KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Reaktorbauelemente

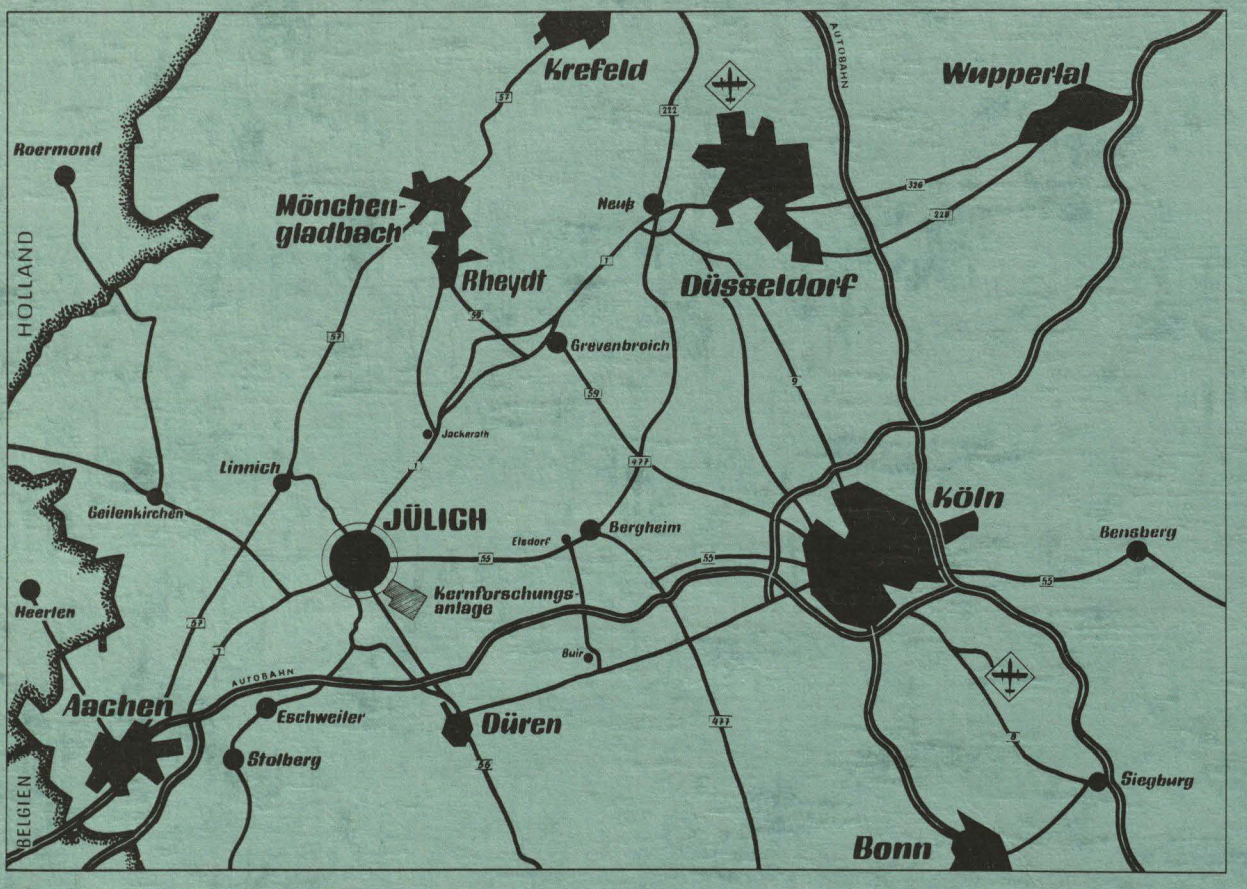
Messung des Wärmeüberganges beim Blasensieden von Wasser an metallischen Rohren

von

Heinrich Fedders

Jül - 740 - RB
Februar 1971

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 740

Institut für Reaktorbauelemente Jül - 740 - RB

Dok.: Boiling - Heat Transfer
Heat Transfer - Boiling

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Messung des Wärmeüberganges beim Blasensieden von Wasser an metallischen Rohren

von

Heinrich Fedders

D 83 (Diss. T. U. Berlin)

V O R W O R T

Die vorliegende Untersuchung wurde im Institut für Reaktorbauelemente der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Jülich, durchgeführt. Dem früheren Direktor des Instituts, Herrn Dr.-Ing. H. Grosse, danke ich für die finanzielle und personelle Ermöglichung der Experimente. Der jetzige Direktor des Instituts, Herr Dr. rer. nat. C.B. von der Decken, hat den Fortgang der laufenden Untersuchung unterstützt, wofür ich ihm besonderen Dank schulde.

Herrn Professor Dr.-Ing. K. Stephan möchte ich für das fördernde Interesse an dieser Untersuchung, für wertvolle Ratschläge und für die verständnisvolle Betreuung meiner Arbeit danken. Herrn Professor Prof. h.c. Dr. sc. techn. R. Gregorig danke ich für anregende Diskussionen und wertvolle Hinweise.

Dank schulde ich den an der gewissenhaften Vorbereitung und Durchführung der Messungen beteiligten Mitarbeitern des Instituts für Reaktorbauelemente, insbesondere den Herren W. Beckers, J. Kolditz, Th. Maassen und H. Tüschen. Dank gebührt Herrn Dr. rer. nat. Th. Meis für seine Unterstützung bei der Abschätzung des Einflusses axialer Wärmeleitung. Herrn J. Klaes danke ich für die numerische Auswertung der Versuchsergebnisse und die Erstellung der erforderlichen Rechenprogramme.

I N H A L T

1. Aufgabe

2. Stand der Technik

2.1 Übersicht

2.2 Einflußgrößen

3. Versuchsverfahren

3.1 Vergleich verschiedener Meßmethoden und Auswahl eines Versuchsverfahrens

3.2 Versuchsanlagen

3.2.1 Autoklav für 20 bar mit Reinigungskreislauf

3.2.2 Autoklav für 250 bar mit Reinigungskreislauf

3.2.3 Versuchsflüssigkeit H_2O

3.2.4 Versuchsdurchführung

3.3 Meßanordnung

3.3.1 Temperaturmessung

3.3.1.1 Temperatur der siedenden Flüssigkeit

3.3.1.2 Mittlere Wandtemperatur

3.3.1.3 "Örtliche" Wandtemperatur

3.3.2 Druck

3.3.3 Wärmestromdichte

3.3.4 Rauhigkeit und Wanddicke der Rohre

4. Einfluß von Belagbildung und elektrischen Feldern auf den Wärmeübergang

4.1 Einfluß auf das treibende Temperaturgefälle

4.2 Berücksichtigung von dünnen Belägen

4.3 Zur Definition des Heizflächenzustandes

4.4 Elektrochemische und -physikalische Gesichtspunkte zum Heizflächenzustand

4.5 Einfluß elektrischer Felder auf den Wärmeübergangsmechanismus

4.5.1 Wechselspannungsfelder

4.5.2 Gleichspannungsfelder

5. Temperaturen in der Rohrwand

6. Diskussion der Meßergebnisse

6.1 Einfluß der Rauhigkeit

6.1.1 Zur Benetzung rauher Oberflächen

6.1.2 Kriterien für die Aktivierung von Keimen

6.1.3 Messungen zum Rauhigkeitseinfluß

6.2 Einfluß der Wärmestromdichte

6.3 Einfluß des Dampfdruckes

6.4 Lokaler Wärmeübergang am Umfang des Rohres

6.5 Diskussion von Zeitdehneraufnahmen

6.6 Wiedergabe der Meßergebnisse durch bekannte Gleichungen

6.7 Fehlerabschätzung

6.8 Reproduzierbarkeit

7. Zusammenfassung

8. Schrifttum

Verwendete Bezeichnungen

A	Arbeit, Konstante
$a=\frac{\lambda}{c_p\,\rho}$	Temperaturleitfähigkeit
$b=\sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho'-\rho'')}}$	Laplace'sche Konstante
C	Konstante
c_p	spez. Wärmekapazität bei konstantem Druck
D	Rohrdurchmesser
$d=\sqrt{\frac{6}{\pi}}\,\beta^{\circ}\,b$	Abreißdurchmesser der Blase
E	Potential
$\vec{\mathcal{E}}$	elektrische Feldstärke
f	Blasenfrequenz, Zeichen für Funktion
g	Erdbeschleunigung, Zeichen für Funktion
H	magnetische Feldstärke
I	Strom
$J_{0,1}$	Zylinderfunktion
k	Keimabmessung
l	Länge
m,n	Exponent
p	Druck

p_{kr}	kritischer Druck der Flüssigkeit
$p_s = p_s(\vartheta)$	Dampfdruck
p_σ	Kapillardruck
Δp	Druckdifferenz
pH	pH-Wert
q	Wärmestromdichte
r	Verdampfungsenthalpie, Radius, Koordinate
R	Krümmungsradius der Blase
R_{Gl}	Gleichgewichtsradius der (existenzfähigen) Dampfblase
R_{Glk}	Gleichgewichtsradius im Keim
Rp	Glättungstiefe nach DIN 4762
Rt	Rauhtiefe
Rw	Rauhigkeitsfaktor nach Wenzel
s	Wanddicke
t	Zeit
T	Kelvin-Temperatur
U	Spannung
V	Volumen
w	Steiggeschwindigkeit der Blase
$Y_{0,1}$	Zylinderfunktion
z	Koordinate

$\alpha = \frac{q}{\Delta\vartheta_S}$	Wärmeübergangskoeffizient
β	Randwinkel/thermischer Ausdehnungskoeffizient
β_K	Randwinkel im Keim (zwischen fester und flüssiger Phase)
γ_{sf}	Grenzflächenenergie fest/flüssig
δ	Schichtdicke
η	dynamische Zähigkeit
$\varkappa$	elektrische Leitfähigkeit $\mu S/cm$
λ	Wärmeleitfähigkeit
ν	kinematische Zähigkeit
ρ	Dichte, spezifischer elektrischer Widerstand
ρ'	Dichte der Flüssigkeit am Siedepunkt
ρ''	Dichte des trocken gesättigten Dampfes
σ	spezifische Oberflächenenergie
σ_{sv}	spezifische Oberflächenenergie fest/dampfförmig
σ_{fv}	spezifische Oberflächenenergie flüssig/dampfförmig
ϑ	Temperatur
ϑ_i	Innenwandtemperatur
ϑ_W	Temperatur der Heizfläche
ϑ_S	Siedetemperatur
$\Delta\vartheta = \vartheta_W - \vartheta_S$	treibendes Temperaturgefälle
$\Delta\vartheta_{gl}$	Gleichgewichtsüberhitzung der (existenzfähigen) Dampfblase

$\Delta\vartheta_{Glk}$	Gleichgewichtsüberhitzung im Keim
$\Delta\vartheta_u$	Unterkühlung der Flüssigkeit
φ	Öffnungswinkel eines konischen Keims
$\psi, \xi_1, \xi_2, \omega$	Konstante

I n d i z e s :

a	außen
f	flüssig
kr	kritisch
s	Sättigung, fest
v	Dampf
$\sim$	Wechselspannung

K e n n z a h l e n :

$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$	Nusselt-Zahl
$Fo = \frac{a t}{l^2}$	Fourier-Zahl
$We = \frac{w^2 \rho d}{\sigma}$	Weber-Zahl
$We_f = \frac{(f d)^2 \rho d}{\sigma}$	
$Str = \frac{f d}{w}$	Strouhal-Zahl
$Pr = \frac{\nu}{a}$	Prandtl-Zahl
$Re = \frac{w d}{\nu}$	Reynolds-Zahl
$Gr = \frac{g \Delta\vartheta \beta l^3}{\nu^2}$	Grashof-Zahl

1. Aufgabe

Seit den grundlegenden Arbeiten von M. Jakob, W. Linke und W. Fritz über den Wärmeübergang beim Blasensieden hat die Lösung dieses Problems mit fortschreitender technischer Entwicklung mehr und mehr das Interesse zahlreicher Experimentatoren und Theoretiker erregt.

Das Blasensieden, Ursache des guten Wärmeübergangs bei der Verdampfung, ist trotz einer großen Zahl von Veröffentlichungen einer exakten Berechnung nicht zugänglich. Eine geschlossene Darstellung der Wärmeübertragung an der Heizfläche wird vor allem durch den großen Variationsbereich der statistisch streuenden Blasenfrequenz und des Blasenabreißdurchmessers erschwert. Die Einbeziehung zahlreicher Einflußparameter in ein empirisches Berechnungsverfahren wird durch unterschiedliche Meßergebnisse verschiedener Autoren erschwert.

Zur Deutung einiger wichtiger Einflußparameter und zur Prüfung von neueren Wärmeübergangsbeziehungen waren neue Experimente erforderlich, über die in der vorliegenden Arbeit berichtet wird. Der Wunsch, den Wärmeübergang bei hohen Wärmestromdichten in einem weiten Bereich von Atmosphärendruck bis zu einem Druck von 150 bar und bei verschiedener Heizflächenrauhigkeit innerhalb geringer Fehlergrenzen und bei guter Reproduzierbarkeit zu untersuchen, bestimmte die Auswahl des Versuchsverfahrens.

2. Stand der Technik

2.1 Übersicht

Die Wärmeübertragung beim Blasensieden wird in der Verfahrens- und Energietechnik nicht zuletzt wegen ihrer hohen Intensität bei niedrigem Temperaturgefälle genutzt. Ihre allgemeine technische Anwendung wird eingeschränkt durch die thermodynamischen und chemischen Eigenschaften der in Frage kommenden Kühlmittel. Für jedes flüssige Kühlmittel und jeden beliebigen unterkritischen Kühlmittelzustand kann eine nach Nukiyama /6/ benannte Siedekurve ermittelt werden. Bild 1 zeigt den qualitativen Verlauf einer Nukiyama-Kurve für Wasser. Der Bereich des Blasensiedens wird nach unten begrenzt durch den allmählichen Übergang zu konvektivem Wärmeübergang, nach oben durch den schrofferen Übergang zum Filmsieden (Leidenfrost-Phänomen). Von einigen Ausnahmen abgesehen, die bei extrem großen Strömungsgeschwindigkeiten (theoretisch wäre ein direkter Übergang vom konvektiven zum Filmsiede-Bereich möglich /61/, /62/), am Eispunkt und am kritischen Punkt /63/, /64/ auftreten, überdeckt das Anwendungsgebiet des Blasensiedens in der Regel den Bereich von 2 Zehnerpotenzen in der Wärmestromdichte. Bild 2 zeigt das Gebiet der Blasenverdampfung von Wasser von p = 1,6 bar bis zum kritischen Druck von p = 220,45 bar /15/. Die untere Kurve ist die Verbindungslinie der Punkte K B gemäß Bild 1, die sich mit dem Druck ändern, die obere Kurve verbindet die ebenfalls mit dem Druck veränderlichen Punkte D N B nach Bild 1. Die untere Kurve wurde nach folgendem Schema berechnet:
Im Übergangsgebiet von freier Konvektion zur Blasenverdampfung wird sowohl die Gleichung für den konvektiven Wärmeübergang bei kleinen Grashof-Zahlen von Senftleben (zitiert in /27/) als auch die Gleichung für den Wärmeübergang beim Blasensieden von Stephan /5/ angewendet. Durch Iteration findet man für jeden Druck ein bestimmtes treibendes Temperaturgefälle, bei dem der gleiche Wärmestrom

theoretisch sowohl bei freier Konvektion als auch bei Blasenverdampfung an das Kühlmittel übertragen werden könnte. Trägt man die auf diese Weise gefundenen Wärmestromdichten q in Abhängigkeit vom Druck p auf, so erhält man die untere Grenzkurve nach Bild 2. Der obere Kurvenverlauf wurde einer Zusammenstellung von Kornbichler und Kretzinger /6/ entnommen. Er grenzt das Gebiet ausgebildeter Blasenverdampfung gegen das Gebiet partieller Filmverdampfung ab. Der in Bild 1 mit D N B (departure from nucleate boiling) bezeichnete Punkt liegt also auf dieser Kurve. In genügendem Abstand von der unteren Grenzkurve wird die Wärmeübertragung zusätzlich durch freie Konvektion unterstützt. In der Nähe der oberen Grenzkurve kann spontan partielle Filmverdampfung auftreten. Bei aufgeprägtem Wärmestrom ist stabile Filmverdampfung /62/ unter Umständen erst bei Wandtemperaturen möglich, die oberhalb des Schmelzpunktes metallischer Werkstoffe liegen, s. Bild 1.

Sollen die Vorteile des Blasensiedens optimal genutzt werden, müssen hinreichend genaue Berechnungsverfahren gefordert werden. Dem Konstrukteur von Siedeapparaten stehen jedoch zum Entwurf von Wärmetauschern, Reaktorbrennelementen oder dergleichen nur wenige brauchbare Berechnungsunterlagen zur Verfügung. Unter ungünstigen Bedingungen muß mit Fehlern von $\pm$ 50 % gerechnet werden. Forscht man nach den Gründen hierfür, so zeigt sich, daß es noch keine schlüssige Theorie über den Wärmetransport beim Blasensieden gibt, die eine sichere Vorausberechnung gestattet.

Eine Gegenüberstellung der wichtigsten bekannten Theorien und Modellvorstellungen zur Wärmeübertragung beim Blasensieden liefert Beer /47/. In teilweiser Übereinstimmung mit anderen Arbeiten /5/, /9/, /10/ /19/, /47/ ist danach die Ursache für den guten Wärmeübergang beim Blasensieden in der instationären Wärmeleitung in der Wand /17/ und in der angrenzenden Flüssigkeit zu suchen. Diese wird durch hydrodynamische Vorgänge, verursacht durch das Blasensieden, eingeleitet. Eine umfassende physikalische Beschreibung dieses Wärmeübergangsmechanismus verlangt eine Behandlung und Verknüpfung folgender Themen:

1) Keimstellentheorie unter Einbeziehung des "Zustandes" der Heizfläche /14/, /16/, /20/, /41/, /59/

2) Driftströmungen in Verbindung mit der Bildung und Bewegung von Dampfblasen /47/

3) Instationäre Wärmeleitung in der Flüssigkeit und der wärmeabgebenden Wand unter Einbeziehung wärmeisolierender Beläge /9/, /10/, /17/, /19/

Gute Erfolge wurden bisher mit Gleichungen erzielt, die auf der Modellvorstellung von Mikrokonvektion an der Heizfläche und der experimentell gefundenen Abhängigkeit des Wärmeüberganges von einigen Einflußparametern beruhen. Tabelle 1 zeigt zugleich in geschichtlicher Reihenfolge einige Wärmeübergangsgleichungen. Die technische Bedeutung dieser halbempirischen Gleichungen wächst mit der Zahl der berücksichtigten Einflußparameter. Dem heutigen Stand der Technik entspricht die Gleichung von Stephan /5/, die den Anspruch erheben kann, für verschiedene Kühlmittel anwendbar zu sein.

2.2 Einflußgrößen

Die verwirrende Zahl von Einflußgrößen erschwert es, Beziehungen für die Wärmeübertragung beim Sieden zu finden. Für die Verbesserung vorhandener Gleichungen sowie für die Prüfung theoretischer Ansätze sind exakte Messungen des Einflusses verschiedener Parameter erforderlich.

Die Parameter, die die Wärmeübertragung beim Blasensieden beeinflussen, kann man in 4 Gruppen einteilen.

1) Thermodynamische Eigenschaften

ϑ_s	Sättigungstemperatur
ρ'	Dichte der Flüssigkeit im Sättigungszustand
ρ''	Dichte des Dampfes im Sättigungszustand
λ	Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit
ν	kinematische Zähigkeit der Flüssigkeit
c_p	spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit
r	Verdampfungsenthalpie der Flüssigkeit
p_{kr}	kritischer Druck

p_s	Sättigungsdruck
σ_{fv}	Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen ihren Dampf

2) Einflußgrößen für den Wärmetransport in der wärmeleitenden Wand

Eine "vollständige Gleichung" muß auch die Vorgänge der instationären Wärmeleitung in der Wand berücksichtigen /16/, /17/.

s	Dicke der Wand
λ_W	Wärmeleitfähigkeit
c_W	spezifische Wärmekapazität
ρ_W	Dichte
$\vartheta(t)$	Temperatur als Funktion der Zeit

3) Grenzflächenbezogene Einflußgrößen

Sie wirken unmittelbar auf die Vorgänge an den Grenzflächen zwischen den beteiligten festen, flüssigen und gasförmigen Phasen ein.

