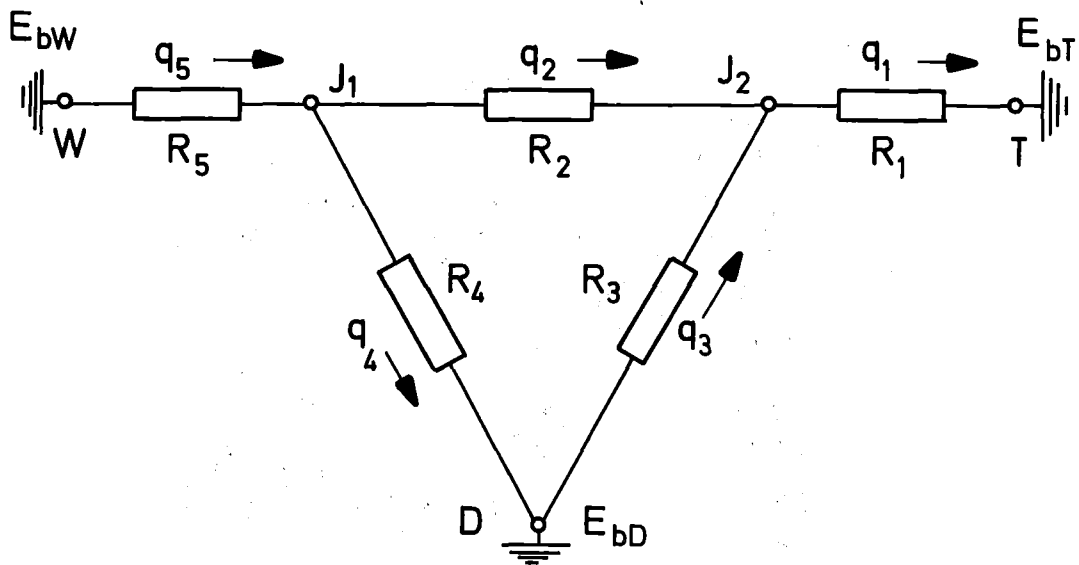


Bild 4: Das Modell zur Strahlungsberechnung

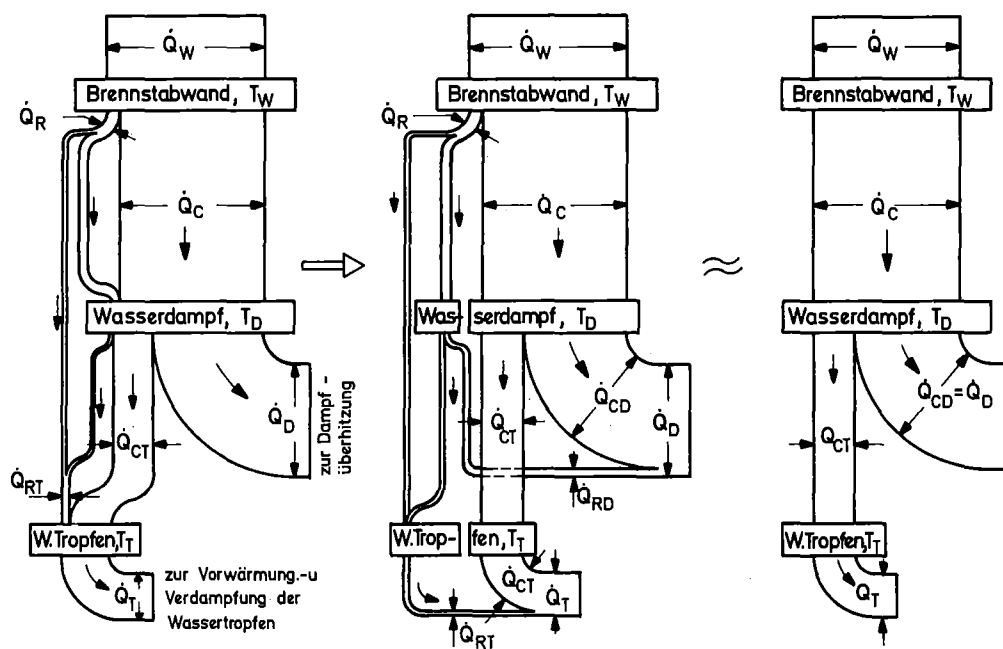


Bild 5: Der Mechanismus des Wärmeübergangs

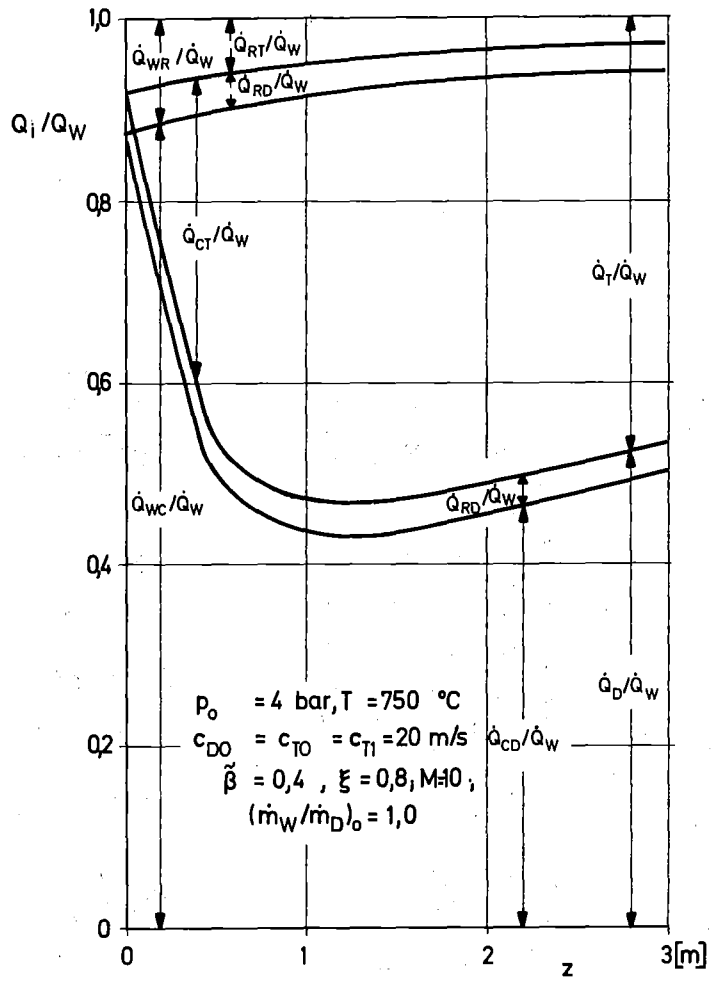


Bild 6: Die Aufteilung des Wärmeübergangs längs des Kanals

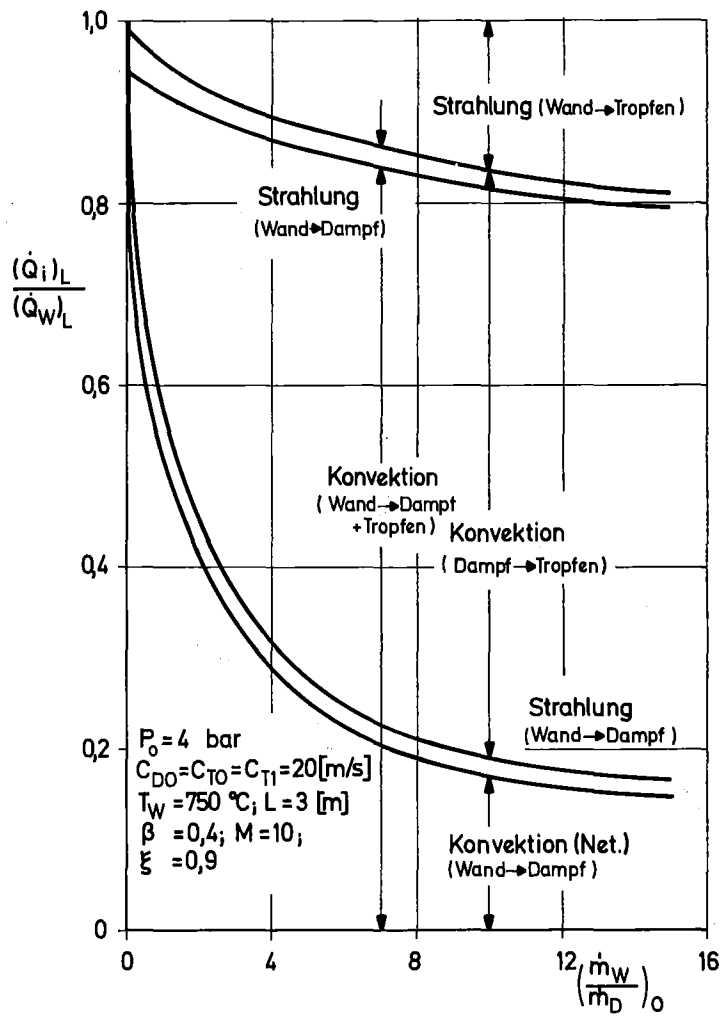


Bild 7: Der Einfluß des Wasseranteils auf die Aufteilung des Wärmeübergangs