3.1) Für reine ideale verdampfende Stoffe werden die gebräuchlichen Kennzahlen aus folgenden Größen abgeleitet:

R_p, R_t	Geometrische Rauheitskennwerte der Heizfläche
N	Spezifische Keimzahl der Heizfläche
γ_{SF}	Grenzflächenspannung zwischen der Flüssigkeit und der Heizfläche
σ_{SV}	Grenzflächenspannung zwischen dem Dampf und der Heizfläche

3.2) In der Regel liegen die beteiligten Stoffe jedoch in technischer, d.h. in nicht reiner Form vor, so daß weitere Einflußgrößen zu beachten sind.

Die Grenzflächenspannung und die relative Keimzahl ändern sich unter dem Einfluß:

der in der Flüssigkeit gelösten Stoffe	$f(c_n)$
des von der Heizfläche aufgenommenen Sorbats	$f(c_{sorb})$
und der sich an der Heizfläche absetzenden Sedimentationen	$f(c_{sed})$

4) Energieaustauschgrößen

Der Energieaustausch wird sowohl durch

q	die aufgeprägte Wärmestromdichte bzw./oder
$\Delta\vartheta_S$	$= (\vartheta_{heizfl.} - \vartheta_{sätt.})$, das treibende Temperaturgefälle und
$\Delta\vartheta_U$	$= (\vartheta_{sätt.} - \vartheta_{flüss.})$, die Flüssigkeitsunterkühlung,
g	die Erdbeschleunigung,
$\mathcal{E}$	das elektrische Feld in der Umgebung der Heizfläche,

als auch durch

f	die statistische Blasenfrequenz und
d_a	den statistischen Abreißdurchmesser der Dampfblase

bestimmt.

In der Literatur werden die hier aufgeführten Einflußgrößen meist in Verbindung mit anderen zu Kennzahlen zusammengestellt. Durch Herleitung von Ähnlichkeitsbeziehungen kann man die Zahl der Einflußparameter auf einige wenige Kennzahlen reduzieren /5/, /16/.

3. Versuchsverfahren

3.1 Vergleich verschiedener Meßmethoden und Auswahl eines Versuchsverfahrens

Die Versuche sollen den Einfluß verschiedener Parameter auf den Wärmeübergang beim Blasensieden in einem großen Druckbereich bei optimaler Meßgenauigkeit und Reproduzierbarkeit aufzeigen und von allgemeiner Gültigkeit sein. Sie sollen die Prüfung bekannter und neuer Theorien auf ihre Anwendbarkeit ermöglichen.

Die in Frage kommenden Versuchsverfahren unterscheiden sich in der Anordnung der Heizfläche zur Kühlflüssigkeit und der Beheizungsart. Die Forderung nach hoher Genauigkeit im Wärmestrom und in der Temperaturmessung verbietet von vornherein die Verwendung diskontinuierlicher Geometrien (berippte Oberflächen, Mehrkantrohre oder dergl.).

Die folgenden Überlegungen gelten für ebene und gleichsinnig gewölbte Oberflächen, z. B. für ebene Platten und zylindrische Rohre. Platte oder Rohr können senkrecht oder waagerecht angebracht sein. Beim Rohr kann sowohl die innere als auch die äußere Rohroberfläche als Heizfläche dienen. Im Hinblick auf die Mitführung der Dampfblasen im Kühlmittelstrom muß man zwischen freier und erzwungener Konvektion unterscheiden.

Zur Beheizung bieten sich folgende Möglichkeiten an:

1) Direkte elektrische Beheizung mit Joule'scher Wärme

Die Heizfläche muß hierzu elektrisch leitend sein. Eine Begrenzung in der maximalen Wärmestromdichte ist durch die Siedekrisis oder durch die Schmelztemperatur der Wand gegeben.

2) Indirekte Beheizung

Hierbei wird Wärme der Heizfläche durch (molekulare) Leitung zugeführt. Die Energiezufuhr zur Wand kann über Wärmeleitung und -strahlung oder Wärmeübertragung durch Konvektion, Kondensation oder bei chemischer Reaktion erfolgen. Als Beispiele seien genannt:

a) Bei Verwendung elektrisch isolierter Heizleiter führt die Heizfläche nicht das Potential der Heizleiter. Außerdem ist die Anwendung von Wechselspannung möglich. Die erreichbare Höhe der Wärmestromdichte ist geringer als bei direkter elektrischer Beheizung. Sie wird durch die Anordnung der Heizleiter und deren maximal zulässigen Temperatur begrenzt.

b) Der Wand wird konvektiv durch ein Fluid Wärme zugeführt. Der Wärmestrom wird von der Temperaturdifferenz zwischen dem Fluid und der Wand und der Reynolds'schen und Prandtl'schen Kennzahl des Fluids bestimmt.

c) Bei der Verwendung kondensierter Dämpfe können relativ hohe Wärmestromdichten erzielt werden. Die Variation und die Bestimmung der "örtlichen" Wärmestromdichte ist besonders dann schwierig, wenn sowohl Tropfen- als auch Filmkondensation vorliegen kann. Aus einer Wärmebilanz kann nur die mittlere Wärmestromdichte ermittelt werden.

d) Die Reaktionsenthalpie bei chemischen Prozessen, z. B. bei der Verbrennung von Acetylen-Sauerstoff-Gemischen, kann ebenfalls für die Bestimmung mittlerer Wärmeübergangskoeffizienten genutzt werden. Der Wärmestrom wird aufgrund einer Energiebilanz bestimmt.

Die Wahl eines bestimmten Meßverfahrens kann unter den obengenannten Voraussetzungen nur an Hand einer Fehlerbetrachtung über die in Frage kommenden Meßverfahren erfolgen. Als Beispiel sei die Fehlerabschätzung zu den Messungen am direkt elektrisch beheizten waagerechen Rohr nach 6.7 erwähnt. Dieser Anordnung am nächsten kommt die ebene waagerechte Platte, bei der Auftriebs- und Haftbedingungen für alle Dampfblasen etwa gleich sind. Bei dünnen Platten ist das Abdichten und Isolieren konstruktiv schwer lösbar. Die Unterseite der Platte darf nicht gekühlt werden. Es sind dort Thermoelemente, Spannungsabgriffe usw. anzubringen. Bei Verwendung dicker Platten nimmt auch der von der Wärmeleitfähigkeit verursachte Fehler im Wärmeübergang zu. Außerdem ist nur in der Mitte von hinreichend großen Platten der von Randeinwirkungen freie örtliche Wärmeübergang meßbar.

Bei indirekt beheizten Platten kann der örtliche Wärmeübergang unter ähnlichen Einschränkungen gemessen werden. Die örtliche Wärmestromdichte und die Temperatur in der Plattenmitte werden in der Regel aus dem Temperaturverlauf senkrecht zur Heizfläche ermittelt. Soll der Meßfehler in engeren Grenzen gehalten werden als in den bereits erwähnten Fällen, müssen die Abstände der Temperaturmeßstellen von der Heizfläche genau fixiert sein, die Temperaturfühler selbst keine Störstelle darstellen, die Isothermen in der Platte parallel zur Heizfläche verlaufen und die Wärmeleitfähigkeit bekannt sein. Die Temperaturmessung wird für die Bestimmung der Wärmestromdichte und der Heizflächentemperatur benötigt. Der Fehler aufgrund der Temperaturmessung wird u. U. doppelt so groß wie im Beispiel 6.7 sein.

Für das indirekt beheizte Rohr gilt ähnliches. Ist die Wand dünn, wird die Unterbringung von Thermoelementen problematisch. Bei dicker Wand kann der Wärmestrom nicht von vornherein als senkrecht zur Rohrachse angenommen werden (s. Abs. 5.). Der lokale Wärmeübergangskoeffizient ist am Rohrumfang unterschiedlich und hat daher einen Einfluß auf das Temperaturfeld und den Wärmestrom in der Wand (s. Abs. 6.4). Bei dicken Wänden können also nur integrale Wärmeübergangskoeffizienten ermittelt werden.

Schlußfolgerung:

Der Vergleich verschiedener Meßverfahren zeigt, daß die größten Meßgenauigkeiten an direkt elektrisch beheizten Platten bzw. Rohren erzielt werden können. In Hinblick auf die einfachere Konstruktion und die verbreitete technische Anwendung von Verdampferrohren wurde eine rohrförmige Versuchsstrecke gewählt. Die waagerechte Anordnung in einem druckfesten Gefäß erlaubt eine einfache Versuchstechnik. Der Einfluß elektrischer Felder auf den Wärmeübergang wird unter 4.5 erörtert.

3.2 Versuchsanlagen

Die verwendeten Versuchsanlagen sind in Bild 3 und in Bild 6 schematisch dargestellt.

3.2.1 Autoklav für 20 bar mit Reinigungskreislauf

Bild 3 zeigt das Schaltschema mit dem Autoklaven für 20 bar im Niederdruck-Reinigungskreislauf. Die Umwälzpumpe UP fördert das Wasser durch ein mechanisches Filter F und ein Mischbettfilter. Die Meßzelle MZ dient zur Kontrolle der elektrischen Leitfähigkeit des gefilterten und deionisierten Wassers. Im Rekuperativ-Wärmeaustauscher RK wird das Wasser vorgewärmt und in der Vorheizung VH auf die erforderliche Zulauftemperatur erhitzt. Die Zulauftemperatur des Wassers entspricht am Einlaßstutzen zum Autoklaven A2O etwa der Sättigungstemperatur. Das zulaufende Wasser tritt in den Dampfraum des Autoklaven ein, läuft über einen Strahlverteiler und träufelt von diesem durch den aufsteigenden

Dampf auf den tieferliegenden Wasserspiegel. Eine gleich große Wassermenge verläßt den Autoklaven über den Auslaßstutzen. Sie kühlt sich im Rekuperativ-Wärmetauscher und im Kühler auf ca. 30 °C ab. Bei einer Fördermenge von ca. 200 kg/h ist sichergestellt, daß die höchstzulässige Temperatur des Mischbettgranulats von 50 °C nicht erreicht wird. Im Kondensator KO kondensiert der im Autoklaven gebildete Dampf . Der Entgaser dient gleichzeitig als Vorratsbehälter. Er liefert bei Bedarf die erforderliche Wassermenge.

Die Bilder 4 und 5 zeigen den Autoklaven für 20 bar. Die Konstruktion sollte folgenden Anforderungen genügen:

1) Große Korrosionsbeständigkeit aller beteiligten Konstruktionswerkstoffe, die mit Wasser oder Wasserdampf in Berührung kommen

2) Keine Behinderung der Blasenbildung und Blasenbewegung durch die Innenabmessungen des Behälters

3) Leichter Ein- und Ausbau der Versuchsstrecken

4) Beobachtung der Vorgänge im Autoklaven durch Fenster

3.2.2 Autoklav für 250 bar mit Reinigungskreislauf

Bild 6 zeigt das Schaltschema mit dem Autoklaven für 250 bar im Hochdruck-Reinigungskreislauf. Der Aufbau ähnelt der oben beschriebenen Anlage für 20 bar. Eine Vierplunger-Kolbenpumpe UP fördert das Wasser durch das System von Kühlern, Filtern, Meßzellen, Vorheizung und Autoklav A250. Der Durchsatz durch das Reinigungssystem wird durch die erforderliche Zulauftemperatur am Autoklaven bestimmt. Sie liegt zwischen 240 °C bei einem Sättigungsdruck von 34 bar und 374,15 °C am kritischen Punkt von Wasser. Die Temperatur des gefilterten und deionisierten Wassers liegt bei 40 °C. Die Enthalpie des Wassers muß also jeweils um $8{,}7 \cdot 10^5$ bzw. $1{,}93 \cdot 10^6 \frac{\text{Joule}}{\text{kg}}$ erhöht werden. Unter voller Ausnutzung der Vorheizleistung von 125 kW können dem Autoklaven A250 stündlich 518 kg bzw. 233 kg gereinigtes Wasser zugeführt werden. Bezieht man diese Mengenströme auf den größten Gefäßquerschnitt und setzt man voraus, daß die Sinkgeschwindigkeit aller Flüssigkeitsteilchen gleich gro. ist, so betragen die Sinkgeschwindigkeiten $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ bzw. $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ m/s

Der Einfluß auf den Wärmeübergang ist bei diesen niedrigen Geschwindigkeiten vernachlässigbar gering. Die Mengenregelung erfolgt über das Bypassventil BV. Die Pulsationsdämpfer DSP reduzieren die Mengenstromschwankungen auf ca. $\pm$ 1 %.

Bild 7, 8 und 9 zeigen den Autoklaven für 250 bar. Die geringe mechanische Festigkeit der Versuchsstrecke wird durch folgende Maßnahmen ausgeglichen.

1) Die äußere Druckbeanspruchung des Rohres wird durch Innendruck mit einem Inertgas ausgeglichen. Mit dem Wasserdruck wird ein Druckschalter angesteuert, der wiederum über ein Magnetventil den Druck im Rohrinnern regelt (Bild 7).

2) Der Axialschub wird über einen Kompensator ausgeglichen. Die Längenausdehnung des Rohres wird dabei nicht behindert.

Als Fenster fanden Quarzscheiben Verwendung. Diese wurden allerdings in der Nähe des kritischen Zustandes auf der Wasserseite so angegriffen, daß sie bereits nach wenigen Betriebsstunden undurchsichtig waren.

3.2.3 Versuchsflüssigkeit H_2O

In der Literatur /1/ werden nichtreproduzierbare Meßergebnisse auf Verunreinigungen und verschiedenen Gasgehalt der siedenden Flüssigkeit zurückgeführt. In dieser Arbeit wird versucht, diesen unerwünschten Umstand durch extreme Anforderungen an die Reinheit zu vermeiden. Die verwendete Flüssigkeit ist deionisiertes Wasser. Es genügt den Anforderungen, die an Reaktorkühlwasser gestellt werden. Die an diesem Wasser gemessenen wasserchemischen Daten sind in Tabelle 2 aufgeführt. Die nachgewiesenen Spuren im Wasser gelöster Stoffe liegen durchweg an der unteren Grenze des Meßbaren. Sie verursachen eine geringfügige Verschiebung des pH-Wertes zu saurer Reaktion (pH = 6,8) hin und eine Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit auf $\varkappa = 0,2$ μS/cm. Eine Restleitfähigkeit von $\varkappa = 0,04$ μS/cm ist aufgrund der geringen Dissoziation reinen Wassers in H^+ und OH^- Ionen ohnehin nicht zu vermeiden /36/.

Das mit O_2 und N_2 gesättigte Wasser wird mit sehr niedrig gehaltenem CO_2-Gehalt (< 0,01 ppm) angeliefert. Das im Reservoir befindliche Wasser wird mit einer Stickstoffatmosphäre von ca. 1,1 bar beaufschlagt, (s. Bild 6). Die Kohlensäure der Luft hat also keinen Zutritt. Das Wasser fließt beim Füllen der Anlage zunächst durch ein Mischbettfilter IO, das den Sauerstoff bindet. In einem weiteren Mischbettfilter MB werden fast alle restlichen Anionen und Kationen in H^+ bzw. OH^- Ionen ausgetauscht. Als Endprodukt entsteht also $2H^+ + 2OH^- = H_2O$, d.h. Wasser. Das oxidkeramische Filter F mit der Porenweite 0,05 mm hält suspendierte Verunreinigungen zurück, darüberhinaus das Kunstharzgranulat der Mischbettfilter, falls deren Endsiebe zu Bruch gehen sollten. Das derart behandelte Wasser hat bei 20 °C eine sehr geringe elektrische Leitfähigkeit von $\varkappa = 0,1$ µS/cm. Dieser Wert kann bei Betrieb des Hochdruckreinigungskreislaufes dank der dort eingebauten Kationen- und Anionenaustauscher bei Temperaturen < 40 °C eingehalten werden. Bei steigenden Temperaturen nimmt die elektrische Leitfähigkeit bis auf höchstens 1 µS/cm zu. Verursacht wird dies durch die Zunahme der chemischen Reaktion mit den vom Wasser berührten Anlagenteile. Infolgedessen nimmt die Ionenkonzentration im Wasser zu. Die Kapazität der Mischbettfilter reicht nicht mehr aus. Die Restkonzentration hebt die elektrische Leitfähigkeit des Wassers an. Bei 340 °C (p_s = 150 bar) erhöhte sich die Leitfähigkeit im Autoklaven um den Faktor 4. Die absolute Größe der Leitfähigkeit kann allenfalls abgeschätzt werden, da für so hohe Temperaturen keine Meßzellen erhältlich sind. Wird der experimentell für 20 - 100 °C ermittelte Temperaturkoeffizient von 1 % / °C auf eine Wassertemperatur von 340 °C angewandt, so wäre die Leitfähigkeit am Zulauf- ca. 3,5 und am Ablaßstutzen des Autoklaven ca. 14 µS/cm. Wie auch die Versuchsergebnisse (Abs. 5.) zeigen, ist dieser Wert bedenklich hoch. Eine Verbesserung wäre durch eine Erhöhung der Mischbettfilter-Kapazität um den Faktor 10 und, bzw. des Deionatdurchsatzes im Autoklaven möglich.

Der Stickstoffgehalt des Wassers wurde durch wiederholtes Entgasen (s. 3.2.4) verringert. Eine quantitative Angabe über die Restkonzentration an Stickstoff kann mangels geeigneter Meßgeräte nicht erfolgen. Sie war weder mit einem Gaschromatographen noch mit einem Massenspektrometer möglich. Ein Einfluß dieses Stickstoffgehaltes auf den Wärmeübergang konnte nicht festgestellt werden. Probeweises Einleiten von N_2 in den Wasserraum des Autoklaven verursacht keine meßbare Veränderung im Wärmeübergang.

3.2.4 Versuchsdurchführung

Die Versuchsvorbereitungen und -abläufe sind für die beiden verwendeten Anlagen fast identisch.

Zur Versuchsvorbereitung gehören:

1) Das Entfetten bzw. Beizen der mit Wasser in Berührung kommenden Flächen der Anlage aus Cr-Nr-Stahl mit Toluol und Äthanol bzw. verdünnter Salzsäure

2) Das mehrmalige Auskochen und Spülen der Anlage mit Deionat, bis eine elektrische Leitfähigkeit unter 1 $\mu S/cm$ erreicht ist

3) Das Auskochen der Weichstoffdichtungen

4) Der Einbau der präparierten Versuchsstrecke, die vorher in Äthanol und Wasser gereinigt wurde

5) Das Evakuieren der Anlage auf einen Druck von ca. 0,024 bar, der dem Dampfdruck der in der Anlage verbliebenen Wasserreste bei 20 ^{o}C entspricht

6) Das Füllen der Anlage mit stickstoffgesättigtem Deionat

7) Das Aufheizen des Deionats zunächst mit der Vor- und Zusatzheizung, in der letzten Phase auch mit der Versuchsstrecke

8) Das Entgasen des Deionats im Autoklaven bei heftigem Volumensieden durch momentane Dampfdruckabsenkung und bei wiederholtem Öffnen des Entlüftungsventils EV (s. Bild 3 und 6). Beim Entgasen wird die Heizung der Versuchsstrecke abgeschaltet. Die Verdampfungskeime werden also wiederholt inaktiviert.

9) Das Anlegen einer Schutzspannung für den kathodischen Schutz der Versuchsstrecke

Bei der Durchführung des Meßprogrammes wird dafür gesorgt, daß der gewählte Dampfdruck und die Sättigungstemperatur der Flüssigkeit eingehalten werden. Wegen der geringen Wärmekapazität der Versuchsstrecke und ihres Meßeinsatzes können bei konstanten Flüssigkeitstemperaturen und -drücken im Abstand von jeweils 10 Minuten Messungen durchgeführt werden.

3.3 Meßanordnung

3.3.1 Temperaturmessung

Zur Messung der Temperaturen wurden überwiegend Mantelthermoelemente der Paarung Cromel-Alumel eingestzt. Die verwendeten Thermoelemente von 0,5 mm Manteldurchmesser stammen nach Angaben der Herstellerfirma (PHILIPS) aus ein und derselben Charge. Unterschiedliche Thermoelementspannungen aufgrund verschiedener Legierungen sind danach nicht zu erwarten. Die vom Hersteller garantierte Toleranz in der Thermospannung von $\pm$ 1 % reichte für diese Versuche nicht aus. Daher wurden die Thermoelemente sowohl mit einem Eichnormal als auch mit Hilfe der Dampfdruckkurve für H_2O geeicht. Es stellte sich heraus, daß bei Temperaturen oberhalb von 250 °C die Eichung der Thermoelemente im Einbauzustand im Autoklaven mit einem geeichten Manometer der Klasse 0,1 hinreichend genau wird ($\pm$ 0,1 °C). Individuelle Fehler, die z.B. durch eine mechanische Beanspruchung der Thermoelemente bei ihrem Einbau auftreten, können auf diese Weise eliminiert werden.