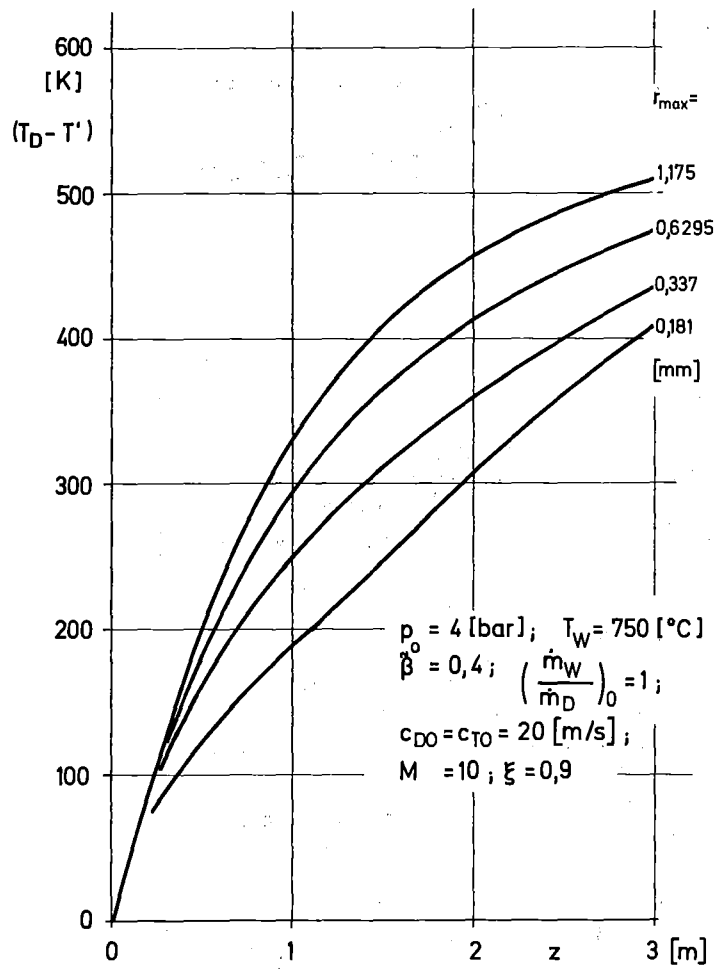


Bild 8: Die Dampfüberhitzung längs eines unverformten Kanals für verschiedene maximale Tropfenradien

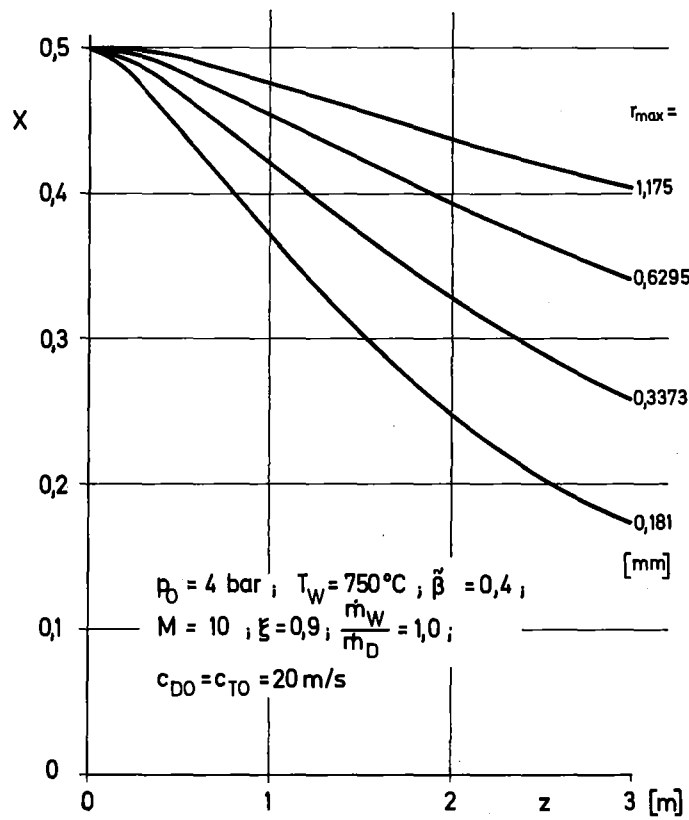


Bild 9: Die Dampffeuchte längs eines unverformten Kanals für verschiedene maximale Tropfenradien

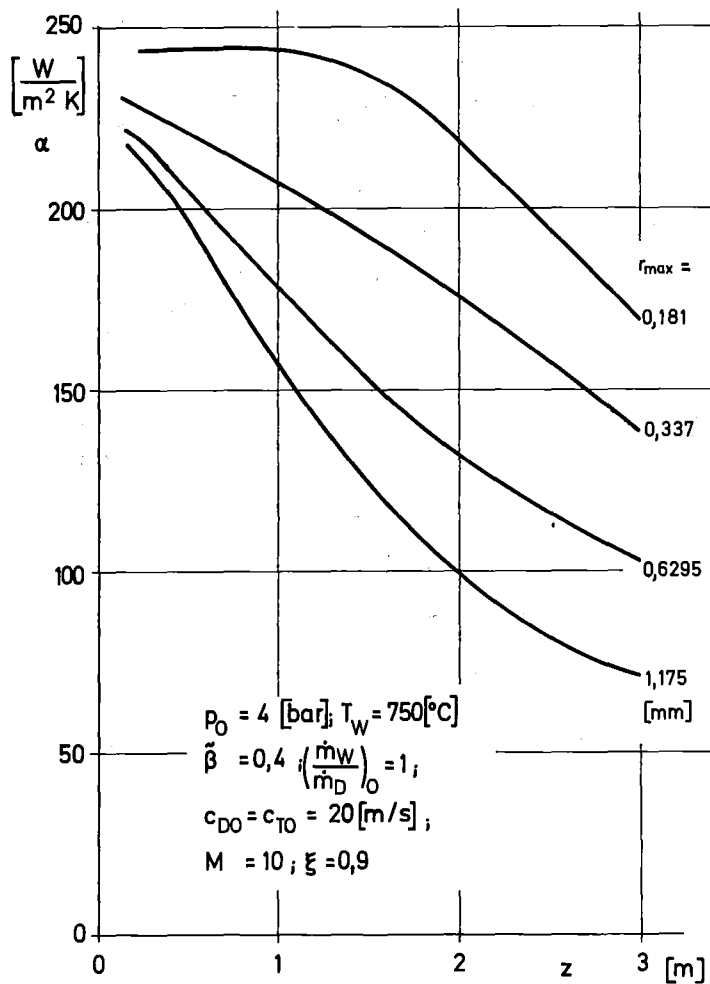


Bild 10: Die Wärmeübergangszahl längs eines unverformten Kanals für verschiedene maximale Tropfenradien