Als Vergleichsstelle für die kalte Lötstelle der Thermoelemente diente ein mit Eis (bis zum Boden) und Wasser gefülltes Dewar-Gefäß von 1 l Inhalt. Wie ein Versuch ergab, lag die Temperatur des Eiswassers, auch wenn nicht umgerührt wurde, während einer Zeitdauer von zwei Stunden zwischen 0 °C und + 0,05 °C. Dieses Ergebnis scheint deshalb wichtig, weil gelegentlich derartige Vergleichsstellen wegen der Dichteanomalie des Wassers als unbrauchbar angesehen werden.

3.3.1.1 Temperatur der siedenden Flüssigkeit

Die Temperatur der siedenden Flüssigkeit wird mit zwei Thermoelementen gemessen, deren heiße Lötstellen ca. 20 mm unterhalb der Versuchsstrecke angeordnet sind. Die Dampftemperatur wird ebenfalls mit zwei Thermoelementen im Kamin im oberen Teil des Autoklaven gemessen. Beide Thermoelemente sind in einer Ebene senkrecht zur Kaminachse spiralförmig gebogen, so daß sich ihre heiße Lötstelle im Zentrum des Kamins befindet.

3.3.1.2 Mittlere Wandtemperatur

Bild 10 zeigt die Anordnung von drei Thermoelementen, die zur Messung der mittleren Innenwandtemperatur des Rohres dienen. Sie sind am Umfang eines kleinen Stahlringes eingelötet. Die Ringe dienen dem Temperaturausgleich über den Umfang des Rohres. Sie haben keinen elektrischen Kontakt mit der Rohrwand.

3.3.1.1 "Örtliche" Wandtemperatur

Die Messung "örtlicher" Innenwandtemperaturen des Rohres mit Thermoelementen ist sehr schwierig. Angesichts der geringen Temperaturdifferenz müßten die Thermoelemente direkten metallischen Kontakt mit der Wand haben, wodurch die Thermospannung über den als Gleichspannungsquelle dienenden Umformer und alle auf der Erdleitung liegenden Streuspannungen verfälscht würden. In der Regel kann man diese Störspannungen wegen der niedrigen im Mikrovolt-Bereich liegenden Thermospannungen nicht mit Siebgliedern oder dergl. unterdrücken.

Mit gutem Erfolg konnten dagegen Miniatur-Heißleiter als Widerstandsthermometer eingesetzt werden. Der verwendete Typ K 19 (SIEMENS) weist eine starke negative Temperaturabhängigkeit im elektrischen Widerstand sowie eine sehr kleine Zeitkonstante auf.

Bild 11 zeigt den Heißleiter K 19 und seinen Einbau im Rohr. Der Heißleiter wird mit einer Federkraft von etwa 0,1 N an die Rohrwand gedrückt. Er hat aufgrund seiner glasierten Oberfläche praktisch keinen elektrischen Kontakt mit der Wand. Bild 12 zeigt die Schaltung für die

"örtliche" Temperaturmessung mit dem Heißleiter K 19. Diese einfache Schaltung ermöglicht im vorliegenden Fall Temperaturmessungen mit einer Meßgenauigkeit von $\pm$ 0,05 °C. Diese Meßgenauigkeit konnte durch wiederholte Eichung der Schaltung im quasi-isothermen Einbau- und Betriebszustand bei stromloser Versuchsstrecke überprüft werden. Auf diesem Wege war es möglich, den Meßfehler zu eliminieren, der durch die Eigenerwärmung des Heißleiters bei Stromdurchgang und durch die Alterung des Heißleiters entstehen kann. Bild 12 zeigt die zugehörige Eichkurve. Im untersuchten Bereich entspricht 1 °C Temperaturänderung einem Spannungsabfall am Meßwiderstand von ca. 4 mV. Das Rohr konnte gemeinsam mit dem Meßeinsatz um seine Achse gedreht werden. Die mittlere Innenwandtemperatur wurde bei diesem Versuch in bekannter Weise (s. 3.3.1.2) gemessen und als Vergleichswert herangezogen (s. 6.4).

3.3.2 Druck

Für die Druckmessung wurden folgende Geräte benutzt:

1) U-Rohrmanometer
   Meßbereich: 0 - 4000 mm Hg = 0 - 5 bar ;
   mögl. Fehler: $\pm$ 0,5 mm Hg $\approx 10^{-4}$ bar

2) Bourdonfedermanometer
   Meßbereich: 1 - 25 bar; Klassengenauigkeit: Kl. 0,1

3) Bourdonfedermanometer
   Meßbereich: 1 - 250 bar; Klassengenauigkeit: Kl. 0,1

Die Meßgenauigkeit der Bourdonfedermanometer konnte durch wiederholte Prüfung mit einer Vergleichswaage (Degranges & Huot) von ursprünglich Kl. 0,2 auf Kl. 0,1 erhöht werden.

3.3.3 Wärmestromdichte

Die Versuchsstrecke diente als elektrischer Widerstand. Den zur Beheizung erforderlichen Gleichstrom lieferte ein Umformer. Der Gleichstrom zeichnete sich durch eine geringe Oberwelligkeit von $\pm$ 0,5 % aus und ist

nach dem heutigen Stand konventioneller Technik nur von Strom aus Akkumulatoren zu übertreffen. Die mittlere Wärmestromdichte wurde für einen von thermodynamischen Randeinflüssen (s. 5.) freien mittleren Rohrabschnitt auf einer definierten Länge von 103 mm bestimmt. Die auf diesem Rohrstück in innere Energie umgewandelte elektrische Leistung errechnet sich aus dem gemessenen Strom und dem Spannungsabfall. Der Strom wurde über den Spannungsabfall an einem Präzisionswiderstand der Kl. 0,2 gemessen. Zur Messung des Spannungsabfalles am Rohr dienten Potentialabgriffe (Bild 10). Gemessen wurden beide Spannungen mit einem Digitalvoltmeter der Genauigkeitsklasse $\pm$ 0,05.

3.3.4 Rauhigkeit und Wanddicke der Rohre

Für die Rauhigkeitsmessung wurde ein Perth-O-meter verwendet. Mit diesem Tastschnittgerät können Rauhigkeitskennwerte von Oberflächen nach DIN 4762 gemessen und analysiert werden. Die maximale Auflösung der Rauhigkeitsmessung ist durch die Abmessungen der Tastspitze, den Spitzenradius r = 5 µm und den Spitzenwinkel von 90 ° gegeben. Oberflächenstrukturen mit wesentlich geringeren Abmessungen werden nicht berücksichtigt. Die Übereinstimmung des mechanischen mit dem elektrischen Übertragungssystem wurde vor jeder Messung anhand einiger Messungen an Eichnormalen bekannter Rauhigkeit geprüft. Die Rauhigkeit der untersuchten Rohre wurde jeweils an 20 verschiedenen Stellen der äußeren Rohroberflächen in axialer und tangentialer Richtung auf einer Länge von jeweils 2 mm gemessen. Der an das Gerät angeschlossene Rechner liefert für jede Messung den errechneten Rauhigkeitskennwert. Das aus dem Kollektiv von 20 Daten für das jeweilige Rohr errechnete arithmetische Mittel wurde in die Tabelle 3 eingetragen. Tabelle 3 enthält die durchschnittliche Rauhtiefe R_t als Maß für den absoluten Betrag von Erhebungen und Vertiefungen sowie die Glättungstiefe R_p als integralen Mittenrauhwert der Oberfläche. Wie man sieht, weichen je nach Bearbeitungsart der Oberfläche die in axialer bzw. tangentialer Richtung gemessenen Rauhigkeitswerte voneinander ab.

Die Wanddicke der Rohre wurde an Rohrproben mit einer federbelasteten Mikrometeruhr auf 1 µm genau gemessen. Die über den Rohrumfang gemittelte Wanddicke wurde in die Tabelle 3 eingetragen. Die mittlere quadratische Abweichung der gemessenen Rohrwanddicke vom Mittelwert betrug weniger als 2 %.

4. Einfluß von Belagbildung und von beteiligten Feldern auf den Wärmeübergang

Übersicht:

Die Diskussion über die Vergleichbarkeit von Meßergebnissen, die in verschiedenen Versuchsanordnungen und unter verschiedenen Versuchsbedingungen gewonnen wurden, entzündet sich oft an der Frage nach bislang wenig untersuchten Einflußparametern wie Belagbildung, Hydrophobierung, Gasgehalt, Elektrophorese und elektrische Felder. An Hand der einschlägigen Literatur und einiger Versuche zu diesem Thema wird hier versucht, einen klärenden Beitrag zu liefern. In diesem Kapitel werden folgende Themen behandelt:

1) Einfluß von Belägen auf den Wärmeübergang
2) Definition des Heizflächenzustandes
3) Elektrochemische Eigenschaften von Wasser
4) Elektrophoretische Erscheinungen in Gegenwart von Wasser
5) Korrosion und elektrochemische Reaktionen
6) Kathodischer Schutz der Versuchsstrecke
7) Einfluß von Gleich- und Wechselspannungsfeldern auf den Wärmeübergang
8) Versuchsergebnisse zur Belagbildung (4.1 und 4.2)
9) Versuchsergebnisse zu elektrischen Wechselfeldern (4.5.1)

Meßergebnisse sind nur dann miteinander vergleichbar, wenn sie unter reproduzierbaren Bedingungen gewonnen werden. Jakob und Fritz /48/ messen an frischen, mit Rauhigkeitsrastern versehenen Heizflächen, einen um den Faktor 2,5 besseren Wärmeübergang als an solchen, die längere Zeit unter Wasser standen. Der Unterschied wird mit der anfangs hohen und

mit der Zeit abnehmenden Gasbeladung der frisch bearbeiteten Oberfläche erklärt. Andere Autoren /5,17/ stellen eine zeitliche Drift im treibenden Temperaturgefälle fest, die aber nach genügend langem Sieden (10 - 40 h) abklingt. Man geht davon aus, daß sich schließlich ein stationärer Zustand hinsichtlich der Gasbeladung, der Alterung und der Belagbildung einstellen muß. Dieser stationäre Zustand ist jedoch von der gewählten Versuchsanordnung abhängig. Je nach Beheizungsart, Material- und Kühlmittelbeschaffenheit wird sich nach verschieden langer Versuchsdauer ein anderer stationärer Zustand einstellen. Der Vergleich von Meßergebnissen, die an verschiedenen Apparaten gewonnen wurden, ist daher nur schwer möglich.

4.1 Einfluß auf das treibende Temperaturgefälle

Auch an der vorliegenden Versuchsanordnung wurde zunächst eine Drift im treibenden Temperaturgefälle gemessen (s. Bild 13). Die Zunahme des treibenden Temperaturgefälles bis fast um den Faktor 2 konnte wegen der gründlichen Entgasung des Wassers und des wiederholten Flutens der Verdampfungskeime nicht allein auf beteiligte Gasreste zurückgeführt werden.

Versuchsergebnisse von Sterman und Vilemas /49/deuten auf den hydrophoben Charakter der zur Reinigung verwendeten Lösungsmittel hin. Benzol z.B. löst sich zwar nicht in Wasser, es benetzt aber auf Grund seiner geringen Oberflächenspannung die metallische Heizfläche besser als Wasser. An der hydrophobierten Heizfläche werden zunächst mehr Siedekeime als bei alleiniger Anwesenheit von Wasser aktiviert. Das Benzol verdampft und desorbiert anschließend über einen Zeitraum von einigen Stunden. Während dieser Zeit verschlechtert sich der Wärmeübergang um ca. 35 % /49/.

In der vorliegenden Versuchsanordnung konnte dieser unerwünschte Effekt vermieden werden. Die Heizfläche adsorbiert zwar bei ihrer Bearbeitung durch Schmirgeln, Polieren usw. verschiedene aliphatische Verbindungen. Es konnten aber zumindest die physisorbierten Kohlenwasserstoffe durch Glühen unter Schutzgasatmosphäre bei einer Temperatur von etwa 650 °C entfernt werden. Später zeigte sich, daß eine Reinigung der Heizfläche

mit Äthanol ($C_2 H_5 OH$) ausreicht. Äthanol löst sich gut in Wasser und verdampft beim Entgasen des Wassers.

Bei den Versuchen wurde ein auffallender Zusammenhang zwischen der Anlauffarbe und dem treibenden Temperaturgefälle $\Delta\vartheta_S$ beobachtet. Mit steigendem Temperaturgefälle $\Delta\vartheta_S$ während der Versuchsdauer (s. Bild 13) nimmt die Heizfläche zunehmend dunklere Farben an. Hervorgerufen wird die Anlauffarbe von einem dünnen oxidischen Belag. Die chemische Analyse ergab Eisenhydroxid $Fe(OH)_2$ und Spuren von $Ni(OH_2)$ und $Cr(OH_2)$

Aus der Anlauffarbe, bedingt durch Interferenzen bei der Lichtreflektion, ist die Bestimmung der Oxidschichtdicke möglich. Bauer, Kröhnke und Masing /37/ führten entsprechende Messungen durch und stellten die Ergebnisse tabellarisch zusammen. Danach würde z.B. ein braungelber Belag einer Schichtdicke von ca. $1,6 \cdot 10^{-7}$ m entsprechen. Ein solcher Belag führte im Experiment zu einer Erhöhung des treibenden Temperaturgefälles um 50 %, (s. Bild 13). Die Verteilung des Belags auf der Heizfläche und seine Struktur konnte wegen der geringen Belagdicke nicht gemessen werden. Der Belag ist über die gesamte Heizfläche gleichmäßig verteilt.

Wie elektronenmikroskopische Aufnahmen von Pfefferkorn /50/ zeigten, können Oxidhäute aus Nadeln und Blättchen bestehen, die aus der Grundmetallfläche herauswachsen. Der Wenzel'sche /51/ Rauhigkeitsfaktor R_W als Quotient aus aktueller und geometrischer Oberfläche wird also bei oxidierender Heizfläche zunehmen. Die größere Rauhigkeit verbessert den Wärmeübergang /5/. Diese hypothetischen Überlegungen stehen scheinbar im Widerspruch zu den Versuchsergebnissen, die eine Verschlechterung des Wärmeübergangs aufgrund des zunehmenden treibenden Temperaturgefälles erwarten lassen. Nun ist aber nach verschiedenen Autoren Ursache des guten Wärmeüberganges beim Blasensieden die instationäre Wärmeleitung in der wandnahen Flüssigkeitsschicht. Daher sind auch die instationäre Wärmeleitung in der Wand und insbesondere in dem dazwischengeschalteten oxidischen Belag zu berücksichtigen. Das stationäre

treibende Temperaturgefälle $\Delta\vartheta_S$ ist bekanntlich der Temperaturunterschied zwischen der errechneten Außenwandtemperatur ϑ_W (s. 4.) und der Sättigungstemperatur ϑ_S . Ist zwischen der Wand und der Flüssigkeit ein Belag als zusätzlicher Wärmewiderstand unbekannter Größe beteiligt, so wird das Temperaturgefälle, das das zusätzliche Temperaturgefälle im Belag enthält, besser "scheinbar treibendes Temperaturgefälle" $\Delta\vartheta_{SS}$ genannt. Der verbesserte Wärmeübergang wird an den Meßergebnissen offensichtlich nicht sichtbar, weil die niedrige Temperaturleitzahl des Belages $a_b = \frac{\lambda_b}{c_b \cdot \rho_b}$ die instationäre Wärmeleitung an der Heizfläche behindert. Die größere Keimfreudigkeit der oxidierten Heizfläche kann offenbar den Wärmeübergang nicht im gleichen Maße verbessern, wie ihn der Wärmeleitwiderstand des Belags behindert.

4.2 Berücksichtigung von dünnen Belägen

Zunächst wurde versucht, ein Versuchsverfahren zu entwickeln, das auf dem Vergleich von Meßergebnissen an blanken und verschmutzten Heizflächen beruht. Die mit verschmutzten Heizflächen gewonnenen Meßergebnisse sollten auf Messungen an sauberen Heizflächen bezogen werden.

In einigen Versuchen wurde in Abständen von einer halben Stunde jeweils in kurzer zeitlicher Reihenfolge das treibende Temperaturgefälle $\Delta\vartheta_{SS}$ bei verschiedenen Wärmestromdichten q gemessen. Während der Versuchsdauer verdoppelte sich $\Delta\vartheta_{SS}$ bei $q = 5 \cdot 10^5$ W/m^2 und gleichbleibendem Druck. Das Verhältnis $\frac{\delta}{\lambda_b} = f(t)$ sollte als zeitabhängiger spezifischer Wärmeleitwiderstand für den Belag eingesetzt werden; δ ist die unbekannte Schichtdicke und λ_b die Wärmeleitfähigkeit des Belags. Dieses Verfahren bewährte sich jedoch nicht. Das für hohe Wärmestromdichten ermittelte Verhältnis $\frac{\delta}{\lambda_b}$ erwies sich für niedrige Wärmestromdichten, z.B. $5 \cdot 10^4$ W/m^2, als zu groß. Die vereinfachte Annahme eines zusätzlichen stationären Wärmeleitwiderstandes, der durch den Belag hervorgerufen wird, ist daher nicht zulässig. Die Durchführung einer Meßwertkorrektur, die gleichermaßen das zeitliche Wachsen des Belags, die veränderte Keimfreudigkeit, die veränderte Temperaturleitfähigkeit und ihre gegenseitige Beeinflussung berücksichtigt,ist nicht möglich, da diese Größen unbekannt sind.

Darüberhinaus wurde festgestellt, daß die Größe und die zeitliche Änderung der gemessenen Innenwandtemperatur oder des scheinbar treibenden Temperaturgefälles $\Delta\vartheta_{SS}$ von der Vorgeschichte der Versuchsanordnung abhängig sind. Bild 13 zeigt die beträchtliche Änderung von $\Delta\vartheta_{SS}$ bei Variation der Versuchsbedingungen. Bei der Verwendung von Wechselspannung ergeben sich ähnliche Kurvenverläufe.

4.3 Zur Definition des Heizflächenzustandes

Wie die Meßergebnisse zeigten, bewirkt die Belagbildung auf den Heizflächen eine weitere Veränderung der Einflußgrößen. Es wird daher immer schwieriger, den Einfluß verschiedener Parameter für sich zu erfassen. Man muß daher versuchen, einen definierbaren Zustand der Heizfläche über eine gewählte Versuchsdauer zu erhalten. Die Versuchsdauer kann wegen der langen Zeit, die erforderlich ist, um die Versuchsanlage aufzuheizen, wegen der Notwendigkeit des Entgasens und der "Einfahrzeit" auf stationäre Versuchsbedingungen, nicht beliebig abgekürzt werden. Wie die Versuche zeigten, kann man etwa eine Stunde nach Einbau der Versuchsstrecke mit den Messungen beginnen. Für die Versuche wurden "metallisch blanke" Heizflächen gewählt. Auch wenn in der Praxis die belagfreie Heizfläche praktisch nicht vorkommt, so ist der als "metallisch blank" bezeichnete Zustand eine zwar physikalisch unexakte, jedoch eine keine besondere Meßtechnik erfordernde Umschreibung eines im molekularen Bereich liegenden Oberflächenzustandes. Der Begriff "Rauhigkeit der Heizfläche", definiert durch die Rauh- oder Glättungstiefe, wird durch die Definition "metallisch blank" enger gefaßt. Man kann zwar mit Hilfe der Elektronenmikroskopie und der Mikrosonde auch an "metallisch blanken" Heizflächen noch differenzierte Aufschlüsse über die Oberflächenbeschaffenheit erzielen. Dies erwies sich jedoch als überflüssig, als an den "metallisch blanken" Flächen eine zeitliche Drift des treibenden Temperaturgefälles im Rahmen der Meßgenauigkeit von etwa $\pm$ 0,1 °C nicht feststellbar war.

4.4 Elektrochemische und -physikalische Gesichtspunkte zum Heizflächenzustand

Eine "metallisch blanke" Heizfläche ist nicht einfach herzustellen und während der Versuche zu erhalten. Um dies erreichen zu können, muß man einige Gesetze der Wasserchemie, Elektrophorese und der Korrosion einhalten. Die erforderlichen Maßnahmen sollen im folgenden erörtert werden.