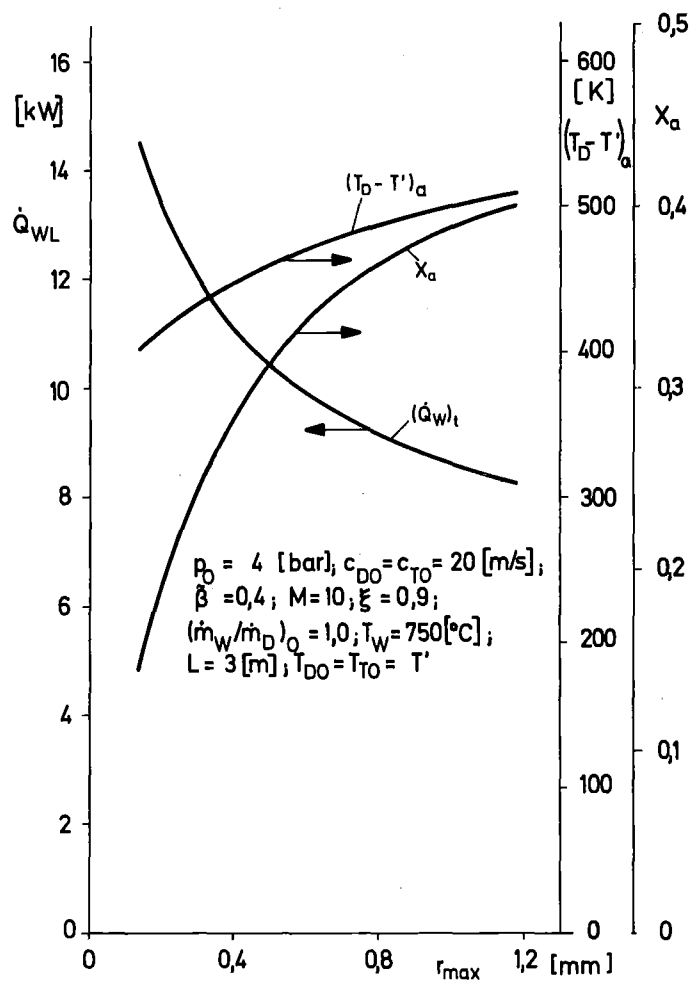


Bild 11: Der Einfluß des maximalen Tropfenradius auf die Dampfüberhitzung und die Dampfeuchte am Kanalaustritt und auf den gesamten übertragenen Wärmestrom

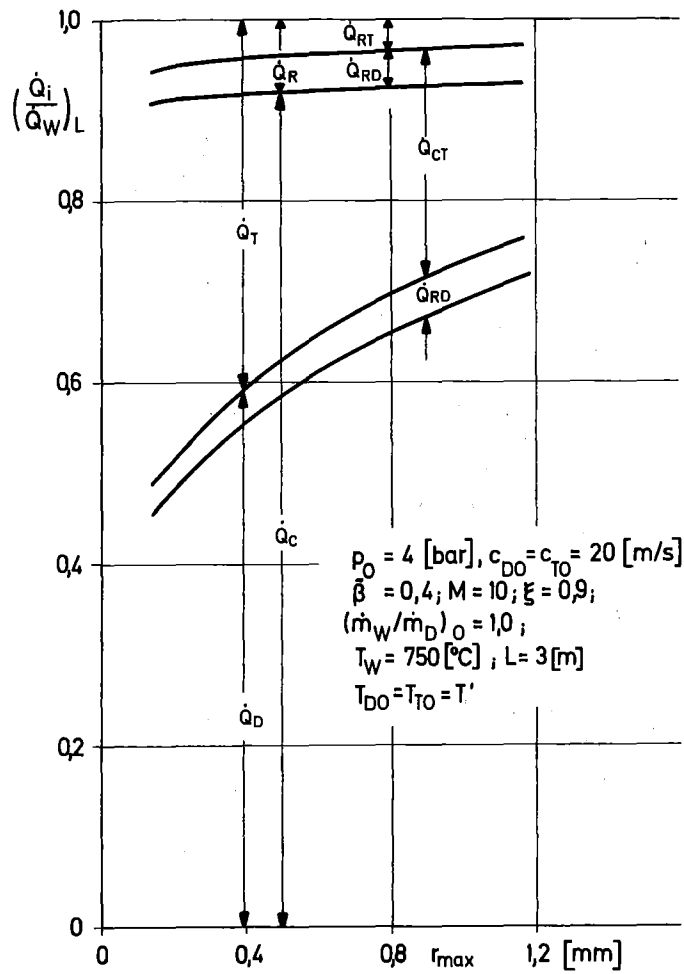


Bild 12: Der Einfluß des maximalen Tropfenradius auf die Aufteilung des Wärmeübergangs