Chemisch reines Wasser liegt in schwach dissoziierter Form vor, gilt also als schwacher Elektrolyt. Die im reinen Wasser enthaltene Molkonzentration von H^+ und OH^- - Ionen ist wegen des Gesetzes der Elektronenneutralität gleichgroß und durch das Produkt der Ionenkonzentration $K_W = H^+ \cdot OH^- = konst.$ gekennzeichnet. Die Konzentration ändert sich nach Messungen von Moyes und Sossmann mit der Temperatur/36/. Während sie bei einer Temperatur von 18 °C 10^{-7} Mol/l (pH = 7) beträgt, erreicht sie bei der Temperatur von 250 °C ihren Maximalwert von $10^{-5,6}$ Mol/l (pH = 5, 6). Aus Bild 14 a geht hervor, daß das Produkt der H^+ und OH^- - Ionenkonzentration K_W für reines Wasser ebenfalls mit steigender Temperatur zunimmt. Die "Neutrallinie" pH = f(ϑ) (Bild 14 b) zeigt, daß Wasser auch bei Werten pH < 7 neutral sein kann.

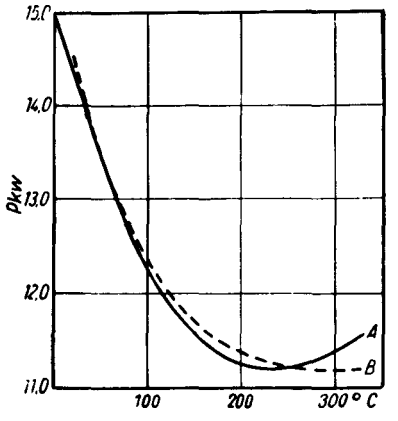


Bild 14 a

p_{Kw}-Linie für reines Wasser —— gemessen; - - - berechnet nach /36/

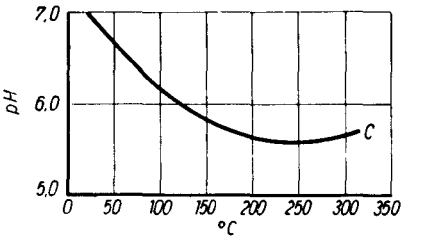


Bild 14 b

Neutrallinie für reines Wasser nach /36/

Die hohe Dielektrizitätskonstante ε und der sehr ausgeprägte Dipolcharakter des Wassers kennzeichnen seine Fähigkeit, feste, flüssige und gasförmige Stoffe zu lösen (Beispiel: Wasser von 20 °: ε = 81 ; Luft: ε = 1). Diese dielektrische Wirkung des Wassers, welche die

elektrostatische Anziehung vermindert, ist die Ursache dafür, daß in wäßrigen Lösungen eine ungeheure Zahl von elektrisch geladenen Teilchen, wie Ionen oder Molekülen, nebeneinander auftreten können /36/. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf Teilchen, an denen die Oberflächenkräfte gegenüber den Massen- bzw. Volumenkräften überwiegen. Sie liegen in molekulardisperser ($\leq$ 10 Å) und kolloiddisperser Form (10 ÷ 100 Å) vor und sind lichtmikroskopisch nicht aufzulösen. Bei den vorliegenden Versuchen konnte der an suspendierten Lösungen ($> 10^3$ Å) auftretende Tyndall-Effekt nicht beobachtet werden.

Jedes von einem Elektrolyten berührte Teilchen nimmt eine bestimmte an seiner Oberfläche lokalisierte Ladung an. Diese Ladungen rühren z. B. von der Voltaspannung des Materials gegenüber dem Elektrolyten oder oberflächenenergetischen Kräften her. Nach der Doppelschichttheorie von Stern /18/ veranlaßt die Potentialdifferenz zwischen der Teilchenoberfläche und dem Elektrolyten (pH-Wert) die Ionen des Elektrolyten sich so zu ordnen, als sollte das Feld in kurzem Abstand von der Oberfläche abgebaut werden. Die dem Teilchen entgegengesetzt geladenen Ionen des Elektrolyten ordnen sich derart, daß ein Teil sich unmittelbar an der Phasengrenzfläche homogen flächenhaft ausbreitet. Der Rest wird als verschiebbar in einer diffusen Schicht verteilt angenommen, wobei die Konzentration mit zunehmendem Abstand von der Phasengrenzfläche asymptomisch auf die mittlere Konzentration des Elektrolyten absinkt /18/. Entscheidend für die Ladung eines gelösten Teilchens ist sein isoelektrischer Punkt IEPS gegenüber dem pH-Wert der Lösung. Der IEPS der Oberfläche entspricht dem pH-Wert, bei dem die Oberfläche neutral ist, bei dem sie also die Tendenz hat, ebensoviel positive wie negative Ionen freizugeben /12/.

Isoelektrische Punkte einiger Stoffe gegenüber neutralem Wasser nach Messungen von Parks zitiert in /12/.

Stoff:	$Ni(OH)_2$	Fe_2O_3	$Fe(OH)_2$	Fe_3O_4	FeO OH
IEPS:	11-12	6-8	12	6, 5	5, 4-7, 3

Nach Messungen von Parks wäre $Ni(OH)_2$ positiv geladen und würde im elektrischen Feld zur Kathode wandern. Ferritische Oxide haben einen amphoteren Charakter, der von ihrem verschiedenen Hydrationsgrad abhängt. Der Hydrationsgrad ist mitentscheidend für die elektrophoretische Orientierung der gelösten Teilchen im elektrischen Feld.

Wie sich bei den vorliegenden Versuchen zeigte, lagen die isoelektrischen Punkte der Teilchen, die sich auf der Versuchsstrecke absetzten und dort den störenden Belag bildeten, durchweg unter dem des Wassers. Sie besaßen also eine negative Ladung. Im Versuch konnte durch anodische Schaltung der Versuchsstrecke durch Elektrophorese ein dicker graublauer Belag aufgezwungen werden. Durch anschließende Umpolung gelang es, diesen Belag fast vollständig wieder abzutragen. Eine verbliebene hellgelbe Anlauffarbe konnte elektrophoretisch nicht entfernt werden. Offensichtlich überwogen hier die Adhäsionskräfte. Möglicherweise war diese Schicht auf die "eigene Korrosion" der metallischen Oberfläche zurückzuführen.

Vorgänge bei der Korrosion von Stahl in Anwesenheit von Wasser beschreibt Schwenk /52/. Da es keine absolute Korrosionsbeständigkeit gibt, muß man die Korrosionsgeschwindigkeit so langsam ablaufen lassen, daß keine Beeinträchtigung der Meßergebnisse eintritt. Allgemein gilt, daß die Korrosionsgeschwindigkeit und die Art des Angriffs von der elektrostatischen Potentialdifferenz zwischen Metall und Wasser, dem Elektrolyten, abhängen. Der Korrosionsstrom ist der Reaktionsgeschwindigkeit proportional.

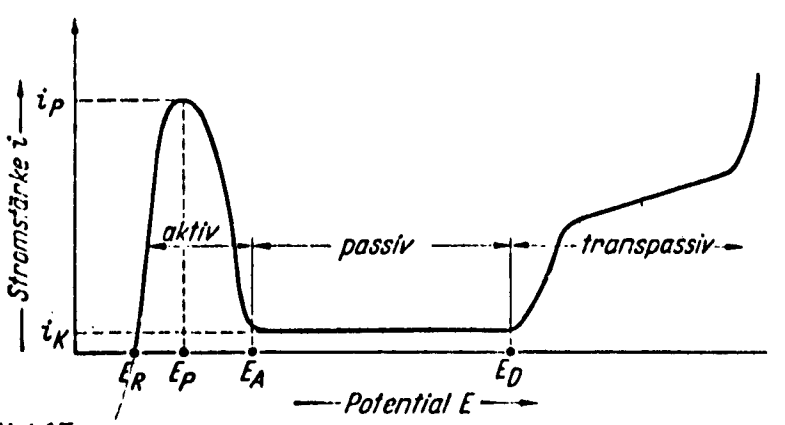


Bild 15 Stromstärke-Potential-Kurve von nichtrostenden Chrom- und Chrom-Nickel-Stählen (schematisch)
E_A: Aktivierungspotential; E_P: Passivierungspotential; E_D: Durchbruchspotential; E_R: Ruhepotential; i_K: passiver Korrosionsstrom; i_P: Passivierungsstrom. nach Schwenk /52/

Bild 15 zeigt schematisch die Abhängigkeit des Korrosionsstromes von der elektrochemischen Potentialdifferenz zwischen Cr Ni-Stahl und einem Elektrolyten. Der Zustand der Grenzfläche geht mit abnehmendem Potential vom transpassiven (Korngrenzenangriff!) in den passiven (Schutz durch sehr dünnen Oxidfilm) und schließlich in den aktiven Bereich (Korrosion) über. Zur Passivierung der Grenzfläche muß der Passivierungsstrom i_p beim Passivierungspotential Ep durch äußere Polarisation aufgebracht werden. Für die beteiligten Stoffe Cr Ni-Stahl und Wasser ist die temperaturabhängige Stromstärke-Potentialkurve nicht so gut bekannt, daß man das Passivierungspotential direkt ablesen könnte. Im vorliegenden Fall erwies sich eine Spannung von 15 V zwischen der Versuchsstrecke und dem Autoklaven als günstigste Spannung. Bei dieser Spannung trat Korrosion an der Versuchsstrecke augenscheinlich nicht mehr auf. Sollte der Passivierungsstrom mit ca. 30 mA/m^2 zu hoch angesetzt worden sein, so muß eine Wasserstoffbildung an der kathodisch geschalteten Versuchsstrecke in Kauf genommen werden.

Die Reaktionen, die durch aufgeprägte elektrische Felder an den metallischen Oberflächen eingeleitet werden, sollen im folgenden kurz dargestellt werden.

An der anodisch geschalteten Gehäusewand sind folgende Reaktionen zu erwarten:

1) $Fe \rightarrow Fe^{2+} + 2e^-$

2) $Fe^{2+} + 2OH \rightleftharpoons Fe(OH)_2$

3) $3\,Fe(OH)_2 \xrightarrow[T > 120\,^oC]{H_2O} Fe_3O_4 \cdot xH_2O + H_2 + 2\,H_2O$

An der kathodisch geschalteten Versuchsstrecke wird sich Wasserstoff bilden:

$$H^+ + e^- \rightarrow \frac{1}{2}\,H_2$$

Schlußbemerkung:

Durch Versuche (s. Bild 13) wurde belegt, daß unter bestimmten Voraussetzungen ($\vartheta \leq 240\ ^{o}C$) der Heizflächenzustand "metallisch blank" während einer genügend langen Zeit erhalten werden kann. Vorbedingungen dafür sind:

1) Beizen der von Wasser und Dampf berührten Teile aus austenitischem Stahl, ausschließlich der Versuchsstrecke

2) Verwendung von Dichtungen und Quarzfenstern mit geringer Lösungsgeschwindigkeit gegenüber der Versuchsflüssigkeit

3) Hohe Wasserreinheit (s. 3.2.3)

4) Kathodischer Schutz der Versuchsstrecke gegen Korrosion

4.5 Einfluß elektrischer Felder auf den Wärmeübergang

Die unter 4.4 diskutierten Gesichtspunkte haben gezeigt, daß unabhängig von der Beheizungsart stets elektrische Potentiale zwischen den beteiligten Stoffen vorhanden sind. An Lokalelementen, wie Rostnarben, treten Potentiale in der Größenordnung von 0,1 Volt auf und bei der Trennung von elektrischen Doppelschichten können nach Frenkel /33/ Potentiale von 10^{7} Volt vorkommen.

Es soll nun geprüft werden, wie aufgeprägte, von der elektrischen Beheizung und dem kathodischen Schutz verursachte elektrische Felder den Wärmeübergang beeinflussen. Diese Überlegungen sind in Hinblick auf die allgemeine Anwendung der hier mitgeteilten Versuchsergebnisse notwendig.

4.5.1 Wechselspannungsfelder

Markels und Durfee/56/,/57/sowie Bonjour et al. /23/und Bochirol et al. /58/haben eine Zunahme des Wärmeübergangs und der kritischen Wärmestromdichte/57/ beim Blasensieden unter dem Einfluß elektrischer Wechselfelder gemessen. Im günstigsten Fall /56/ wurde an blasensiedendem

Wasser eine Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten α um etwa 30 % erreicht. Hierbei betrug die elektrische Feldstärke 5,4 kV/cm, die Frequenz 60 Hz, die elektrische Leitfähigkeit des Wassers $\varkappa$ = 2 μS/cm. Bochirol et al. /58/ maßen an flüssigem Stickstoff, Argon und Sauerstoff unter Verwendung von 110 kV / 50 Hz Wechselspannung eine Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten um den Faktor 2,5 bis 3. An der vorliegenden Versuchsanordnung wurde versucht, diesen Effekt zu reproduzieren. Zur Vermeidung von Bogenentladungen an den Stromdurchführungen, die im kV-Bereich sicherlich nicht zu unterbinden sind, und aus sicherheitstechnischen Gründen wurde eine elektrische Feldstärke von nur etwa 30 V/cm zugelassen. Da man befürchten mußte, daß der niederohmige Lichtbogen eine Verzweigung des Versuchsstreckenheizstromes über das Gehäuse, die Erdleitung usw. herbeiführt, wäre die Leistungsbestimmung für die Versuchsstrecke aus Spannungsabfall- und Strommessung verfälscht worden. Dauerversuche bei Drucken von p = 1,54 bar, Wärmestromdichten q = $5 \cdot 10^5$ W/m^2, elektrischer Feldstärke von $\mathcal{E}$ = 30 V/cm und Frequenzen von 50 - 10^6 Hz und einem Strom von $I_\sim \leq 3 \cdot 10^{-2}$ A ließen jedoch keinen meßbaren Einfluß auf den Wärmeübergang erkennen.

Bei den Versuchen von Markels und Durfee /56/, /57/ wurde ein Rohr innen von heißem Dampf durchströmt, während in einem äußeren Ringspalt Wasser unter Atmosphärendruck siedete. Die Wechselspannung lag zwischen dem inneren und äußeren Rohr. Die dissipierte Wirkleistung wurde im Meßergebnis berücksichtigt. Beide Autoren haben die Zunahme des Wärmeüberganges auf die Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Wechselspannungsfeld und der Hydrodynamik des Siedevorganges zurückgeführt. Sie wird als "elektrohydrodynamischer Effekt" (EHD) bezeichnet. Dem EHD ist ein in der Ultraschall-Technik als "Schwingungskavitation" bezeichneter Effekt sehr ähnlich. Diesen Effekt wendet man zur Entgasung von Flüssigkeiten an. Die Frequenzen liegen dabei in einem weit höheren Bereich von 10^4 - 10^7 Hz. Lierke /59/ wies nach, daß bei Beschallung von Flüssigkeiten von Zimmertemperatur in verschiedenen Frequenzbereichen (kHz) eine besonders ausgeprägte "Resonanz-Kavitation" auftritt. Als "Resonanz-Kavitation" wird die "Radialschwingung großer Amplitude von stabilisierten Keimblasen bei Koinzidenz zwischen Erregerfrequenz und Volumenresonanzfrequenz" bezeichnet.

Möglicherweise tritt beim Blasensieden auch in tieferen Frequenzbereichen eine ähnliche "Resonanz-Kavitation" auf, die zur Aktivierung von Siedekeimen und zur Verbesserung des Wärmeüberganges beiträgt /33/. Auch wenn das Auffinden von Resonanzkriterien für das Blasensieden als technisch interessant erscheint, wird deutlich, daß man die große Zahl von Einflußgrößen nicht unnütz vergrößern und daher auf die Verwendung von Wechselspannung für die Beheizung von Versuchsstrecken verzichten sollte. Auch die Oberwelligkeit von Gleichspannung wird man bei Verwendung dünnwandiger Versuchsstrecke wegen des Zusammenhangs zwischen Wärmestromdichte und der Stromstärke von $q \sim I^2$ beachten müssen. Die eigenen Versuche zeigten, daß die "Schwingungskavitation" offensichtlich von der Leistung abhängt. Die Feldstärke von 30 V/cm und die Wirkleistung von maximal 1 Watt reichten nicht aus, eine wirksame Schwingung der Ladungsträger herbeizuführen. Für eine systematische Untersuchung wird man spezielle Wandler nach Lierke 59 einsetzen.

4.5.2 Gleichspannungsfelder

Im vorliegenden Fall wurde die Versuchsstrecke mit Gleichstrom beheizt. Der Gleichstrom besaß eine geringfügige Oberwelligkeit von $\pm 0,5$ % bei einer Frequenz von 1 Hz. Die angelegte Schutzspannung wurde von einer Akkumulatoren-Batterie geliefert.

Der Einfluß von Gleichspannungsfeldern auf den konvektiven Wärmeübergang in hochisolierenden Flüssigkeiten und Gasen wurde von Senftleben und Schnabel /54/,/55/untersucht. Sie haben an einem elektrisch beheizten Platindraht eine Verschlechterung des Wärmeüberganges um bis zu 30 % festgestellt, wenn in einem koaxial zum Draht angeordneten zylindrischen Rohr ein Potential angelegt wurde, das eine elektrische Feldstärke von 10 kV/cm erzeugte. Die Autoren führten für diesen Effekt den Begriff der "raumladungsbedingten Strömungsbremsung" mit folgender Begründung ein: "Die im Fluid befindlichen Ladungsträger nehmen im feldfreien Raum ebenso wie die neutralen Moleküle an der Konvektionsbewegung teil. Im elektrischen Feld hingegen werden die Ladungsträger durch zusätzliche Feldkräfte an ihrer Konvektionsbewegung gehindert".

Nicht erklärt wird, warum reines Benzol, das in die Versuchsapparatur eindestilliert wurde, im Gegensatz zu mit Luft gesättigtem Benzol keine "raumladungsbedingte Strömungsbremsung" auslöst. Offensichtlich spielten auch bei diesen Versuchen die Behandlung der Heizfläche und evtl. Bogenentladungen ein Rolle. Die von den Autoren/53/,/54/erörterte Beeinträchtigung des Wärmeüberganges ist für die eigene Versuchsanordnung wegen der niedrigen elektrischen Potentiale und der höheren elektrischen Leitfähigkeit (Dissoziationsgrad) des verwendeten Wassers nicht zu erwarten.

Ob ein Einfluß des elektrischen Feldes auf die molekulare Wärmeleitfähigkeit λ von Wasser existiert, ist aus der Literatur nicht bekannt. Senftleben /53/ und De Groot et al. /22/ haben den Einfluß elektrischer Felder auf Transporterscheinungen in Gasen gemessen und berechnet. Danach nehmen die drei Transportgrößen Wärmeleitfähigkeit , dynamische Zähigkeit η und Diffusionskoeffizient D in Dipolgasen mit zunehmender Feldstärke um bis zu 1 % ab. Der Effekt ist nach Senftleben /53/ an das Vorhandensein von Dipol-Gasen und an die Form der Moleküle gebunden. Systematische Untersuchungen fehlen jedoch. Da Wasser ebenfalls einen Dipolcharakter aufweist, ist denkbar, daß sich die Transportkoeffizienten ebenfalls um bis zu 1 % verändern.

5. Temperaturfeld in der Rohrwand

Das als elektrischer Widerstand geschaltete Rohr wird von Gleichstrom durchflossen und erwärmt sich. Die im Rohr dissipierte Energie wird von der äußeren Rohroberfläche an die siedende Flüssigkeit abgeführt. An das Rohrinnere wird keine Energie übertragen. Der Wärmeübergang wird zunächst über der gesamten Rohroberfläche als örtlich und zeitlich konstant angenommen. Außerdem wird Isotropie und Homogenität für die Rohrwand vorausgesetzt. Die Wärmeleitfähigkeit sei, geringe Temperaturunterschiede vorausgesetzt, temperaturunabhängig (s. Bild 16).

Die Fouriersche Differentialgleichung lautet für den vorliegenden Fall in Zylinderkoordinaten:

$$\frac{\partial^2\vartheta}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\vartheta}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\vartheta}{\partial\varphi^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \qquad (1)$$

Für das unendlich lange Rohr und bei rotationssymmetrischem Wärmeübergang sind $\frac{\partial^2\vartheta}{\partial z^2} = 0$ und $\frac{\partial^2\vartheta}{\partial\varphi^2} = 0$

aus (1) folgt

$$\frac{\partial^2\vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\vartheta}{\partial r} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \qquad (2)$$

Ihre Lösung lautet: $\vartheta(r) = -\frac{q_v \cdot r^2}{4\lambda} + C_1 \ln r + C_2$ (3)

$$\vartheta(r) = \vartheta_i - \frac{q_v}{4\lambda}\left[(r^2 - r_i^2) + 2r_i^2 \ln\frac{r}{r_i}\right] \qquad (4)$$

Für die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_W$ in der Rohrwand erhält man mit der Wärmestromdichte $q = q_v \frac{2 r_a}{r_a^2 - r_i^2}$:

$$\Delta\vartheta_W = \vartheta_i - \vartheta_W = \left[\frac{q \cdot r_a}{\lambda} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{r_i^2}{r_a^2 - r_i^2} \ln\frac{r_a}{r_i}\right] \qquad (5)$$

Es soll nun geprüft werden, ob die Vernachlässigung axialer Wärmeleitung statthaft ist.