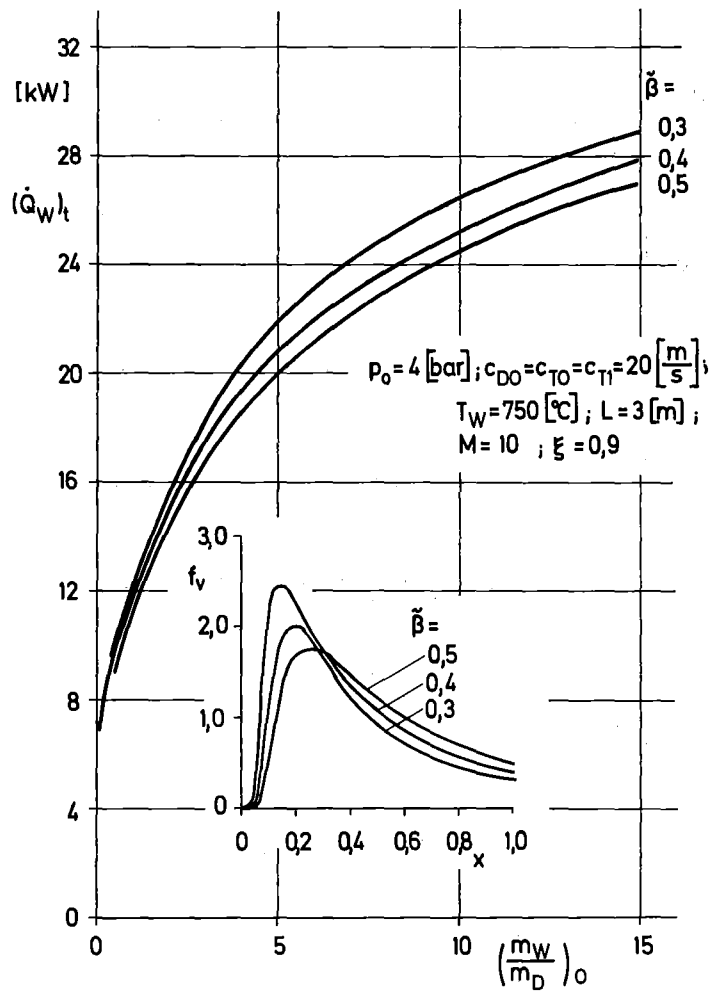


Bild 13: Der Einfluß des Parameters $\tilde{\beta}$ auf den Wärmeübergang

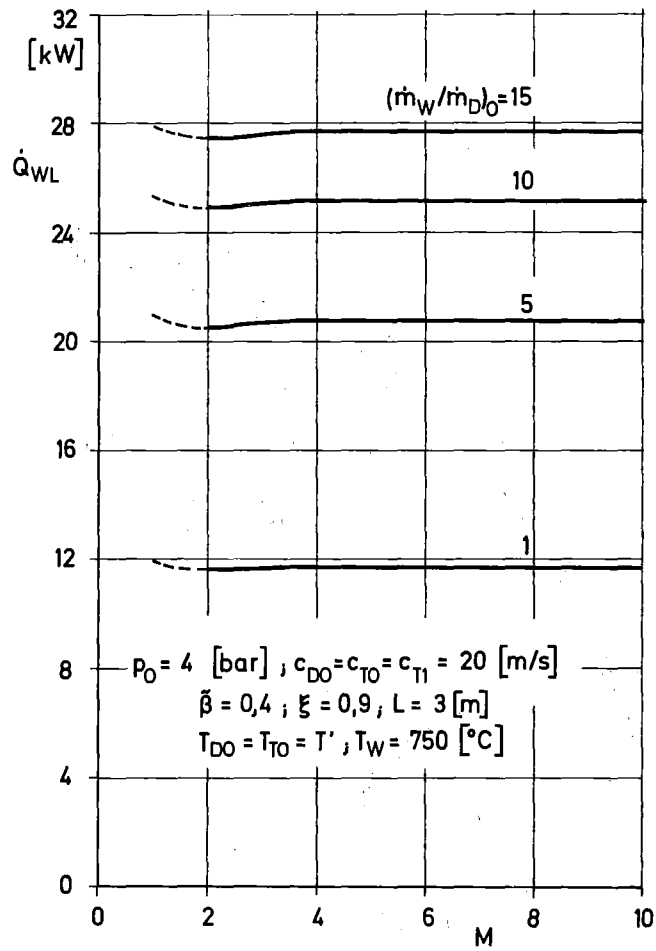


Bild 14: Der Einfluß der Gruppenzahl auf den Wärmeübergang

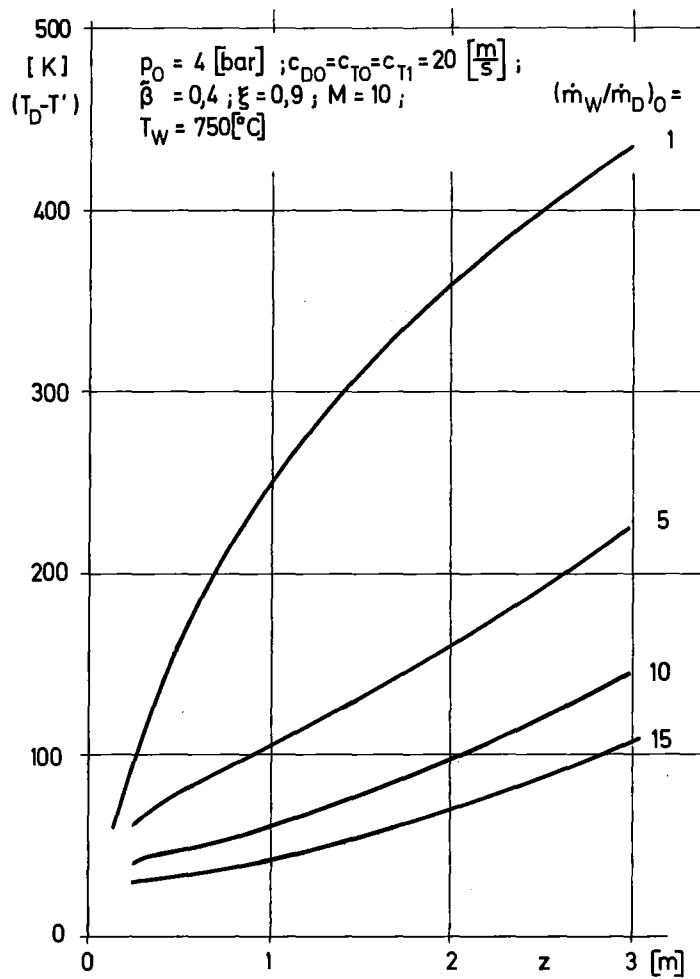


Bild 15: Die Dampfüberhitzung längs eines unverformten Kanals für verschiedene Wasseranteile

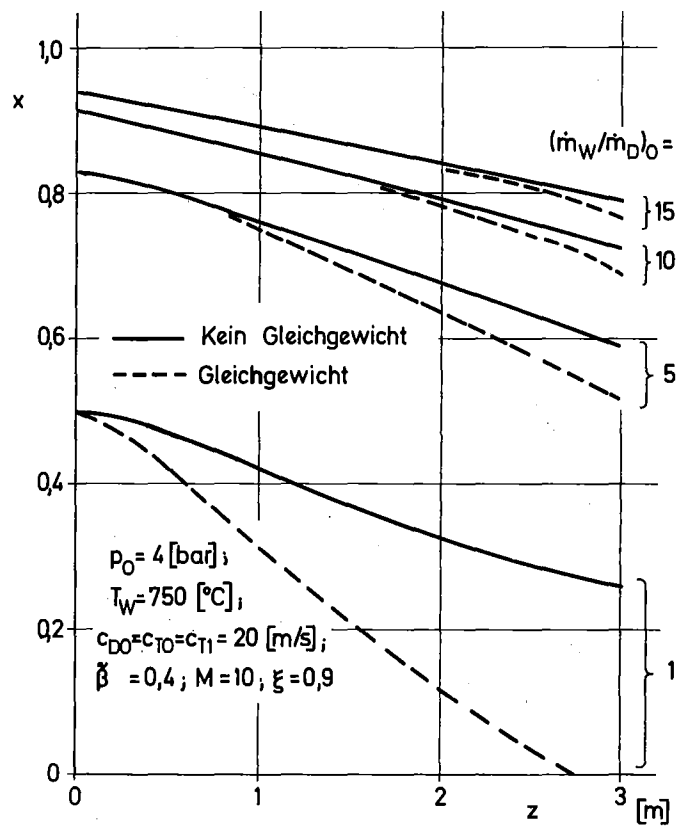


Bild 16: Die Dampfuchte längs eines unverformten Kanals für verschiedene Wasseranteile

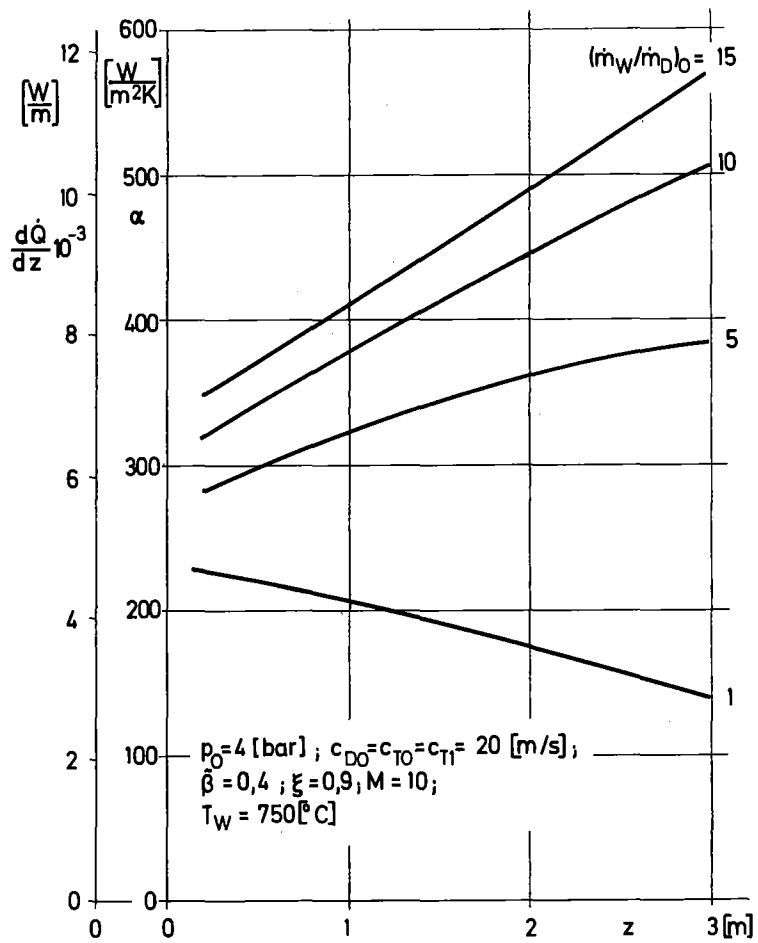


Bild 17: Die Wärmeübergangszahl längs eines unverformten Kanals für verschiedene Wasseranteile

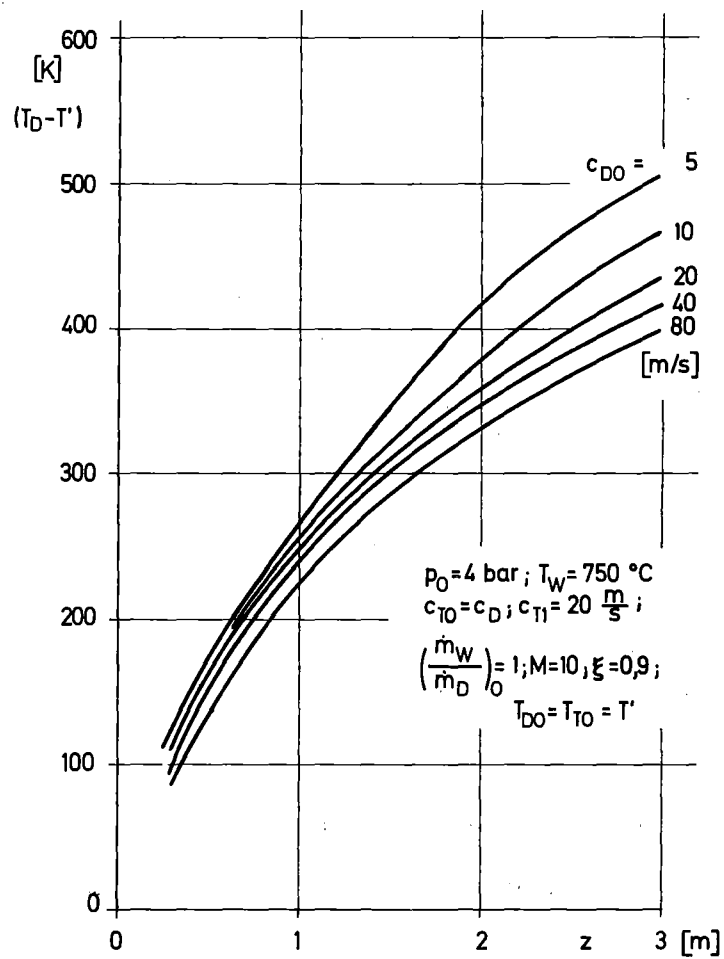


Bild 18: Die Dampfüberhitzung längs eines unverformten Kanals für verschiedene Anfangsdampfgeschwindigkeiten

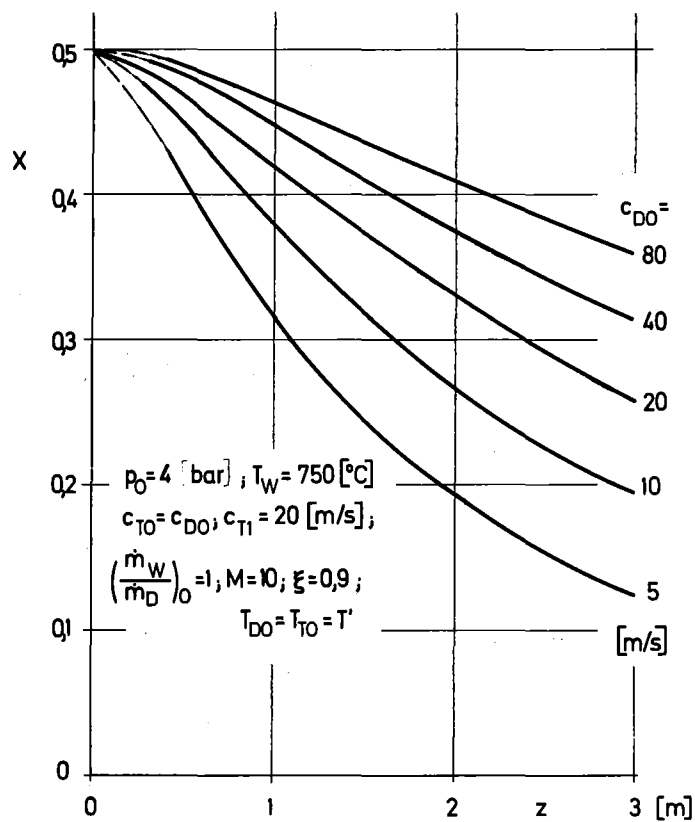


Bild 19: Die Dampfeuchte längs eines unverformten Kanals für verschiedene Anfangsdampfgeschwindigkeiten

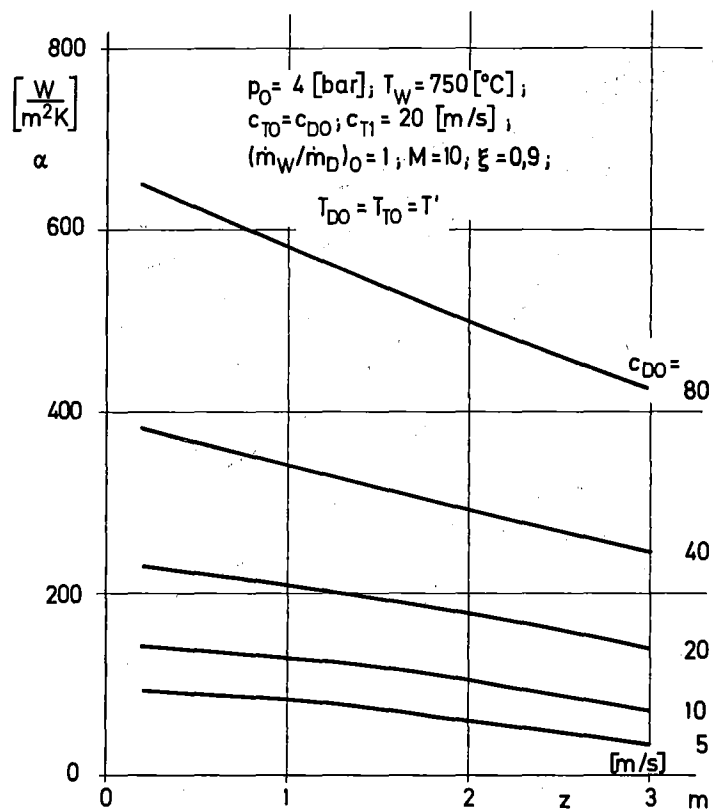


Bild 20: Die Wärmeübergangszahl längs eines unverformten Kanals
 für verschiedene Anfangsdampfgeschwindigkeiten

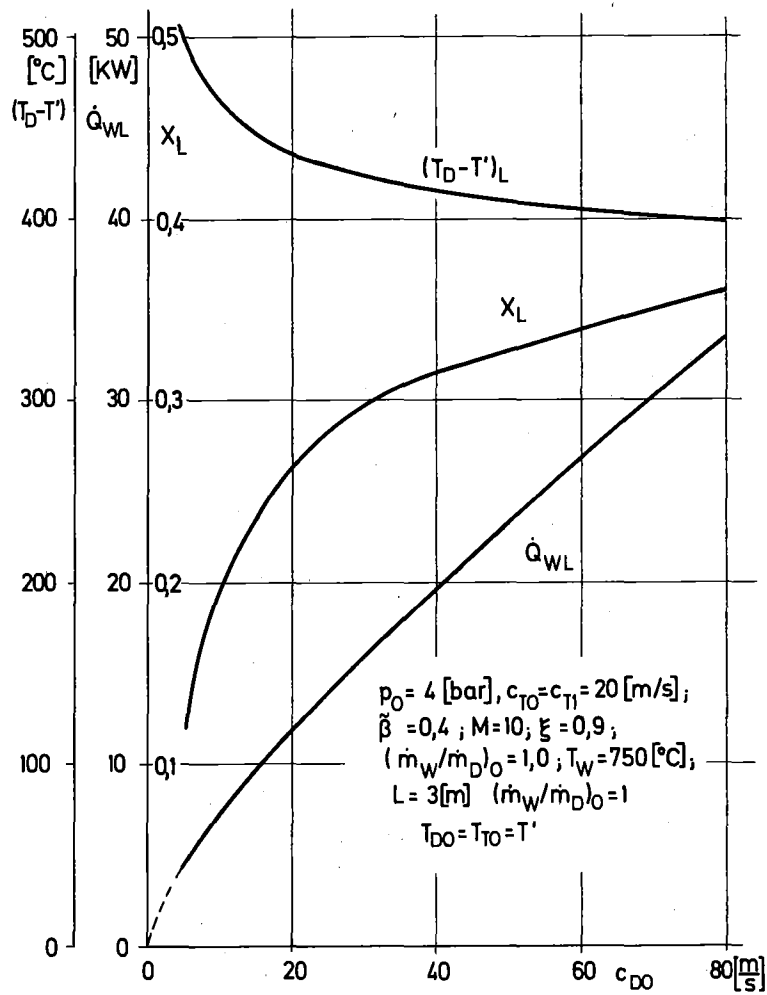


Bild 21: Der Einfluß der Anfangsdampfgeschwindigkeit auf die Dampfüberhitzung und die Dampfefeuchte am Kanalausstritt auf den gesamten übertragenen Wärmestrom