Für das endlich lange Rohr ist das Temperaturfeld auch von **z** abhängig. In vereinfachter Schreibweise lautet (1) bei Annahme konstanter Energieproduktion über den Umfang

$$f'' + g'' + \frac{1}{r} g' + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \qquad (6)$$

wobei f (z) = f und g (r) = g gesetzt wird.

Es ist zu prüfen, inwieweit die Lösung der Differentialgleichung von der des unendlich langen Rohres abweicht. Mit dem vereinfachten Ansatz

$$\vartheta(r,z) = f(z)\cdot g(r) - \frac{q_v}{4\lambda}(r^2 - 2r_i^2 \ln r) \qquad (6\,a)$$

folgt aus (6)

$$g f'' + f g'' + \frac{1}{r} f g' = 0 \qquad (7)$$

woraus man nach Multiplikation mit $\frac{1}{g \cdot f}$ und nach Trennung der Variablen

$$\frac{f''}{f} = -\frac{g''}{g} - \frac{1}{r}\frac{g'}{g} = \omega^2 \qquad (7\,a)$$

erhält, worin ω einen Eigenwert darstellt.

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung $f'' = \omega^2 \cdot f$ (8) lautet:

$$f = \xi_1 \cosh \omega z + \xi_2 \sinh \omega z \qquad (9)$$

Das Temperaturfeld ist symmetrisch für $+z$ und $-z$. Daher kann der unsymmetrische Teil der Lösung $\xi \sinh \omega z = 0$ gesetzt werden.

Die Konstante ω^2 wird aus der Bessel'schen Differentialgleichung

$$g'' + \frac{1}{r} g' + \omega^2 g = 0 \qquad \text{bestimmt.} \qquad (10)$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung lautet

$$g = \eta \cdot J_0(\omega r) + \psi Y_0(\omega r) \qquad (11)$$

Mit den Randbedingungen $g'(r_i) = 0$

und $$-\lambda_W \cdot g(r_a) \cdot f(z) = \alpha \cdot g(r_a) \cdot f(z) \qquad (12)$$

oder $$g'(r_a) + h \cdot g(r_a) = 0 \qquad (13)$$

mit $$h = \frac{\alpha}{\lambda_W}$$

folgt $$g'(r_i) = \eta \cdot \omega \cdot J_o'(\omega r_i) + \psi \cdot \omega \cdot Y_o'(\omega r_i) = 0 \qquad (14)$$

und

$$g'(r_a) + h \cdot g(r_a) = \eta\left[h \cdot J_o(\omega r_a) + \omega J_o'(a r_a)\right] + \psi\left[h\, Y_o(\omega r_a) + \omega Y_o'(\omega r_a)\right] = 0 \qquad (15)$$

Gl. (14) kann man durch Gl. (15) ausdrücken und als Determinante anschreiben

$$\begin{vmatrix} \eta \cdot \omega \cdot J_o'(\omega r_i) & \psi \cdot \omega \cdot Y_o'(\omega r_i) \\ \eta\left[h \cdot J_o(\omega r_a) + \omega \cdot J_o(a r_a)\right] & \psi\left[h \cdot Y_o(\omega r_a) + \omega \cdot Y_o'(\omega r_a)\right] \end{vmatrix} = 0 \qquad (16)$$

Die Amplitude der Bessel'schen Funktionen J_o , Y_o klingt aperiodisch ab und konvergiert gegen Null /65/. Geht $\omega \cdot r_i \to \infty$ können die Funktionen durch ihre negative Ableitung ausgedrückt werden:

$$J_1(\omega r_i) = - J_o'(\omega r_i) \qquad Y_1(\omega r_a) = - Y_o'(\omega r_a)$$

Mit den Vereinfachungen

$$A = \omega r_i \qquad \text{und} \qquad H = \frac{\alpha \cdot r_i}{\lambda_W} = h \cdot r_i$$

folgt:

$$\begin{vmatrix} J_1(A) & Y_1(A) \\ H \cdot J_o(A \frac{r_a}{r_i}) - A \cdot J_1(A \frac{r_a}{r_i}) & H \cdot Y_o(A \frac{r_a}{r_i}) - A \cdot Y_1(A \frac{r_a}{r_i}) \end{vmatrix} = 0 \qquad (17)$$

Die Funktionswerte für die Besselfunktion kann man Tabellen entnehmen / 66 /. Die Eigenwerte ω für die kleinste Nullstelle der Determinanten werden im folgenden berechnet.

Bei gegebener Geometrie und $\lambda_W = 18$ W/m °C erhält man für

$$\alpha_1 = 4 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2 \text{ °C} \qquad \omega_1 = 1\,055$$
$$\alpha_2 = 1{,}5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2 \text{ °C} \qquad \omega_2 = 2\,050$$
$$\alpha_3 = 4 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2 \text{ °C} \qquad \omega_3 = 6\,550$$

Das Temperaturfeld in der Wand kann somit nach folgender Gleichung vollständig berechnet werden:

$$\vartheta(r,z) = \vartheta_\infty(r) + \sum_{\nu=1}^{\infty} a_\nu \cdot f_\nu(z) \cdot g_\nu(z) \tag{18}$$

Für eine Abschätzung der axialen Temperaturverteilung genügt es, das Verhältnis der Temperaturen an der Stelle (z) und die maximale Störung an der Stelle ($z = l/2$) zu kennen

$$f_\nu(z) = \frac{\cosh(\omega_\nu z)}{\cosh(\omega_\nu \cdot \frac{l}{2})} = \frac{e^{\omega_\nu z} + e^{-\omega_\nu z}}{e^{\omega_\nu \frac{l}{2}} + e^{-\omega \frac{l}{2}}} \qquad \text{oder}$$

$$f_\nu(z) = e^{-\omega_\nu(\frac{l}{2} - z)} \cdot \frac{1 + e^{-2\omega_\nu \cdot z}}{1 + e^{2\omega_\nu l/2}} \tag{19}$$

wie aus Bild 16 hervorgeht, klingen die Unterschiede zwischen dem Temperaturfeld des endlichen und des unendlich langen Rohres an den Rändern sehr schnell ab. Je größer der Wärmeübergangskoeffizient α ist, desto größer ist der Teil der Rohrlänge, für den das radiale Temperaturfeld des unendlich langen Rohres gilt. Für den kleinsten Wärmeübergangskoeffizienten α der vorliegenden Versuche von $\alpha = 4 \cdot 10^3$ W/m^2 °C ist der Einfluß axialer Wärmeleitung an der Stelle z = 75 mm auf 0,5 % seines maximalen Betrages an der Stelle $z = \frac{l}{2} = 80$ mm abgeklungen. Setzt man voraus, daß der Stromzuführungsbolzen mindestens die Temperatur der Flüssigkeit hat, würde die maximale Störung $|\vartheta_i - \vartheta_s| = 9{,}5$ °C betragen. Da die Wandtemperaturen an der Stelle $z = \pm 30$ mm gemessen werden, ist auch unter den eingangs getroffenen Vereinfachungen der Einfluß axialer Wärmeleitung auf das Meßergebnis zu vernachlässigen.

6. Diskussion der Meßergebnisse

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen sollen klären, welchen Einfluß die Wärmestromdichte, der Dampfdruck und die Heizflächenbeschaffenheit auf den Wärmeübergang beim Blasensieden haben. Die physikalische Deutung der Meßergebnisse bereitet insofern Schwierigkeiten, als ein statistischen Gesetzen gehorchender zeitlich und örtlich instationärer Wärmeübergangsmechanismus an Hand integraler als stationär angenommener Einflußgrößen (q, $\Delta\vartheta_S$) erklärt werden soll. Es ist daher zweckmäßig, sich die Ursachen der Blasenbildung und den derzeitigen Stand der Erkenntnisse klar zu machen.

6.1 Einfluß der Rauhigkeit

Die Erfahrung lehrt, daß Dampfblasen stets an den Heizflächen entstehen /5/, /33/. Spontane (homogene) Keimbildung in keimfreier Flüssigkeit selbst gilt wegen der dazu notwendigen Flüssigkeitsüberhitzung von etwa 200 °C 41 bis 2 000 °C /5/, /33/ als unwahrscheinlich. Die Bildung von Dampfblasen geht von Keimen aus. Diese Keime sind Vertiefungen /5/, /16/, /47/ , die von der Kühlflüssigkeit nicht benetzt werden. Im übertragenen Sinne fungieren die Keime sozusagen als "thermodynamische Katalysatoren". Von ihrer Aktivierung hängt die erreichbare Effizienz der Wärmeübertragung ab. Die Keimaktivierung hängt wiederum von der Geometrie der Keime und dem thermodynamischen Gleichgewichtszustand an den Phasengrenzen ab. Entscheidenden Einfluß auf die Keimaktivierung hat die Benetzung, die durch den an der Dreiphasengrenze (fest, flüssig, dampfförmig) auftretenden Randwinkel β gekennzeichnet ist.

6.1.1 Zur Benetzung rauher Oberflächen

Die Benetzung der Heizfläche kann als statisches und als dynamisches Problem betrachtet werden /16/, /17/. Eine Schwierigkeit liegt bereits in der Definition der "Grenzfläche". Sie kann nicht als beliebig dünn angenommen werden. Der Übergang von einem Stoff zum anderen erstreckt sich über einen Bereich von einer oder mehrerer Molekülschichten /30/, /31/. Flüssige Stoffe sind in Abwesenheit äußerer Kräfte bestrebt, aufgrund ihrer Oberflächenenergie Minimaloberflächen anzu-

nehmen. Ihre Oberflächenenergie kann nach der von Lord Kelvin angegebenen Beziehung /30/, /46/.

$$u = \sigma - \vartheta \frac{d\sigma}{d\vartheta} \tag{20}$$

berechnet werden. Über die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenenergie von Flüssigkeiten liegen Meßergebnisse vor. Bei festen Körpern reichen die zwischenmolekularen Kräfte für die Bildung von Minimaloberflächen nicht aus. Die Art der Rauhigkeit, die Kristallstruktur und die Adsorption von verschiedenen Stoffen müßten in die Berechnung der Oberflächenenergie einbezogen werden. Darüberhinaus ist die Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenspannung zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten nicht bekannt. Mangels eines geeigneten Berechnungsverfahrens hilft man sich mit Gleichgewichtsbetrachtungen an gemessenen Randwinkeln. Der Randwinkel β tritt als Gleichgewichtsparameter für den Gleichgewichtszustand auf, der sich an der Dreiphasengrenzfläche zwischen Heizfläche, Flüssigkeit und Dampf unter der Wirkung zweier Oberflächenspannungen (σ_{fv} , σ_{sv}) und einer Grenzflächenspannung γ_{sf} einstellt /71/, /30/. An rauhen Oberflächen, deren "wahre" Oberfläche R_w mal größer ist als ihre als völlig glatt angenommene "geometrische" Oberfläche, wird der Randwinkel nach Wenzel /51/derart verändert, daß der Betrag von $(\pi - \beta)$ vergrößert wird. Im Falle benetzender Flüssigkeit $(\beta < \pi/2)$ wirkt sich eine rauhigkeitsbedingte Oberflächenvergrößerung derart aus, daß der Randwinkel β abnimmt. In Bild 17 a und 17 b werden die Randwinkelbeziehungen für glatte und rauhe Oberflächen nach dem Prinzip der virtuellen Arbeiten hergeleitet. Auch wenn die Wenzel'sche These zum Rauhigkeitseinfluß aus obengenannten Gründen nicht voll bestätigt, sondern nur qualitativ angewendet werden kann, hat sie für das Blasensieden eine wichtige Konsequenz: Der Blasenabreißdurchmesser, der aufgrund einer Gleichgewichtsbetrachtung über die an der Blase angreifenden Auftriebs-, Schwer- und Haftkräfte hergeleitet wurde, muß von der Rauhigkeit der Heizfläche abhängig sein.

Die Frage, ob und in welcher Form ein Flüssigkeitsfilm unter einer Dampfblase vorhanden ist und wie an einer rauhen Oberflächen der Randwinkel zu messen ist, soll

hier nicht diskutiert werden. Sie wurde an anderer Stelle theoretisch /16/, /20/ und experimentell /75/, /76/ untersucht, wobei verschiedene Interpretationen der Experimente möglich sind /76/, /41/.

Nach Fritz /2/ ist der Abreißdurchmesser von Dampfblasen

$$d = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \cdot b \cdot f(\beta) \tag{21}$$

mit der Laplace-Konstanten $b = \sqrt{\frac{2\cdot\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}$ (22)

und einer Funktion des Randwinkels, die durch

$$f(\beta) = 0{,}0118 \cdot \beta^{\circ} \tag{23}$$

angenähert werden kann. Nach /5/ erhält man eine vereinfachte Beziehung

$$d = 0{,}0146 \cdot \beta^{\circ} \cdot b \tag{24}$$

Da die Rauhigkeit der Heizflächen bei den vorliegenden Versuchen variiert wurde und da sie außerdem an den verschiedenen Versuchsstrecken statistisch streut, müßten je nach Rauhigkeit verschiedene Abreißdurchmesser auftreten. Bei Anwendung des Wenzel'schen Rauhigkeitsfaktors müßten die Abreißdurchmesser an polierten und sandgestrahlten Oberflächen sich erheblich unterscheiden. Die Länge der in Bild 18 gezeigten Kontur des sandgestrahlten Rohres ist etwa um den Faktor 1,4 größer als die des polierten Rohres. Setzt man senkrecht zur Bildebene die gleiche Rauhigkeit voraus, so hätte man eine relative Flächenvergrößerung um den Faktor $1{,}4^2 = 2$.

Anhand von Zeitdehneraufnahmen wurde versucht, die Blasenabreißdurchmesser an verschieden rauhen Rohren zu ermitteln. Bei der Auswertung dieser Aufnahmen stellt man fest, daß an der Rohroberfläche lokal verschiedene Abreißdurchmesser vorkommen und daß außerdem an ein und demselben Keim Dampfblasen unterschiedlichen Durchmessers abreißen (siehe hierzu /80/).

Der Schluß, diese Streuung beruhe allein auf Unterschiede in der örtlichen Rauhigkeit, ist sicher zu weitgehend, da außerdem die durch hydrodynamische Wechselwirkungen bedingten Kräfte (Bjerknes-Kräfte /21/) und thermodynamische Schwankungserscheinungen eine Rolle spielen.

Die statistischen Mittelwerte des Blasenabreißdurchmessers an verschieden rauhen Rohren unterscheiden sich nicht wesentlich. Man kann folgern, daß die untersuchten Oberflächenrauhigkeiten bei Verwendung desselben Werkstoffes keinen nennenswerten Einfluß auf den Randwinkel β haben.

6.1.2 Kriterien für die Aktivierung von Keimen

Die Mikro-Rauhigkeit der Keime dürfte ungeachtet der mechanischen Oberflächenbearbeitung vom Kristallaufbau der festen Wand abhängen. Werden wie in dieser Arbeit Versuchsstrecken gleichen Materials und gleichen Gefüges verwendet, müßte die Mikro-Rauhigkeit der Keimberandung bei allen untersuchten Rauhigkeiten gleich sein. Abgesehen vom Temperatureinfluß ist der Keim-Randwinkel noch von der Art, Menge und Anordnung der an der Keimberandung adsorbierten Stoffe und der Verschiebung der 3-Phasen-Grenzlinie im Keim abhängig. (Bedingungen für hinreichend stationäre Bedingungen s. 4.4). Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen ihren Dampf σ_{fv} nimmt bekanntermaßen mit der Temperatur ab /73/. Über die Änderung der Grenzflächenspannung γ_{sf} mit der Temperatur existieren leider keine quantitativen Angaben.

Durch die Unsicherheit im Keim-Randwinkel sind die anderen für das Kräftegleichgewicht an Keimen berechneten Größen nicht sehr genau.

Der Anschaulichkeit wegen wird im folgenden zunächst das Gleichgewicht zwischen einer Dampfblase und der Flüssigkeit betrachtet.

Für das labile Gleichgewicht zwischen Innendruck der Dampfblasen und der Summe aus Flüssigkeits- und Kapillardruck $p_\sigma = \frac{2\sigma_{fv}}{R}$ ergibt sich der Gleichgewichtsradius für die von Flüssigkeit umgebene Blase nach $p_i = p_a + p_\sigma$

$$\text{zu } R_{gl} = \frac{2\sigma}{p_i - p_a} \tag{25}$$

Der Flüssigkeitsdruck p_a entspricht dem Dampfdruck an der ebenen Flüssigkeitsoberfläche p_s . Streng genommen muß noch die Dampfdruckerniedrigung an der konkaven Blasenoberfläche nach Lord Kelvin/Helmholtz berücksichtigt werden.

$$\rightarrow \quad R_{gl} = \frac{2\sigma}{p_i - p_s} \cdot \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \tag{26}$$

Zur Kompensation der Dampfdruckerniedrigung von

$$\Delta p_{gl} = p_i - p_s = \frac{2\sigma}{R_{gl}} \cdot \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \tag{27}$$

ist eine Überhitzung der angrenzenden Flüssigkeit um

$$\Delta\vartheta_{gl} = \Delta p_{gl} \left(\frac{d\vartheta}{dp}\right) \tag{28}$$

erforderlich, wobei $\left(\frac{d\vartheta}{dp}\right)_s$ der Neigung der Dampfdruckkurve entspricht. Ist die Flüssigkeitsüberhitzung $\Delta\vartheta > \Delta\vartheta_{gl}$, wächst die Blase an, ist $\Delta\vartheta < \Delta\vartheta_{gl}$, verschwindet sie.

Werden diese Überlegungen auf mehr oder weniger mit Dampf gefüllte Keime übertragen, so ist der Blasenradius R_{gl} durch den Radius der sich im Keim ausbildenden Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeit und Dampf R_{glk} zu ersetzen /59/. Am idealisierten konischen Keim ist R_{glk} unter Berücksichtigung der Länge k des Keimöffnungswinkels φ und des Keim-Randwinkels β_k zu berechnen.

$$R_k = \frac{k}{\cos\left(\beta_k - \frac{\varphi}{2}\right)} \tag{29}$$

Am Beispiel von Bild 17 c und Bild 17 d erkennt man, daß der Radius R_k je nach Randwinkel β_k ein positives oder ein negatives Vorzeichen haben kann. Für $\beta_k - \frac{\varphi}{2} > \frac{\pi}{2}$ wird R_k negativ. Da R_k beliebig kleine Werte annehmen kann, kann der nach außen wirkende Kapillardruck beliebige große Außendrucke kompensieren /59 /. Bei konvexen Flüssigkeitsoberflächen ist die Dampfdruckerhöhung nach Lord Kelvin zu berücksichtigen. Für $\beta_k - \frac{\varphi}{2} > \frac{\pi}{2}$ gilt:

$$\Delta p_{k1} = p_i - p_s = -\frac{2\sigma}{R_k}\frac{\rho'}{\rho'-\rho''} = -\frac{2\sigma}{k}\frac{\rho'}{\rho'-\rho''}\left|\cos\left(\beta - \frac{\varphi}{2}\right)\right| \qquad (30)$$

An Keimen dieser Art stellt sich nach (30) stets ein stabiles Gleichgewicht ein. Sie sind unabhängig von Gaseinschlüssen und von temperaturstabilen Keimen.

Ist dagegen $\beta_k - \frac{\varphi}{2} < \frac{\pi}{2}$, so ist der Krümmungsradius stets positiv. Nach der Gleichgewichtsbeziehung gemäß (27)

$$\Delta p_{k2} = \frac{2\sigma}{R_k}\frac{\rho'}{\rho'-\rho''} = \frac{2\sigma}{k}\frac{\rho'}{\rho'-\rho''}\cos\left(\beta_k - \frac{\varphi}{2}\right) \qquad (31)$$

liegt in Keimen dieser Art labiles Gleichgewicht vor. Wird z. B. infolge einer Temperaturabsenkung der Flüssigkeit die erforderliche Gleichgewichtsüberhitzung $\Delta\vartheta_{gl}$ unterschritten, so kann R_k beliebig kleine Werte annehmen. Die Phasengrenzfläche kann in diesem Fall bis zum Porengrund zurückweichen. Der im Keim befindliche Dampf kondensiert. Der Keim wird zerstört. Er kann nur dann nicht zerstört werden, wenn er Gas enthält und die Flüssigkeit mit diesem Gas gesättigt ist.