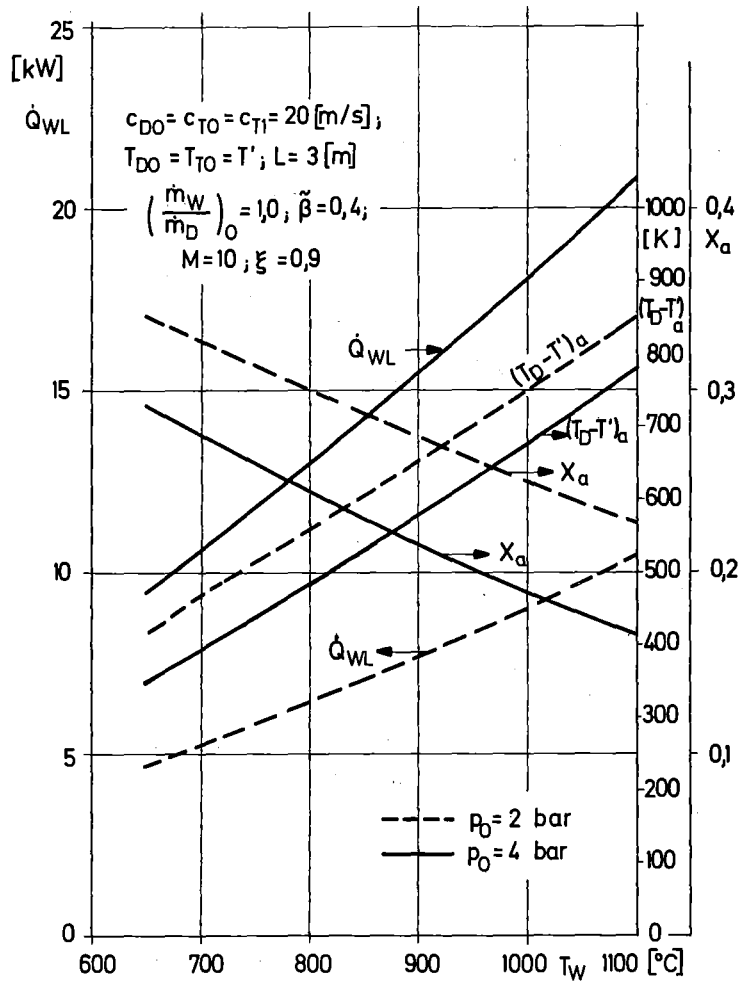


Bild 22: Der Einfluß des Systemdruckes und der Wandtemperatur auf den gesamten übertragenen Wärmestrom sowie auf die Dampfüberhitzung und Dampfgeuchte am Kanalaustritt

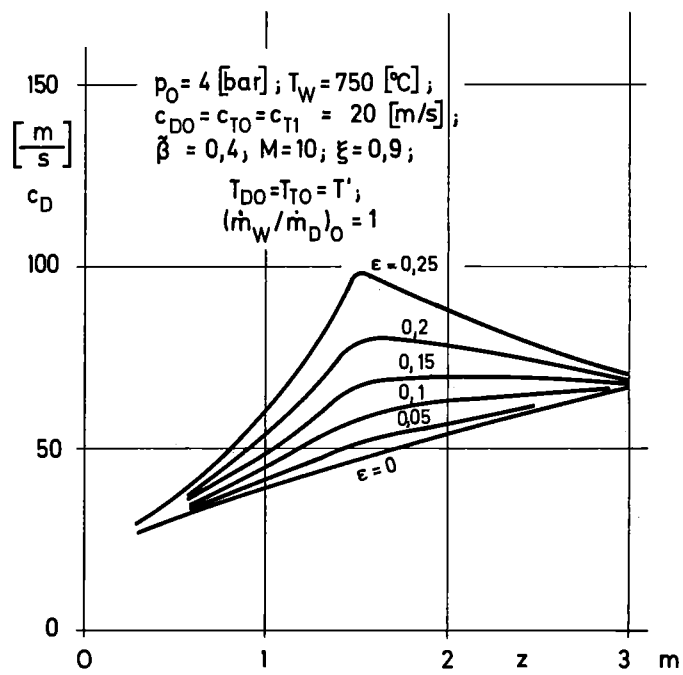


Bild 23: Die Dampfgeschwindigkeit längs eines verformten Kanals für verschiedene Dehnungen

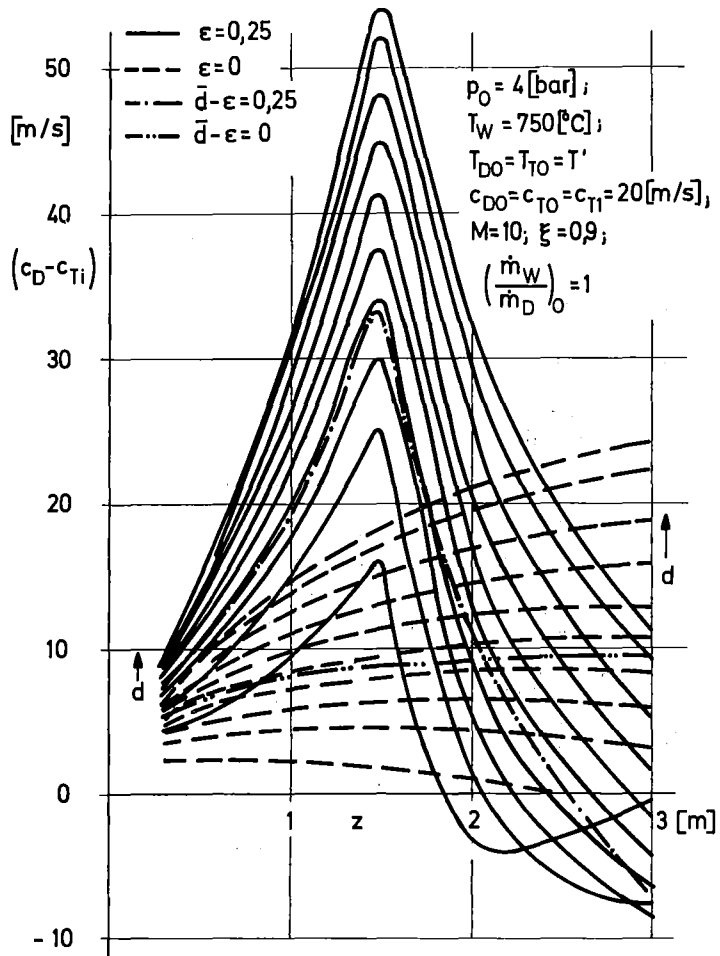


Bild 24: Der Schlupf der verschiedenen Tropfen eines Tropfenspektrums verglichen mit dem Schlupf eines Tropfens mit mittlerem Durchmesser, für einen verformten Kanal und einen unverformten Kanal

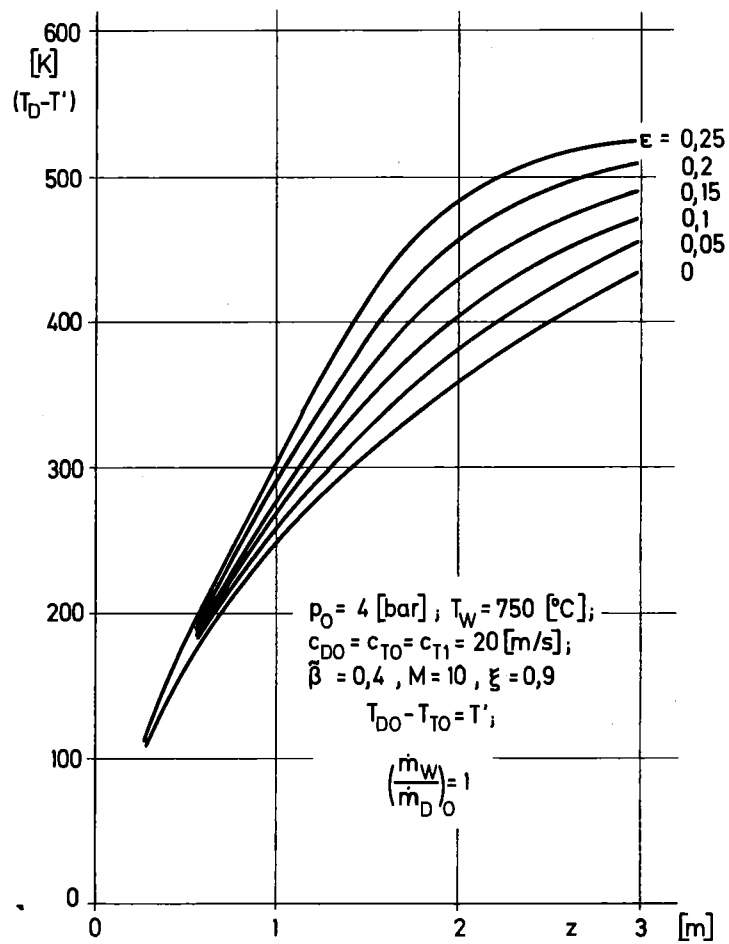


Bild 25: Die Dampfüberhitzung längs eines verformten Kanals für verschiedene Dehnungen