Wenn die Randwinkel und die Keimöffnungswinkel hinreichend genau bekannt wären, könnte ebenfalls die Gleichgewichtsüberhitzung von aktivierten Keimen (mit endlicher Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeit und Dampf) berechnet werden. Zur Zeit sind Angaben über diese Parameter nicht bekannt.

Zusammenfassend sei auf die außerordentliche Bedeutung der Benetzung von Keimen hingewiesen. Mit der schlechten Benetzung von Keimen können die anfänglich hohen Wärmeübergangskoeffizienten an frischen gasreichen Oberflächen erklärt werden. Allgemein können stabile Keime nur

dann existieren, wenn sie bei der tiefsten auftretenden Temperatur noch fähig sind, mit der Flüssigkeit eine konvexe Phasengrenzfläche von endlicher Größe zu bilden.

6.1.3 Messungen zum Rauhigkeitseinfluß

Zur Diskussion eigener Messungen an verschieden rauhen Oberflächen in Hinblick auf Keimaktivierungskriterien eignet sich besonders die von Weippert/41/ gewählte Darstellung (Bild 19). Aus dieser Darstellung geht hervor, wie hoch eine Flüssigkeit gemäß (27) und (28) überhitzt sein muß, damit eine von ihr umgebene Dampfblase vom Radius R_{gl} sich im labilen Gleichgewicht befindet. Als Parameter dient der Druck. Je größer der Krümmungsradius ist, desto geringer ist bei gleichbleibendem Druck die erforderliche Flüssigkeitsüberhitzung. Andererseits nimmt für einen bestimmten Krümmungsradius mit zunehmendem Druck die erforderliche Flüssigkeitsüberhitzung ab. Sinngemäß kann man diese Darstellung auch auf Krümmungsradien, die an gas- und dampfgefüllten Keimen auftreten, anwenden.

In Bild 19 wurden für zwei Rauhigkeiten und zwei Wärmestromdichten eigene gemessene Wandtemperaturen eingetragen. Es wird vereinfachend angenommen, daß die Wand- und Flüssigkeitstemperatur übereinstimmen. Aus der Lage der Kurven 1 und 2 für das blank gezogene Rohr zu den Kurven 3 und 4 für das gesandstrahlte Rohr geht hervor, daß bei Wärmestromdichten von $q = 5 \cdot 10^4$ W/m^2 die höhere Keimfreudigkeit der rauhen Oberfläche eine niedrigere Wandtemperatur bewirkt. Der Wärmeübergang ist an der rauhen Oberfläche größer als am blank gezogenen Rohr. Nach Bild 20 ist der Wärmeübergangskoeffizient α der Glättungstiefe R_p proportional. Die von Stephan an R 11 und Wasser bei Drucken zwischen 1 und 3 bar und bei Wärmestromdichten zwischen $2 \cdot 10^3$ und $6 \cdot 10^4$ W/m^2 gefundene Abhängigkeit von $\alpha \sim R_p^{0,133}$ wird mit den Messungen für $q = 5 \cdot 10^4$ W/m^2 und im Druckbereich $1,6 < p < 20$ bar bestätigt. Mit zunehmender Wärmestromdichte q nimmt der Rauhigkeitseinfluß offenbar ab. Für $q = 10^6$ W/m^2 und 1,65 bar ist $\alpha \sim Rp^{0,12}$ und für $q = 10^6$ W/m^2 und 19,6 bar ist $\alpha \sim Rp^{0,10}$. Auch Bild 19 läßt am Verlauf der Kurve 4 erkennen, daß der Rauhigkeitseinfluß geringer wird. Wahrscheinlich gibt es einen Rauhigkeitsbereich von der Größen-

ordnung $\leq$ 0,1 µm bei Drucken > 20 bar und Flüssigkeitsüberhitzungen von etwa 15 °C, wo sowohl das glatte wie auch das rauhe Rohr die gleiche Zahl von aktiven Keimen aufweisen.

Diese These wird damit begründet, daß sowohl das rauhe als auch das glatte Rohr aus dem gleichen austenitischen Stahl bestehen und vom Gefüge her eine gleichartige Mikrorauhigkeit im Bereich der Kristalle und Korngrenzen aufweisen. Es wäre interessant, diesen Effekt an Hand einer gegenüber 3.3.1 verbesserten Temperaturmeßtechnik auch bei Drucken >20 bar zu untersuchen.

Mit diesen Meßergebnissen wird auch der Einwand widerlegt, der Rauhigkeitseinfluß sei allein auf die Vergrößerung der Oberfläche zurückzuführen. Die Glättungstiefe ist als integraler Rauheitskennwert auch ein Maß für die mit zunehmender Rauhigkeit anwachsende wahre Oberfläche. Dieser Einwand hat nur für langwellige Rauhigkeiten von geringer Neigung und großer Abmessung eine gewisse Berechtigung. Sind die Vertiefungen so groß, daß sie von Konvektionsbewegungen erfaßt werden und der Temperaturgradient der instationären Wärmeleitung im Mittel senkrecht zur wahren Oberfläche verläuft, müßte die Vergrößerung der Oberfläche mit einem dem Rippenwirkungsgrad ähnlichen Ausdruck berücksichtigt werden. Im vorliegenden Fall dürfte die Oberflächenrauhigkeit wegen der geringen Abmessungen nicht in diesen Rauhigkeitsbereich fallen.

Die von Berenson /70/ an ähnlich wie im vorliegenden Fall bearbeiteten Oberflächen und mit siedendem n-Pentan gefundenen Unterschiede im Wärmeübergangskoeffizienten α von bis zu 600 % dürften auf einer Fehlinterpretation der Meßergebnisse beruhen (s. 3.1 und 4.1).

6.2 Einfluß der Wärmestromdichte

Mit zunehmender Wärmestromdichte q steigen die Wandtemperatur und das treibende Temperaturgefälle $\Delta\vartheta_S$ zwischen der Wand und der Flüssigkeit, (Bild 21). Wegen der Steilheit der Kurven kann man den Exponenten m in dem Ansatz $\alpha \sim \Delta\vartheta^m$ nicht gut ablesen. Es soll daher die Darstellung nach Bild 22 und 23 mit dem Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = \frac{q}{\Delta\vartheta_S}$

als Funktion von der Wärmestromdichte α bevorzugt werden. Wegen der Identität m = 1/1-n kann man m leicht berechnen. Für das blank gezogene Rohr ist bei einem Druck von

$$p = 1,54 \text{ bar} \quad \alpha \sim q^{0,76} \text{ oder } \Delta\vartheta_s \sim q^{4,2} \quad \text{und bei}$$

$$p = 147 \text{ bar} \quad \alpha \sim q^{0,63} \text{ oder } \Delta\vartheta_s \sim q^{2,7}$$

Für geschmirgelte und polierte Rohre besteht eine ähnliche Proportionalität.

Die Zunahme des Wärmeüberganges mit der Wärmestromdichte kann man folgendermaßen erklären:

Mit der Wärmestromdichte erhöht sich die Zahl der abgelösten Dampfblasen durch Aktivierung weiterer Keime und möglicherweise auch durch Erhöhung der Blasenfrequenz. Mit der Zahl der abgelösten Blasen pro Zeiteinheit (und mit ihrem Durchmesser) nehmen die Driftströmungen infolge sich bildender und aufsteigender Dampfblasen zu. Die aufsteigenden Blasen reißen überhitzte Flüssigkeit mit sich fort und ziehen seitlich kältere Flüssigkeit in wandnahe Schichten. Beer /47/ berechnete die Bahnkurven zu dieser Driftströmung und bestätigte die Rechnung durch Messungen. Bei Zunahme von Driftströmungen wird die instationäre Wärmeleitung an und in der Wand intensiviert.

Mit zunehmender Wärmestromdichte steigen die Wandtemperatur und mit ihr die Temperatur des in den Keimen befindlichen Gases und der Flüssigkeit. Wird dabei die Gleichgewichtsüberhitzung $\Delta\vartheta_{glk}$ von Keimen mit dem kritischen Keimkrümmungsradius R_{glk} überschritten, so werden diese aktiviert (siehe Bild 19).

Die statistische Verteilung der Keime und die der Keimkrümmungsradien entscheidet darüber, wieviele Keime bei vorgegebener Gleichgewichtsüberhitzung aktiviert werden. Die statistischen Verteilungsfunktionen für gezogene, polierte und geschmirgelte Oberflächen scheinen

untereinander gut übereinzustimmen, während das sandgestrahlte Rohr (siehe Bild 18) eine andere Verteilungsfunktion aufweist. Damit kann auch erklärt werden, warum der Wärmeübergang am sandgestrahlten Rohr bei niedrigen Wärmestromdichten sehr groß ist und die Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten α mit der Wärmestromdichte meist nicht so groß ist wie am glatten Rohr.

6.3 Einfluß des Dampfdruckes

Nach Fritz /3/ nimmt der Wärmeübergang beim Blasensieden mit steigendem Druck gemäß $\alpha \sim p^{0,24}$ zu. Hausen /7/ und Gorenflo /81/ wählten eine ähnliche Darstellung, die um eine Funktion f (p/p_{krit}) erweitert, den Druckeinfluß etwas besser wiedergibt (s. Bild 24). Verglichen mit den nach verschiedenen Wärmeübergangsbeziehungen (Tabelle 1) berechneten Kurven, weisen die eigenen durch Messungen belegten Kurven sowohl für kleine ($5 \cdot 10^4$ W/m^2) als auch für große Wärmestromdichten (10^6 W/m^2) allgemein eine größere Steigung auf. Bild 24 zeigt, wie stark die nach verschiedenen Gleichungen berechneten Wärmeübergangskoeffizienten voneinander und vom gemessenen Wert abweichen. Allerdings ist nach eigenen Messungen die Zunahme des Wärmeüberganges mit dem Druck auch von der Wärmestromdichte und der Rauhigkeit abhängig (s. Bild 25).

Im folgenden sollen die Ursachen für den Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten α mit zunehmendem Druck p diskutiert werden. Mit dem Dampfdruck werden 8 Einflußparameter (nach 2.2.1) ϑ_s, ρ', ρ'', λ, ν, c_p, r, σ_{fv} geändert. Aus Bild 26 geht hervor, wie einige abgeleitete Einflußgrößen sich bei Druck- bzw. Temperaturzunahme des Wassers im Bereich $1,5 < p < 150$ bar ändern.

Ausgehend davon, daß die Intensität der instationären Wärmeleitung als Ursache für den hohen Wärmeübergang von der Größe, Frequenz, Beschleunigung und Geschwindigkeit der abreißenden Blasen abhängig ist, soll diskutiert werden, ob sich aus dieser Sicht nach derzeitigem Stand unserer Kenntnisse eine Erklärung für die starke Druckabhängigkeit des Wärmeüberganges beim Blasensieden finden läßt. Der Blasenabreißdurchmesser d nimmt nach Gl. (21) mit steigendem Druck bei als

konstant angenommenem Randwinkel ab, weil die Oberflächenspannung σ_{fv} stärker abnimmt als die Dichtedifferenz $\rho' - \rho''$. Entsprechend nimmt auch das Volumen der abreißenden Dampfblasen V_{bl} ab. Die Geschwindigkeit der Driftströmungen im Gefolge aufsteigender Dampfblasen ist nach Beer /47/ etwa halb so groß wie die Steiggeschwindigkeit von Dampfblasen. Die Steiggeschwindigkeit der Blasen hat die Größenordnung von 0,1 - 1,0 m/sec. Über die Druck- oder Temperaturabhängigkeit dieser Geschwindigkeit gibt es keine Angaben. Sicherlich wird sie mit abnehmendem Dichteunterschied zwischen Dampf und Flüssigkeit abnehmen. Es ist daher für einen orientierenden Vergleich nützlich, die relative Abnahme der Steiggeschwindigkeit an Hand der Stokes'schen Gleichung für laminare Umströmung einer kugelförmigen Blase abzuschätzen. Aus dem Gleichgewicht der Auftriebskraft mit den Schwer- und Reibungskräften

$$\frac{d^3\pi}{6}(\rho' - \rho'')g = 3 \cdot \pi \cdot d \cdot \eta \cdot w_\infty \tag{32}$$

folgt

$$w_\infty = w = \frac{(\rho' - \rho'') \cdot g \cdot d^2}{18 \cdot \eta} \tag{33}$$

Die ermittelten Steiggeschwindigkeiten werden mit der für p = 1,6 bar berechneten normiert. Der in Bild 26 eingetragene Verlauf der dimensionslosen Steiggeschwindigkeit $\frac{w(p)}{w(1,6)} = f(p)$ zeigt, daß die Geschwindigkeit unter dem Einfluß der Dichtedifferenz $\rho' - \rho''$, des Abreißdurchmessers (d^2) und der Zähigkeit der Flüssigkeit η zunächst bis zu einem Druck von 8 bar zunimmt, dann aber bis um den Faktor 5 abnimmt.

Die Driftströmungen werden durch die Blasenfrequenz angeregt. Wird die von Mc Fadden und Grassmann /69/ abgeleitete Beziehung $f \cdot d^{1/2} = \text{const} = 17,5\ \text{cm}^{1/2}/\text{s}$ zur Abschätzung der Blasenfrequenz herangezogen, so kommt man zu dem Schluß, daß die Frequenz sich höchstens um den Faktor $f_2/f_1 = \sqrt{\frac{d_1}{d_2}} = 1,4$ ändern kann. Obwohl die exakte Bestimmung der Blasenfrequenz mit dieser Beziehung nicht möglich ist (s. 6.5), liefert sie doch nützliche Vergleichswerte. Begrenzt wird die Blasenfrequenz auch von der Steiggeschwindigkeit. Im Extremfall bilden sich beim Filmsieden Dampfschläuche /78/ .

Als weiterer Parameter wurde die von Stephan /5/ vorgeschlagene Weber-Zahl $We_f = \frac{(fd)^2 \cdot \rho \cdot d}{\sigma}$ eingetragen. Die Weber-Zahl drückt dynamische Ähnlichkeit von Vorgängen aus, bei denen das Verhältnis der Trägheitskräfte $\rho \cdot w^2 \cdot l^2$ zu den Oberflächenkräften $\sigma \cdot l$ gleich ist.

Die mit der Mc Fadden-Beziehung $f \cdot d^{1/2} = \text{const}$ berechnete Weber-Zahl weist eine geringe Zunahme im untersuchten Druckbereich auf. Sie ist allerdings stark stoffabhängig.

Multipliziert man die obige Weber-Zahl mit w^2, erhält man

$$We_f = \frac{(fd)^2 w^2 \rho d}{w^2 \sigma} = Str^2 \cdot We \qquad (34)$$

als Produkt aus dem Quadrat der Strouhal-Zahl und der Weber-Zahl. Die Strouhal-Zahl drückt das Verhältnis der Bildungsfrequenz einer instationären Strömung zur auf die charakteristische Länge bezogenen stationären Strömungsgeschwindigkeit aus. Das Ablösen von Wirbeln an querangeströmten stumpfen Körpern bei Einphasenströmung könnte man als Analogon des Blasenabreißens ansehen. Trägt man die mit der Steiggeschwindigkeit der Blasen gebildete Strouhal-Zahl über dem Druck auf, so erhält man einen zunächst etwas fallenden und von 50 bar an kräftig steigenden Verlauf von $Str = f(p)$. Geht man davon aus, daß die instationäre Wärmeleitung Ursache des guten Wärmeübergangs ist, so sollte man tatsächlich auch eine Zunahme der Fourier-Zahl $Fo = \frac{a \cdot t}{d^2}$ mit steigendem Druck erwarten. Für die Zeit wird $t = 1/f = d^{1/2}/c$ gesetzt; d ist der Blasenabreißdurchmesser.

$$Fo = C \cdot \frac{a}{\sqrt{d^3}} \qquad (35)$$

Wie aus Bild 26 hervorgeht, nimmt die Fourier-Zahl mit steigendem Druck um den Faktor 2 zu. Alle mit der Frequenz f bzw. mit der Beziehung $f \cdot d^n = \text{const}$ gebildeten Kenngrößen enthalten allerdings einen wesentlichen Unsicherheitsfaktor. Die Abhängigkeit $f \cdot d^n = \text{const}$ ist unzureichend belegt und wegen der Stoffabhängigkeit nicht universell anwendbar. Die mit ihr errechneten Kenngrößen können daher allenfalls zu qualitativen Vergleichen herangezogen werden. Die Zunahme der Weber-, Strouhal- und Fourier-Zahl läßt jedoch, und das ist hier entscheidend, auf eine Zunahme des Wärmeübergangs schließen.

Ein wesentlicher Einfluß auf den Wärmeübergang muß vom Energietransport durch die aufsteigenden Blasen ausgehen. Während die Verdampfungsenthalpie r bei Drücken zwischen 1,5 und 150 bar um den Faktor zwei abnimmt, nimmt die Dichte des Dampfes ρ'' um zwei Größenordnungen zu. Entsprechend steil ist der Anstieg des Produktes $\rho'' \cdot r$. Unter Vernachlässigung der Volumenarbeit ist $\rho'' \cdot r$ die Energie, die pro m^3 gebildeten Dampfes von der Heizfläche abgeführt wird.

Die Verdampfungsenthalpie der Dampfblasen, die an der Heizfläche gebildet werden, anwachsen und schließlich abreißen, liegt bei 1 bar in der Größenordnung von 1 - 10 % der insgesamt an die Kühlfüssigkeit abgeführten Energie. An Hand von Filmaufnahmen kann man zeigen, daß der Blasenabreißdurchmesser zwar mit dem Druck abnimmt, die Blasenbedeckung der Heizfläche dagegen druckunabhängig ist. Selbst wenn man berücksichtigt, daß die normierte Steiggeschwindigkeit $\frac{w(p)}{w(1,6)}$ der Dampfblasen mit dem Druck um eine Größenordnung abnimmt und wenn man ausgehend davon auf eine geringere Dampfvolumenbildung an der Heizfläche von der gleichen Größenordnung erkennt, muß der Transport von Verdampfungsenthalpie bei einer Druckerhöhung von 1 auf 150 bar um eine Größenordnung zunehmen. Das scheint für den Wärmeübergang sehr wichtig zu sein.

Die Dichteänderung des Dampfes mit steigendem Druck hat eine weitere wichtige Konsequenz. Infolge der Dichtezunahme von $\rho'' = 0,9$ kg/m^3 bei 1,6 bar auf $\rho'' = 95$ kg/m^3 bei 150 bar, wobei das jeweilige Dichteverhältnis $\rho'/\rho'' = 1050$ auf $\rho'/\rho'' = 10$ abnimmt, wird bei höherem Druck eine größere Masse Dampf je Volumeneinheit gebildet und von der Heizfläche weggeführt. Diese Masse muß durch andere kältere Flüssigkeit ersetzt werden, wodurch der Wärmeübergang verbessert wird.

Zusammenfassend kann man die Zunahme des Wärmeübergangs beim Blasensieden um eine Größenordnung im Bereich $1,6 < p < 150$ bar damit begründen, daß

1. die Keimbildung aktiviert wird,
2. der Transport von Verdampfungsenthalpie stark zunimmt, und
3. die instationäre Wärmeleitung durch den höheren Dampfmassenstrom intensiviert wird.

Die Zunahme der Fourier-, Weber- und Strouhal-Zahl mit steigendem Druck läßt ebenfalls auf eine Verbesserung des Wärmeübergangs schließen. Der Stand der Kenntnisse über den Mechanismus des Wärmeübergangs läßt allerdings noch keine Schlüsse zum quantitativen Einfluß dieser Größen zu. Dieses gilt auch für den Einfluß der instationären Wärmeleitung in der metallischen Wand.

Die Abnahme des Blasenabreißdurchmessers und der Blasensteiggeschwindigkeit läßt auf einer Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Druck schließen. Wie die Meßergebnisse zeigen, überwiegen die den Wärmeübergang fördernden Einflußgrößen.