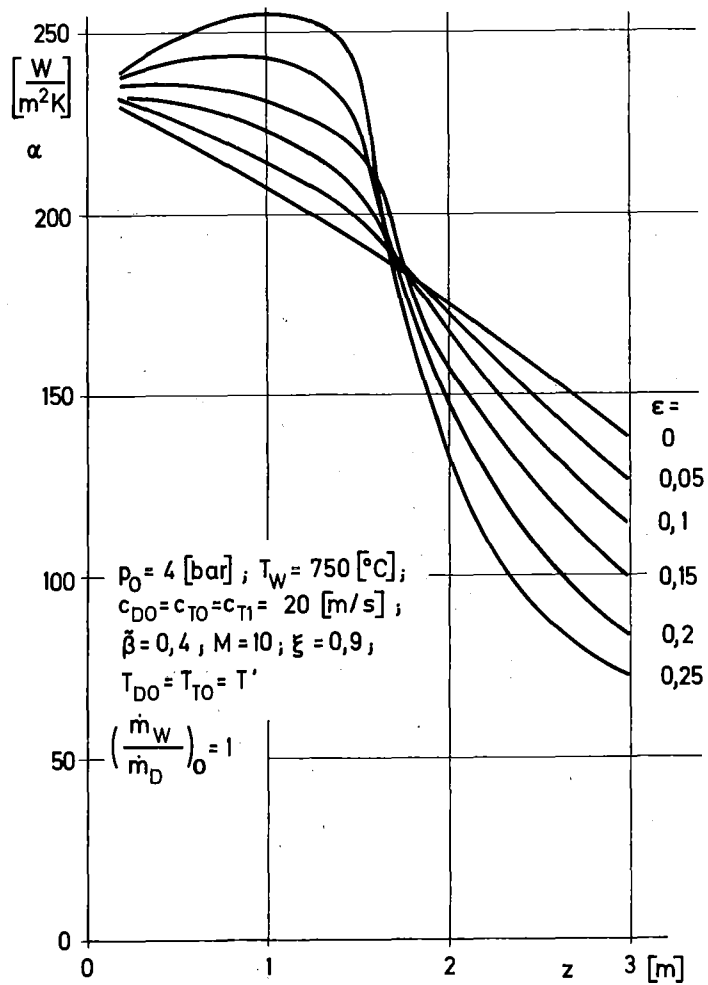


Bild 26: Die Wärmeübergangszahl längs eines verformten Kanals für verschiedene Dehnungen.

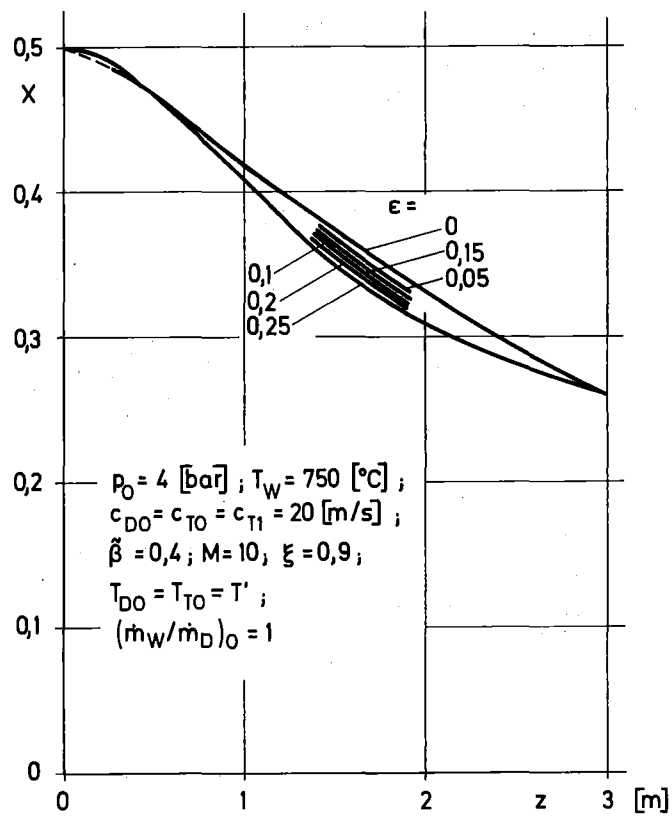


Bild 27: Die Dampfgeuchte längs eines verformten Kanals für verschiedene Dehnungen

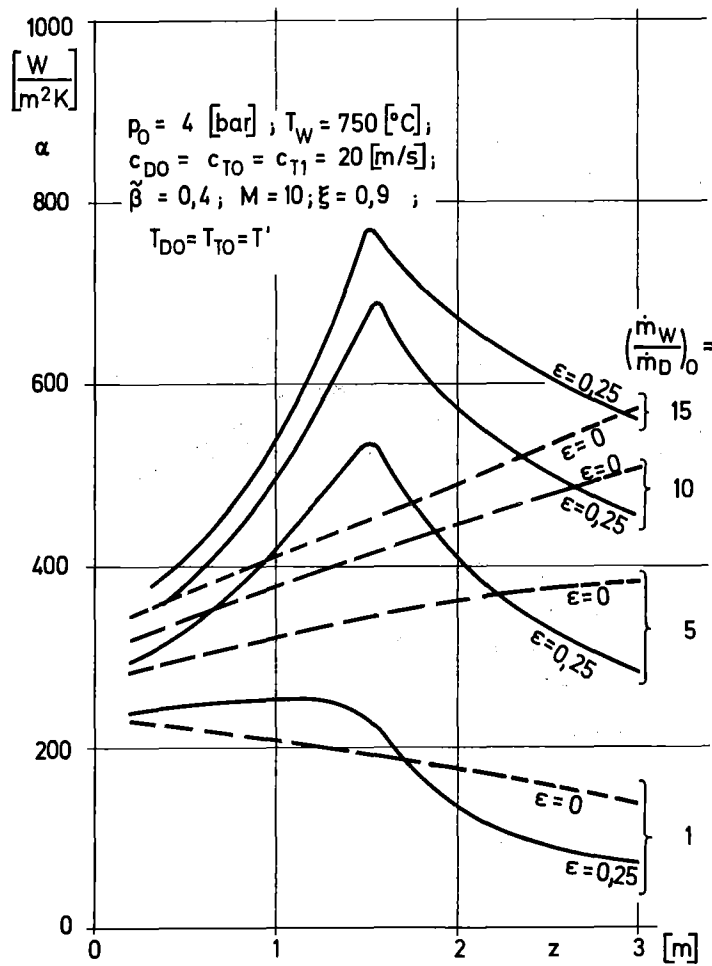


Bild 28: Der Einfluß der Wasseranteile auf die Wärmeübergangszahl längs eines verformten Kanals

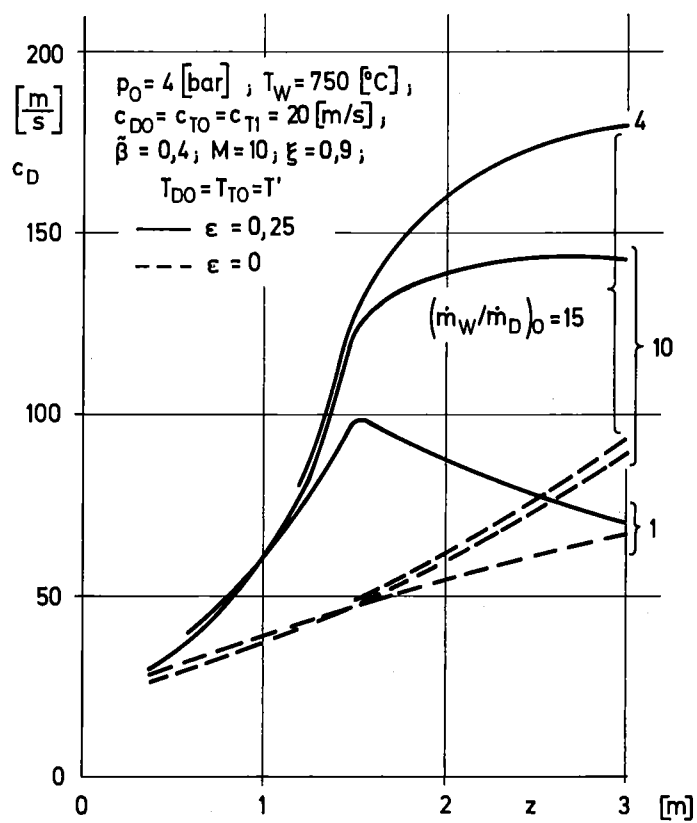


Bild 29: Die Dampfgeschwindigkeit längs eines verformten Kanals für verschiedene Wasseranteile am Kanaleintritt

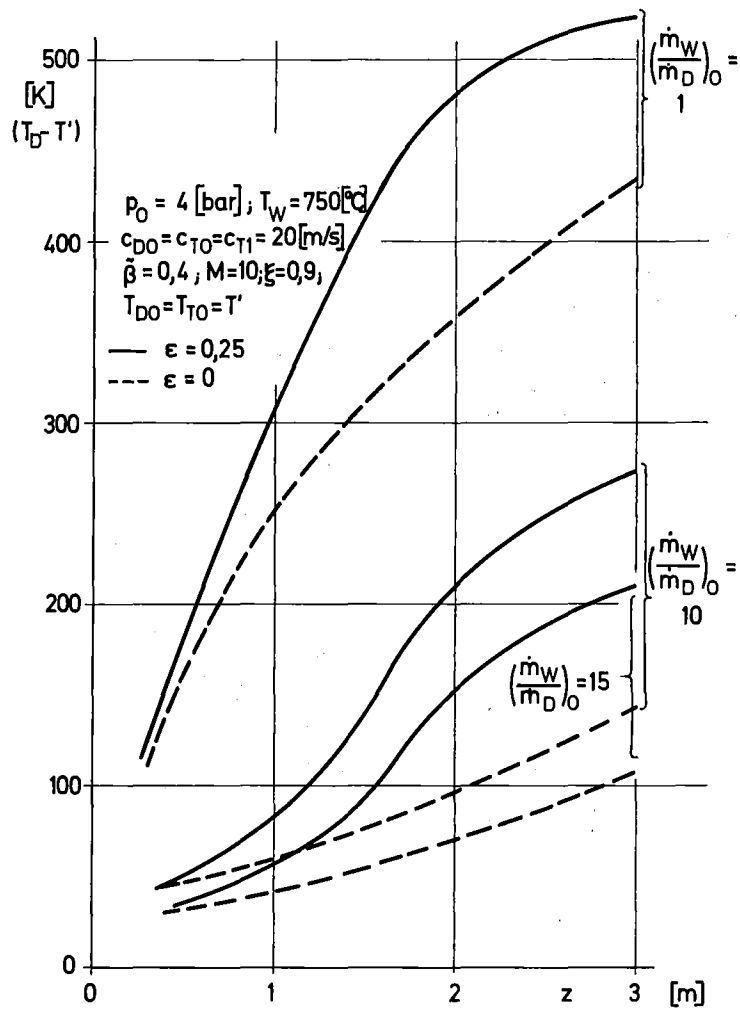


Bild 30: Die Dampfüberhitzung längs eines verformten Kanals für verschiedene Wasseranteile am Kanaleintritt

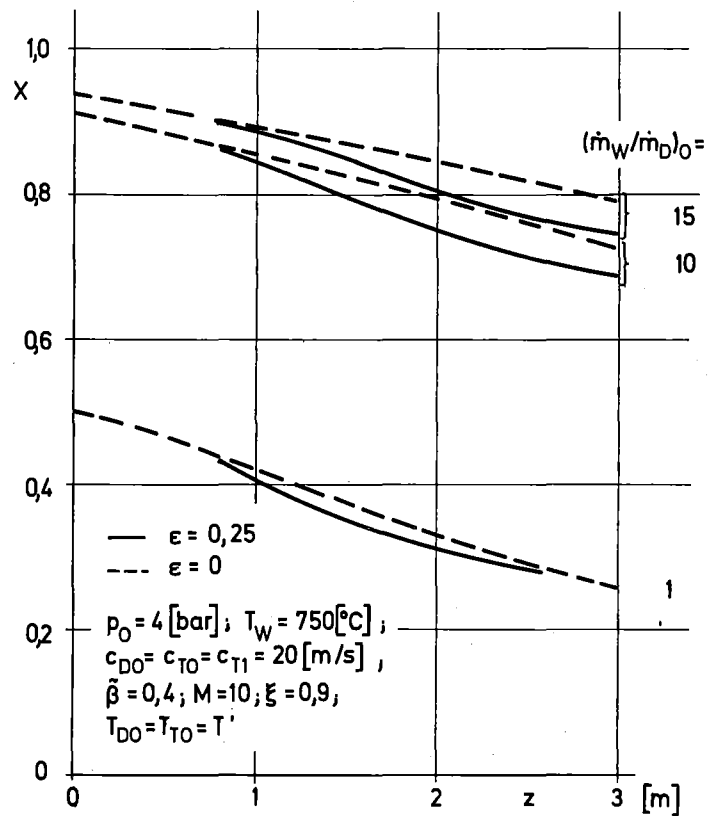


Bild 31: Die Dampffuchte längs eines verformten Kanals für verschiedene Wasseranteile am Kanaleintritt

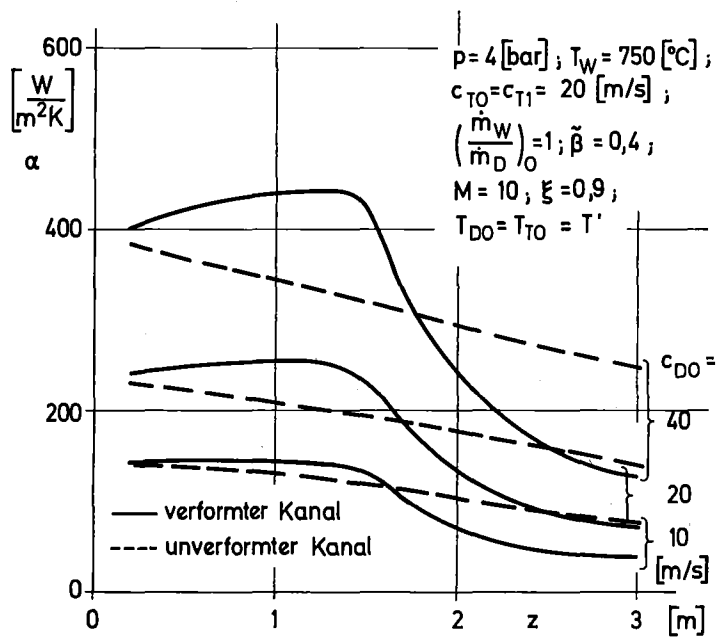


Bild 32: Die Wärmeübergangszahl längs eines verformten Kanals für verschiedene Anfangsdampfgeschwindigkeiten

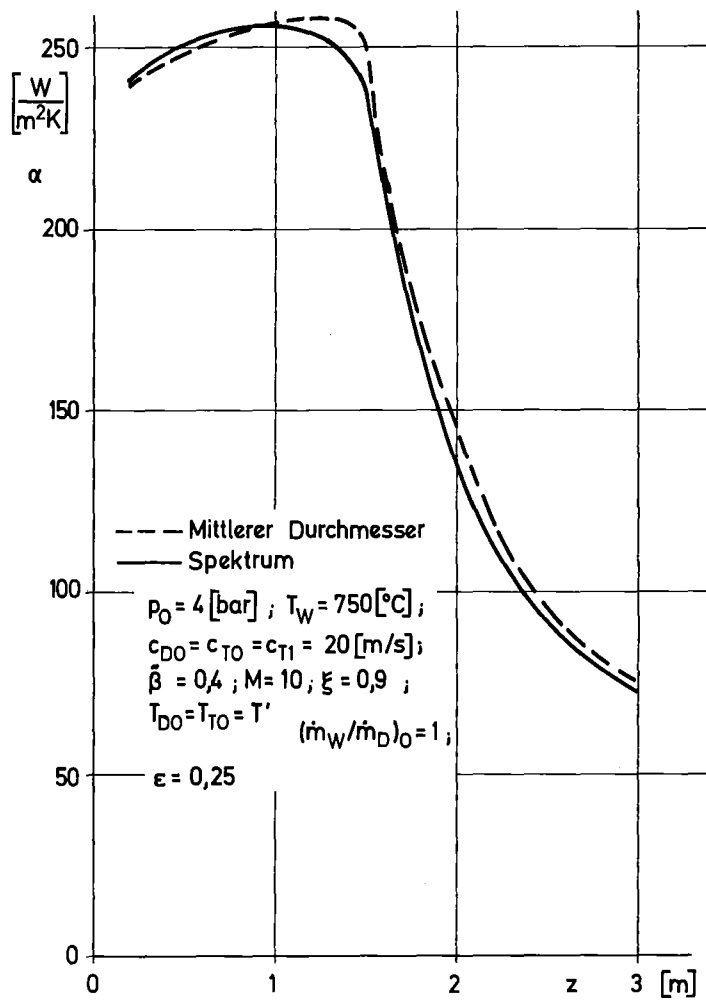


Bild 33: Die Wärmeübergangszahl längs eines verformten Kanals
 gerechnet für einen mittleren Tropfen und für ein
 Tropfenspektrum