6.4 Lokaler Wärmeübergang am Umfang des Rohres

Für die Anwendung der gefundenen Gesetzmäßigkeiten an waagerechten Rohren auf andere Geometrien ist der lokale Wärmeübergang an der Rohroberfläche maßgebend. Fritz /3/ vergleicht Ergebnisse von Versuchen an waagerechten und senkrechten zylindrischen Heizflächen verschiedener Autoren und findet für das Gebiet ausgebildeten Blasensiedens von Wasser innerhalb der Meßgenauigkeit gute Übereinstimmung. Auch von Kornbichler und Kretzinger /6 /wird ein Einfluß der Geometrie auf den Wärmeübergang beim Blasensieden verneint. Fritz /3/ zeigt außerdem die vergleichsweise stärkere Streuung der Meßergebnisse im Übergangsbereich von freier Konvektion zum Blasensieden bei $q < 10^4$ W/m^2 auf.

Stephan /5 /weist unterschiedliche Wärmeübergangskoeffizienten am waagerechten Rohr und an waagerechter Platte durch Messung des Wärmeübergangs an siedendem R 11 nach. Wendet man seine Ergebnisse auf Wasser an, so ist der Wärmeübergang am Rohr

bei $q = 2 \cdot 10^4$ W/m^2 um ca. 15 % höher
bei $q = 10^5$ W/m^2 gleich groß
und bei $q = 9 \cdot 10^5$ W/m^2 um ca. 22 % niedriger

als an der Platte.

Derartige Unterschiede im Wärmeübergang sind plausibel. Während für für alle an der waagerechten Platte gebildeten Dampfblasen, von Randeinflüssen abgesehen, gleiche Haft- und Auftriebsbedingungen gelten, sind

diese für das Rohr vom Winkel φ (s. Bild 27) abhängig und sehr verschieden. Für die Dampfblasen an der Rohrunterseite ($\varphi = 180\ ^{o}$) gelten andere Haft-, Auftriebs- und hydrodynamische Bedingungen als für die an der Oberseite des Rohres ($\varphi = 0$). Nach Beer /47/ beeinflußt die Form von Driftströmungen, die im Verein mit abschwimmenden Dampfblasen auftreten, den Wärmeübergang nachhaltig. Da die Driftströmungen an verschiedenen Stellen φ am Rohrumfang verschieden sind, muß dort auch der Wärmeübergang verschieden sein.

Dies konnte durch eigene Messungen bestätigt werden. Das als Versuchsstrecke eingesetzte dünnwandige Rohr von 0,2 mm Wanddicke und das unter 3.3.1.3 beschriebene Meßverfahren ermöglichen die Messung der "örtlichen" Wandtemperatur $\vartheta = f(\varphi)$ und eine Abschätzung des "örtlichen" Wärmeübergangskoeffizienten. Aufgrund der geringen Abmessung des Temperaturmeßfühlers von 0,4 mm kann unter Berücksichtigung des größten gemessenen Temperaturgradienten in Richtung φ von 0,25 °C/mm und unter Vernachlässigung der Wärmeleitung in der den Meßfühler umgebenden Luft die örtlich gemessene Temperatur auf $\pm$ 0,1 °C genau bestimmt werden.

Für die Abschätzung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten α_l werden wegen der geringen Rohrwanddicke von 0,2 mm die Wärmestromdichte q und die Wärmeleitfähigkeit λ als konstant angenommen und $\frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi}$, $\frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} = 0$ gesetzt. Folglich kann auch das Temperaturgefälle in der Wand $\Delta \vartheta_W = \text{const}$ gesetzt werden. Die Änderung von α_l ist also der Änderung von $\Delta \vartheta_S$ umgekehrt proportional.

In Bild 27 ist die Abweichung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten vom gemessenen Mittelwert über den halben Rohrumfang $0 < \varphi < 180\ ^{o}$ aufgetragen. Das Temperaturfeld in der anderen Rohrhälfte ist symmetrisch zu diesem. Parameter ist die Wärmestromdichte. Die Abweichungen nehmen mit abnehmender Wärmestromdichte q zu. Für $q \geq 3 \cdot 10^5$ W/m^2 sind sie praktisch vernachlässigbar. Das Ergebnis für $q = 4,5 \cdot 10^4$ W/m^2 fällt bei 1,6 bar schon in den Übergangsbereich zur freien Konvektion, siehe auch Bild 2. Bei ausgebildetem Blasensieden z.B. bei $q = 1,5 \cdot 10^5$ W/m^2 und $p = 1,6$ bar betragen die Abweichungen immerhin noch + 8 % bzw. - 6 %.

Vergleich mit anderen Heizflächengeometrien:

Faßt man den Bereich $-10^{\circ} < \varphi < +10^{\circ}$ des Rohrumfangs näherungsweise als ebene waagerechte Platte auf, so entnimmt man den gemessenen Abweichungen, daß der Wärmeübergang in Übereinstimmung mit /5/ stets schlechter ist als der integrale Mittelwert am Rohr. Wird allerdings der Wärmeübergang in diesem Bereich durch den Siedevorgang an den benachbarten gekrümmten Flächen verschlechtert, so ist dieser Schluß nicht mehr zulässig.

Im Bereich $80^{\circ} < \varphi < 100^{\circ}$ könnte man einen Vergleich mit einer senkrechten Platte oder einem senkrechten Rohr anstellen. Danach wäre der Wärmeübergang an senkrechten Heizflächen schlechter als der mittlere an waagerechten zylindrischen Rohren, jedoch besser als an waagerechten ebenen Platten. Die Verschlechterung gegenüber dem waagerechten zylindrischen Rohr ist plausibel, weil mit der Zunahme der Dampfblasen und damit des Dampfvolumens während des Aufsteigens der Blase große Driftströmungen mangels Flüssigkeit in Wandnähe an Intensität abnehmen.

Die im unteren Bereich des Rohres nachgewiesenen hohen Wärmeübergangskoeffizienten werden wie folgt erklärt: Für den Rohrdurchmesser $D = \infty$ ist im statischen Fall ein Ablösen der Blasen wegen Verschwindens der Tangentialkomponenten des Auftriebs unmöglich (Sieden in unterkühlter Flüssigkeit bleibt hier außer Betracht). Es muß daher an waagerechten zylindrischen Oberflächen auch ein Einfluß der Geometrie auf den Wärmeübergang vorhanden sein.

Werden die an der Unterseite des Rohres gebildeten Dampfblasen jedoch durch hydrodynamische Kräfte, die von benachbarten Flüssigkeitsballen und Dampfblasen stammen, seitlich verschoben, so gleiten sie aufgrund ihres Auftriebes und der hydrodynamischen Strömungskräfte an der gekrümmten Wand empor. Die Tangentialkomponente des Auftriebs nimmt bis zum Meridian ($\varphi = 90$) laufend zu. Die Radialkomponente des Auftriebs (zur Rohrachse hin) der Blase nimmt entsprechend ab. An Hand kinematographischer Aufnahmen des Siedevorganges kann man beobachten, daß die von der Unterseite her an der Wand entlanggleitende Blase

von der Gestalt einer großen Bohne, in der Regel breiter als hoch, auf die Größe eines etwa 10-fachen Abreißvolumens einer "normalen Dampfblase" anwächst, Bild 28 . Im Gefolge dieser Großblase muß eine kräftige Driftströmung verhältnismäßig kalte (jedoch nicht unterkühlte) Flüssigkeit an die Unterseite des Rohres heranführen, die ihrerseits die instationäre Wärmeleitung an der Wand verbessert. Wie Bild 27 zeigt, sind die Bedingungen für den Wärmeübergang bei $\varphi = 140^{\circ}$ am besten. Für $q = 4,5 \cdot 10^4$ W/m^2 und p = 1,6 bar liegt bei $\varphi = 140^{\circ}$ der lokale Wärmeübergangskoeffizient 14 % über dem integralen Mittelwert. Mit zunehmender Blasenbedeckung des Rohres verliert jedoch dieser "Großblaseneffekt" an Wirkung. Für $q = 3 \cdot 10^5$ W/cm^2 ist die Abweichung vom Mittelwert praktisch vernachlässigbar.

6.5 Diskussion von Zeitdehneraufnahmen

Die im Zusammenhang mit dieser Arbeit gemachten Filmaufnahmen brachten folgende Ergebnisse über den Blasenabreißdurchmesser d_a und der Blasenfrequenz f:

1. "Normales" Blasensieden (die Flüssigkeit besitzt Sättigungstemperatur)

   Eine quantitative Auswertung der Filme ist wegen der großen Zahl der sich teilweise überdeckenden Dampfblasen mit zunehmender Wärmestromdichte q allenfalls bis zu Wärmestromdichten von $4 \cdot 10^4$ W/m^2 möglich. Bei Wärmestromdichten von weniger als $4 \cdot 10^4$ W/m^2 kann der Einfluß freier Konvektion nicht ausgeschlossen werden.

   Die Kontur der Blasenoberfläche ist unregelmäßig. Die örtlich verschiedene Flüssigkeitsüberhitzung an der Phasengrenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit verursacht örtlich verschiedenes Wachstum der Dampfblase. Die Oberflächenspannung σ_{fv} ist örtlich so verschieden, daß die Dampfblase nicht die kleinstmögliche Oberfläche annimmt. Die Abmessungen der von der Heizfläche abgelösten Dampfblasen liegen zwischen 0,1 und 10 mm. Einheitliche Blasenfrequenzen

wurden nicht beobachtet. Die zeitliche Folge wie auch der Durchmesser der an einem beobachteten Siedekeim gebildeten Dampfblasen sind voneinander verschieden. Interessant ist die Beobachtung, daß der in der angelsächsischen Literatur als "isolated region" bezeichnete Einflußbereich ($2 \cdot d_a$) eines Siedekeims auch bei niedrigen Wärmestromdichten von z. B. $4 \cdot 10^4$ W/m^2 oft mehrere "tätige" Siedekeime besitzt, an denen sich in zufälliger Reihenfolge jeweils Dampfblasen bilden.

Die bei verschiedenem Druck und verschiedener Wärmestromdichte gefilmten Vorgänge am Rohr lassen sich qualitativ wie folgt beurteilen:

Bei gleichbleibender Wärmestromdichte q und zunehmendem Druck p nimmt der Abreißdurchmesser d_a ab.

Bei konstantem Druck p nimmt bei Erhöhung der Wärmestromdichte q die Blasenbedeckung der Heizfläche zu.

Berühren sich zwei Blasen, so koalieren sie.

Von der Unterseite her gleiten besonders bei Wärmestromdichten unter $2 \cdot 10^5$ W/m^2 Dampfblasen an der Wand hoch und wachsen dabei sehr stark an. Die "Wartezeit" bis zur Bildung einer Dampfblase in der "Spur" der hochgleitenden Großblase ist unverhältnismäßig lang, jedoch von Keimstelle zu Keimstelle und auch an ein und derselben Keimstelle verschieden.

Bei Wärmestromdichten über $2 \cdot 10^5$ W/m^2 ist es unmöglich, einzelne Siedekeime zu beobachten.

2. Unterkühltes Blasensieden (die Flüssigkeit ist um $\Delta\vartheta_u$ gegenüber der Sättigungstemperatur ϑ_s unterkühlt).

Der quantitative Einfluß der Unterkühlung auf den Wärmeübergang wurde in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht. Die optische Auswertung von kinematographischen Aufnahmen ist hier jedoch nicht so schwierig. Sie soll kurz erwähnt werden.

Die Überhitzung der Flüssigkeit an der Heizfläche löst die Blasenverdampfung aus. Je nach Größe der Unterkühlung kondensiert die Dampfblase unmittelbar an der Wand oder nach dem Ablösen in der Flüssigkeit. Von einem Abreißdurchmesser kann man daher nicht sprechen. Den Durchmesser in Abhängigkeit von der Lebensdauer verschiedener Dampfblasen zeigt Bild 29. Zunächst wachsen die Blasen sehr schnell an. Nachdem sie ihren größten Durchmesser erreicht haben, beginnen sie sich langsam zurückzubilden. Die Zahl der pro Flächeneinheit gebildeten Dampfblasen nimmt mit der Wärmestromdichte und bei großen Wärmestromdichten auch mit der Flüssigkeitsunterkühlung zu. Die Tendenz, eine Minimaloberfläche zu bilden, ist bei Dampfblasen in unterkühlter Flüssigkeit sehr ausgeprägt. Aus Bild 28 geht hervor, daß bei einer Wärmestromdichte von $q = 4 \cdot 10^5$ W/m^2, einem Druck von $p_s = 1,02$ bar und einer Unterkühlung von $\Delta \vartheta_u = 16,5$ °C die "Wartezeiten" bis zur Neubildung etwa halb so lang sind wie die "Lebensdauer" der Dampfblasen. Momentaufnahmen nach Bild 28 vermitteln einen Überblick über die Zahl und die Abmessungen der jeweils an der Rohroberfläche befindlichen Dampfblasen. Bild 30 zeigt die statistische Verteilungskurve der Dampfblasendurchmesser. Während für große Flüssigkeitsunterkühlung eine Häufigkeitsverteilung mit ausgeprägtem Maximum beobachtet wird, ist dieses bei niedriger Unterkühlung weniger ausgeprägt. Für normales Sieden muß mit einer noch weniger ausgeprägten Verteilung gerechnet werden.

Es sei schließlich darauf hingewiesen, daß eine umfassende Untersuchung, die den Einfluß der Parameter Heizflächenbeschaffenheit, Wärmestromdichte, Kühlmittel und -Unterkühlung auf die Blasendynamik klären soll, die Auswertung von mehr als hundert Filmen erfordert. Eine derartige Arbeit kann man nur mit Hilfe von programmierten elektronischen Verfahren bewältigen.

Der Abreißdurchmesser wurde anhand einer Gleichgewichtsbetrachtung hergeleitet /48/ und bei Versuchen mit elektrisch beheizten Drähten ge-

messen. Für andere Geometrien stellt der aus der Gleichgewichtsthermodynamik berechnete Wert jedoch nur eine fiktive Größe dar. Er eignet sich vorzüglich für die dimensionslose Darstellung und Herleitung von Ähnlichkeitsbeziehungen, wie sie in der Hydrodynamik mit Erfolg angewendet werden. Die Blasenfrequenz und die Funktion $f \cdot d^n = \text{const.}$ /69/ sind nur unter Vorbehalten in ein Berechnungsverfahren einzubeziehen. Als Streuung von $f\ d^n$ werden von Stephan /5/ $\pm$ 40 % angegeben. Da die instationäre Wärmeleitung von der Hydrodynamik sich bildender und abschwimmender Dampfblasen eingeleitet wird, ist es unerläßlich, die Funktion F (d, f) künftig näher zu untersuchen.

6.6 Wiedergabe der Meßergebnisse durch bekannte Gleichungen

Bild 24 zeigt, daß die eigenen Meßergebnisse zum Einfluß des Druckes auf den Wärmeübergang inmitten einer Schar errechneter Kurvenverläufe liegen. Die Streuung der Kurven kann zum Teil mit der Anwendung verschiedener Versuchs- und Meßverfahren erklärt werden. Die von Stephan /5/ entwickelte Wärmeübergangsbeziehung wurde aufgrund von Messungen bei Drücken bis 3 bar aufgestellt. Bei niedrigen Drücken ist die Übereinstimmung der hiernach berechneten Werte mit den eigenen Meßergebnissen recht gut. Extrapoliert man diese Gleichung auf höhere Drücke, werden die Abweichungen erheblich. Modifiziert man die von Stephan abgeleitete Beziehung

$$Nu = 0{,}071 \cdot K_1^{0,7} \cdot \overline{K}_2^{0,3} \cdot \overline{K}_9^{-0,133} \qquad (36)$$

derart, daß man die Konstante gleich 10^{-5} setzt und $K_2^{-0,3}$ durch $K_2^{-0,8}$ ersetzt, erhält man insbesondere für kleine Wärmestromdichten auch bei höheren Drücken eine bessere Übereinstimmung (s. Bild 31). Allerdings können auch mit dieser Gleichung die Meßergebnisse noch nicht voll befriedigend wiedergegeben werden. So weichen bei Wärmestromdichten von 10^6 W/m^2 die so berechneten um bis zu $\pm$ 20 % von den gemessenen Werten ab.

6.7 Fehlerabschätzung

Die Meßunsicherheit soll mit Hilfe einer Fehlerrechnung abgeschätzt werden. In die Beziehung für den Wärmeübergangskoeffizienten werden die gemessenen Großen eingeführt

$$\alpha = \frac{q}{\Delta\vartheta_s} = \frac{\frac{U\,I}{2 r_a \pi l}}{\vartheta_i - \vartheta_s - \frac{U\,I}{2\pi\lambda_w l}\left[\frac{1}{2} - \frac{r_i^2}{r_a^2 - r_i^2}\cdot \ln\frac{r_a}{r_i}\right]} \tag{37}$$

Diese Gleichung kann jedoch unter Vernachlässigung der Wandkrümmung vereinfacht werden, weil $s/r \ll 1$ ist. Die Temperaturdifferenz in der als eben angenommenen Wand wird damit um den geringen Anteil von 0,6 % zu hoch angesetzt. Mit $D = 2\,r_a$ geht Gl. (37) über in

$$\alpha = \frac{U\,I}{\pi\, l\, D\,(\vartheta_i - \vartheta_a) - \frac{U\,I\,s}{2\lambda_w}} \tag{38}$$

Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz /38/, /39/, /40/ erhält man den relativen systematischen Fehler $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ dieser Funktion aus den systematischen Fehlern ΔU, ΔI . . . der einzelnen voneinander unabhängigen Meßgrößen U, I . . . nach folgender Formel:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{\Delta U}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial U} + \frac{\Delta I}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial I} + \frac{\Delta(\vartheta_i - \vartheta_s)}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial(\vartheta_i - \vartheta_s)} + \frac{\Delta D}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial D} + \frac{\Delta\lambda_w}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial\lambda_w} + \frac{\Delta l}{\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial l} \tag{39}$$

Für (39) erhält man mit $k = \frac{s\,I\,U}{2\lambda_w} + l\pi D\,T$ $\qquad T = \vartheta_i - \vartheta_s$

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \Delta U\left(\frac{s\,I}{2k\lambda_w} + \frac{1}{U}\right) + \Delta I\left(\frac{s\,U}{2k\lambda_w} + \frac{1}{I}\right) + \Delta D\,\frac{\pi l T}{k} + \Delta T\,\frac{\pi l D}{k} + \Delta\lambda_w\,\frac{s\,U\,I}{2k\lambda_w^2} +$$

$$+ \Delta s\,\frac{U\,I}{2k\lambda_w} + \Delta l\,\frac{\pi D T}{k} \tag{40}$$

Führt man in diese Gleichung die im Versuch gemessenen Größen und ihre Fehler ein, so gewinnt man eine Übersicht über den Gesamtfehler. Aus Bild 32 geht die Zunahme des Gesamtfehlers mit zunehmendem Druck und abnehmender Wärmestromdichte hervor. In Tabelle 2 kann man den Anteil der verschiedenen Meßgrößen am Gesamtfehler ablesen. Der Fehler in der Spannung und im Strom ist vorwiegend vom Verhältnis der Anzeige zum Meßbereich abhängig. Der auf Längenmaße entfallende

Fehler beträgt insgesamt höchstens 2,25 %. Er beruht überwiegend auf der Wanddickentoleranz von 2 %. Die Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Stahls ist als Funktion der Temperatur am Institut für Reaktorwerkstoffe mit einem Fehler von ± 5 % gemessen worden. Wegen der geringen Wanddicke geht dieser Fehler nur mit höchstens 0,25 % in den Gesamtfehler ein. Der Fehler der Temperaturdifferenz $\vartheta_i - \vartheta_s$ von 0,2 °C geht in den Fehler des treibenden Temperaturgefälles stark ein. Besonders bei hohen Drucken, bei denen bekanntlich das treibende Temperaturgefälle sehr kleine Werte annimmt (z.B. 1,6 °C), wird der Gesamtfehler wegen des Fehlers in der Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_s$ besonders groß und damit die Grenze des angewandten Meßverfahrens offenkundig.

Der Fehler im elektrischen Widerstand ist unter der Annahme eines gleichmäßigen Wärmeübergangs vernachlässigbar.

Die mittlere Wärmestromdichte wird über die Strom- und Spannungsmessung bestimmt. Für die Abweichung der örtlichen Wärmestromdichte von der mittleren müssen die Wanddickentoleranzen von ± 2 % und die Temperaturverteilung in der Wand berücksichtigt werden. Nach den Kapiteln 4. und 6.4 ist eine Abweichung zwischen der örtlichen und der mittleren Temperatur von höchstens 2,5 °C möglich. Gemäß dem Franz-Wiedemann-Lorenz'schen Gesetz /35/, wonach $\frac{\lambda \cdot \rho_{el}}{T}$ = const. ist, kann die Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ_{el} abgeschätzt werden. Im untersuchten Temperaturbereich ändert sich der elektrische Widerstand etwa um 1 ‰, wenn sich die Temperatur um 1 °C ändert. Der Fehler in der Wärmestromdichte ist also praktisch nur von der Toleranz in der Wanddicke abhängig und beträgt etwa ± 2 %.

6.8 Reproduzierbarkeit

Die Messungen waren sehr gut reproduzierbar. Dank der extremen Reinheit des verwendeten Wassers und der geringen Korrosionsrate der wasserberührten Teile konnten die Meßergebnisse bei Drucken unter 34 bar während einer Versuchsdauer von mindestens 10 h innerhalb der in Bild 32 angegebenen Fehlergrenzen reproduziert werden. Bei Drucken über

34 bar mußte ein systematischer Fehler, dessen Vorzeichen bekannt ist, in Kauf genommen werden (s. Abs. 6). Im Rahmen dieser Fehlergrenzen waren die Meßergebnisse wiederum reproduzierbar.

Schlußfolgerung:

Wie die Fehlerabschätzung zeigt, ist bei der gewählten Versuchsanordnung der Gesamtfehler bei Drucken bis 20 bar gemäß Bild 32 gering. Bei höheren Drücken wächst der Fehler für geringe Wärmestromdichten beachtlich an. Da bei Annäherung an den kritischen Punkt der Wärmeübergang besser wird und andererseits das Gebiet ausgebildeten Blasensiedens und die Siedekrisis zu geringeren Wärmestromdichten hin verschoben werden, müssen an die Temperaturmeßtechnik höhere Anforderungen gestellt werden. Der Meßfehler in der Temperatur darf bei Temperaturen von 300 - 400 ^{o}C höchstens ein Hundertstel Grad betragen. Temperaturmeßgeräte, die dieser Forderung genügen und außerdem auf kleinem Raum unterzubringen sind, gibt es bisher nicht.

7. Zusammenfassung

Meßergebnisse über den Wärmeübergang beim Blasensieden sind vielfach nicht miteinander vergleichbar. Die Vorgeschichte der Versuche, die Reinheit der Versuchsflüssigkeit, Korrosionsneigung, Belagbildung und die angewandte Meßtechnik beeinflussen die Meßergebnisse so stark, daß man mit ein und derselben Versuchsanordnung die verschiedensten Meßergebnisse erhalten kann.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß bei Dauerversuchen selbst bei Verwendung von Behältern aus austenitischem Stahl sich die Temperaturdifferenz zwischen der beheizten Wand und der Versuchsflüssigkeit im Laufe der Zeit um bis zu 40 % ändern kann. Häufig werden die zeitlichen Änderungen dieser Temperaturdifferenz durch die Bildung von Belägen aus Metall-Hydroxiden verursacht. Der Vergleich von Meßergebnissen, die unter solchen Bedingungen gewonnen wurden, ist sehr schwierig. Die Belagdicke, Belagstruktur und ihre stoffliche Zusammensetzung sind schwer zu bestimmen. Die Belagbildung beeinflußt auch die Keimfreudig-

keit der Oberfläche, so daß die Annahme eines durch den Belag verursachten Wärmeleitwiderstandes zwischen der metallischen Wand und der Flüssigkeit allein nicht statthaft ist.

Im Anschluß an eine systematische Untersuchung über die Ursachen von Belagbildungen wurde gezeigt, daß man bei Verwendung von sehr reinen Versuchsflüssigkeiten und bei kathodischem Schutz der Versuchsstrecke einen als "metallisch blank" bezeichneten Oberflächenzustand hinreichend lange aufrecht erhalten kann. Unter diesen Voraussetzungen treten während einer Versuchsdauer von mehr als zehn Stunden keine meßbaren Driften im treibenden Temperaturgefälle auf. Da während der Versuche Temperaturdifferenzen von mehr als 0,1 ^{o}C gemessen werden konnten, bestand somit die Möglichkeit, während der Versuchsdauer reproduzierbare Meßergebnisse zu erhalten.

Untersuchungen über den Einfluß elektrischer Felder auf den Wärmeübergang bestätigen, daß bei Spannungen unter 30 Volt kein meßbarer Einfluß auf den Wärmeübergangskoeffizienten vorhanden ist.

Die gewählten Versuchsbedingungen ermöglichten es, den Einfluß der Rauhigkeit auf den Wärmeübergang bei Drücken von 1,6 bis 20 bar und Wärmestromdichten bis $1,1 \cdot 10^6$ W/m^2 zu untersuchen und damit eine frühere Arbeit von Stephan /5/, in welcher der Einfluß der Rauhigkeit bei Drücken bis 3,0 bar und Wärmestromdichten bis $3 \cdot 10^4$ W/m^2 untersucht worden war, auch auf höhere Drucke zu erweitern. Als Maß für den Einfluß der Rauhigkeit erwies sich die von Stephan /5/ eingeführte Glättungstiefe als geeignet. Die Glättungstiefe R_p wurden zwischen 0,18 µm und 3,63 µm durch Blankziehen, Polieren, Schmirgeln, Ätzen und Sandstrahlen geändert. Alle verwendeten Rohre bestanden aus dem gleichen austenitischen Stahl und wurden im gleichen Ziehprozeß hergestellt.

Die Wärmestromdichte q wurde im Bereich von $5 \cdot 10^4$ bis $1,1 \cdot 10^6$ W/m^2 geändert. Die Stahlrohre wurden direkt mit Gleichstrom beheizt.

Der Einfluß des Druckes p auf den Wärmeübergang wurde für alle Rauhigkeiten im Bereich $1,5 < p < 20$ bar untersucht. Für das blank gezogene Rohr wurden die Versuche auf Drücke bis 147 bar ausgedehnt.

Wie die Versuche zeigten, gilt bei Drücken zwischen 1,54 und 19,6 bar und Wärmestromdichten bis $5 \cdot 10^4$ W/m^2 die von Stephan gefundene Abhängigkeit, wonach der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha \sim R_p^{0,13}$ ist. Erhöht man die Wärmestromdichte q auf 10^6 W/m^2, so nimmt der Einfluß der Rauhigkeit etwas ab. So ist für einen Druck von 2,65 bar der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha \sim R_p^{0,12}$ und für einen Druck von 19,6 bar $\alpha \sim R_p^{0,10}$.

Diese Abnahme des Rauhigkeitseinflusses auf den Wärmeübergang erklärt sich dadurch, daß unter dem Einfluß hoher Wärmestromdichten die Wandüberhitzung zunimmt und gleichzeitig mit zunehmendem Druck die zur Aktivierung von Keimen notwendige Überhitzung abnimmt, wodurch Keime geringerer Größe aktiviert werden. Offenbar weisen die untersuchten Oberflächen eine ähnliche Mikrorauhigkeit auf, die ihrerseits für die geschilderte Abnahme der Unterschiede zwischen dem Wärmeübergang an rauhen und an glatten Rohren verantwortlich ist. Die ähnliche Mikrorauhigkeit aller Rohroberflächen läßt sich durch das gleiche Gefüge der verwendeten Rohre erklären.

Die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α von der Wärmestromdichte q kann für verschiedene Drücke mit einer Potenzfunktion $\alpha \sim q^n$ angenähert werden. Der Exponent n nimmt mit zunehmendem Druck von $n = 0,76$ bei 1,54 bar auf $n = 0,64$ bei 147 bar ab.

Unter dem Einfluß des Druckes p nimmt der Wärmeübergangskoeffizient α im Bereich $1,54 < p < 1,47$ bar um etwa eine Größenordnung zu. Die Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten α wird vor allem auf den zunehmenden Transport von Verdampfungsenthalpie mit den aufsteigenden Dampfblasen zurückgeführt.

Die Meßergebnisse wurden mit berechneten Wärmeübergangskoeffizienten nach bekannten Gleichungen verglichen. Dabei ergaben sich zwischen Rechnung und Messung Unterschiede von bis zu 50 %. Die großen Unterschiede sind besonders darauf zurückzuführen, daß die starke Zunahme des Wärmeüberganges bei Drucken über 50 bar von verschiedenen Autoren unzureichend berücksichtigt wird.

Die Meßergebnisse können bei Drucken bis 5 bar mit der Beziehung von Stephan /5/ bei Abweichungen von höchstens + 10 % wiedergegeben werden. Modifiziert man diese Beziehung durch Änderung der Konstanten und des Exponenten der Kenngröße K_2, so erhält man eine Beziehung, die alle Meßergebnisse mit Abweichungen von höchstens $\pm$ 20 % wiedergibt.

8. Schrifttum

/1/ JAKOB M., W. LINKE
Der Wärmeübergang beim Verdampfen von Flüssigkeiten an senkrechten und waagerechten Flächen.
Physikalische Zeitschrift 8, (1935) 267/280

/2/ FRITZ W., W. ENDE
Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen Aufnahmen dan Dampfblasen.
Physikalische Zeitschrift 37 (1936) 391/401

/3/ FRITZ W.,
Grundlagen der Wärmeübertragung beim Verdampfen von Flüssigkeiten
Chemie-Ing.-Technik 11, (1963) 753/763

/4/ McADAMS W. H., W.E. KENNEL, C.S. MINDEN, RUDOLF CARL, P.M. PICORNELL and J.E. DEW
Heat Transfer at High Rates to Water with Surface Boiling
Industrial and Eng. Chemistry 9 (1949), 1945/1953

/5/ STEPHAN K.,
Beitrag zur Thermodynamik des Wärmeüberganges beim Sieden.
Abhandlungen d. Deutschen Kältetechnischen Verein, Verlag C. F. Müller, Karlsruhe (1964)

/6/ KORNBICHLER H., N. KRETZINGER
Der Wärmeübergang beim Sieden
AEG-Mitteilungen 48 (1958) 30/37

/7/ INSINGER JR. TH. H., H. BLISS
Transmission of Heat to Boiling Liquids
Trans. American Institute of Chemical Eng. A 36 (1940) 491/516

/8/ LABUNTSOV D.A.,
Heat Transfer in Nucleate Boiling of a Liquid.
TRG Information Series 306 (D) (1963)

/9/ HAN CHI-YEH, P. GRIFFITH
The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling, Part I.
Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 8 (1965) 887/903

/10/ HAN CHI-YEH, P. GRIFFITH
The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling, Part II.
Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 8 (1965) 905/913

/11/ HIRSCHBERG H.G.,
Zur Berechnung von Röhrenkesselverdampfern.
Kältetechnik-Klimatisierung 4 (1966) 155/160

/12/ GASPARINI R., C. DELLA ROCCA, E. IOANILLI
A New Approach to the Study and Prevention of Deposits in Modern Power Stations
Combustion 11 (1969) 12/18

/13/ BISHOP A. A., R.O. SANDBERG, L.S. TONG
Forced Convection Heat Transfer to Water at Near-Critical Temperatures and Supercritical Pressures
WCAP-Rep.-5449 (1965)

/14/ GRANT I. D. R., T.D. PATTEN, G. M. H. CARRIE
Inception of Nucleate Boiling of Water at Pressures Above Atmospheric: Characteristics of a Horizontal Surface Bearing a Normal Distribution of Cavities.
Proc. Instn. Mech. Engrs. (1967-68) 159/166

/15/ BLANK G.,
Neue Bestimmung des kritischen Punktes von leichtem und schwerem Wasser
Wärme- und Stoffübertragung Bd. 2 (1969) 53/59

/16/ GREGORIG R.,
Einfluß der Heizwand-Eigenschaften auf den Mechanismus der Blasenverdampfung
Chemie-Ing.-Technik 1 (1967) 13/20

/17/ BLISS, E. FRANK
An investigation into the effects of various platings on the film coefficient during nucleate boiling from horizontal tubes
Virginia Polytechnic Institute, Ph. D., (1967)
Engineering, mechanical

/18/ STERN O.,
Zur Theorie der Elektrolytischen Doppelschicht
Zeitschrift f. Elektrochemie, Bd. 20, (1924) 508/516

/19/ KAST W.,
Bedeutung der Keimbildung und der instationären Wärmeübertragung für den Wärmeübergang bei Blasenverdampfung und Tropfenkondensation.
Chemie-Ing.-Techn. 9 (1964) 933/940

/20/ GREGORIG R.,
Zur Thermodynamik der existenzfähigen Dampfblase am aktiven Verdampfungskeim.
Verfahrenstechnik 9 (1967) 389/392

/21/ GERLIGA V.A., I. I. MOROZOV, V.N. NAKOZIN
High-Frequency Pulsations in Heated Channels.
UDC-Report Nr. 532.551 : 536.24 (1967) 686/690

/22/ DE GROOT J.J., A. VAN OOSTEN,
C.J.N. VAN DEN MEYDENBERG, J.J.M. BEENAKKER
The Influence of an Electric Field on the Heat Conductivity of Polar Gases
Physics Letters, Vol. 25 A, No. 5, (1967) 348/349

/23/ BONJOUR E., J. VERDIER, L. WEIL
Amélioration des échanges therminiques par application d'un champ électrique dans le Fréon 12 bouillant.
Rev. Gén. du Froid 37 (1960) 825/831

/24/ KATO J.,
An investigation of the process of heat transfer during fully developed boiling on open surfaces.
Int. Chemical Engineering, Vol. 5, No. 3 (1965) 446/453

/25/ KUTATELADZE S.S., A.I. LEONT'EV,
A.G. KIRDYASHKIN
The theory of heat transfer during nucleate boiling.
Int. Chemical Engineering, Vol. 5, Nr. 3 (1965) 474/476

/26/ MÜLLER F.,
Wärmeübergang bei der Verdampfung unter hohen Drücken.
Diss. T.U. Berlin (1966)

/27/ GRÖBER, ERK, GRIGULL
Die Grundgesetze der Wärmeübertragung
3. Auflage, Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg (1963) 270/11

/28/ GRAMBERG A.,
Technische Messungen bei Maschinenuntersuchungen und zur Betriebskontrolle.
7. Aufl., Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg (1959)

/29/ SCHMIDT E.,
Einführung in die Technische Thermodynamik und in die Grundlagen der chemischen Thermodynamik.
8. Aufl., Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg, (1960)

/30/ WOLF K. L.,
Physik und Chemie der Grenzflächen.
Bd. 1, Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg, (1957)

/31/ WOLF K. L.,
Physik und Chemie der Grenzflächen.
Bd. 2, Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg, (1959)

/32/ EVANS U.R.,
Einführung in die Korrosion der Metalle
Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstr. (1965)

/33/ FRENKEL J.I.,
Kinetische Theorie der Flüssigkeiten
VEB Deutscher Verlag d. Wissenschaften, Berlin (1957) 391/435

/34/ EUCKEN A., E. WICKE
Grundriß der physikalischen Chemie
Akademische Verlagsges. Geest & Portig, Leipzig (1959)

/35/ LANGE H., R. KOHLHAAS
Über die Wärmeleitfähigkeit von Stählen bei hohen Temperaturen, 1. Teil
Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministerium Nordrhein-Westfalen, Nr. 263 (1956)

/36/ FREIER R.,
Kesselspeisewasser, Technologische Betriebsanalyse.
Verlag Walter de Gruyter & Co., Berlin (1958) 29, 34

/37/ TÖDT F.,
Korrosion und Korrosionsschutz, 2. Aufl.
Verlag Walter de Gruyter & Co., Berlin (1961) 1199

/38/ FRITZ W., H. POLECK
Über die Fehler beim Messen und die praktische Beurteilung von Meßergebnissen, Teil I
ATM J 021-12, DK 53.088.6 (1965) 67/70

/39/ FRITZ W., H. POLECK
Über die Fehler beim Messen und die praktische Beurteilung von Meßergebnissen, Teil II
ATM J 021-13, DK 53.088.6 (1965) 81/84

/40/ FRITZ W., H. POLECK
Über die Fehler beim Messen und die praktische Beurteilung von Meßergebnissen, Teil III
ATM J 021-14, DK 53.088.6 (1965) 115/116

/41/ WEIPPERT E.,
Ein Beitrag zum Problem des Wärmeüberganges von waagerechten Heizflächen an ruhende, siedende Flüssigkeiten unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der Heizflächenrauhigkeit
Diss. TH Darmstadt, D 17, (1968)

/42/ Mc GREW J.,
An Investigation on the Effect of Temperature Induced Surface Tension Gradients on Bubble Mechanics and Boiling Heat Transfer
Diss. University of Denver (1968)

/43/ BORISHANSKII V.M.,
Correlation of the Effect of Pressure on the Critical Heat Flux and Heat Transfer Rates Using the Theory of Thermodynamic Similarity.
In: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, by S.S. KUTATELADZE, Pergamon Press, (1969) 16/37

/44/ BORISHANSKII V.M., G.I. BOBROVICK, F.P. MINCHENKO
Heat Transfer from a Tube to Water and to Ethanol in Nucleate Pool Boiling.
In: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, by S.S. KUTATELADZE, Pergamon Press, (1969) 85/106

/45/ SHERCLIFF J.A.,
Fluid motions due to an electric current source
J. Fluid Mech., Vol. 40, (1970) 241/250

/46/ GRIGULL U., J. STRAUB
Die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung insbesondere im kritischen Gebiet
Progress in heat and mass transfer, Vol. 2,
Pergamon Press (1969) 151/162

/47/ BEER H.,
Beitrag zur Wärmeübertragung beim Sieden
Progress in heat and mass transfer, Vol. 2,
Pergamon Press (1969) 311/370

/48/ JAKOB M., W. FRITZ
Versuche über den Verdampfungsvorgang
Forsch. Ing. Wes. 2, (1931) 435/447

/49/ STERMAN L.S., YU. VILEMAS
The Influence of the State of Heating Surface in Heat Transfer at Boiling
Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 11, (1968) 347/351

/50/ PFEFFERKORN
Technische Mitteilungen, H. 10, 47. Jahrg. (1954) 454

/51/ WENZEL R.N.,
Resistance of solid surfaces to wetting by water
Industr. and Eng. Chemistry, Vol. 28, No. 8 (1936) 988/994

/52/ SCHWENK W.,
Stand der Kenntnisse über die Korrosion von Stahl
Stahl und Eisen 89 (1969) Nr. 10, 535/547

/53/ SENFTLEBEN H.,
Der Einfluß elektrischer Felder auf die Transporterscheinungen in Gasen
Ann. d. Physik, 7. Folge, Bd. 15 (1965) 273/277

/54/ SENFTLEBEN H., P. SCHNABEL
Der Einfluß von Raumladungen in hochisolierenden Flüssigkeiten auf den Wärmeübergang unter Wirkung elektrischer Felder
Zeitschrift f. Physik 170, (1962) 82/92

/55/ SENFTLEBEN H., P. SCHNABEL
Die Ladungsträger in hochisolierenden Flüssigkeiten und ihr Einfluß auf den Wärmeübergang
Zeitschrift f. Physil 173, (1963) 29/38

/56/ MARKELS JR. M., R. L. DURFEE
Studies of Boiling Heat Transfer with Electrical Fields: Part I.
Effect of Applied A.C. Voltage on Boiling Heat Transfer to Water in Forced Circulation.
A.I. Ch.E. Journal (1965) 716/719, Vol 11, No. 4

/57/ MARKELS JR. M., R.J. DURFEE
Boiling Heat Transfer with Electircal Field.
Chemical Engineering Progress Symposium Series, Vol. 64, No. 82, 67/71

/58/ BOCHIROL L., E. BONJOUR, L. WEIL
Amélioration des échanges therminiques par application d'un champ électrique dans les gaz liquéfiés bouillants.
Centre D'Etudes Nucleaires de Grenoble (France), 251/256

/59/ LIERKE E.G.,
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Schwingungs-Kavitation in niederviskosen gashaltigen Flüssigkeiten.
Diss. T.H. Aachen, (1967)

/60/ NUKIYAMA S.,
The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure.
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 9 (1966) 1419/1433

/61/ STEPHAN K.,
Übertragung hoher Wärmestromdichten an siedende Flüssigkeiten.
Chemie-Ing.-Techn. 38. Jahrg., H. 2 (1966) 112/117

/62/ STEPHAN K.,
Stabilität beim Sieden
Brennst.-Wärme-Kraft, Bd. 17. Nr. 12, (1965) 571/578

/63/ DOMIN G.,
Wärmeübergang in kritischen und überkritischen Bereichen von Wasser in Rohren
Brennstoff-Wärme-Kraft 15, Nr. 11, (1963) 527/532

/64/ MÖRK-MÖRKENSTEIN P., H. HERKENRATH
Wärmeübergang an Wasser bei erzwungener Strömung im Gebiet des kritischen Druckes unter hohen Heizflächenbelastungen
Chemie-Ing.-Technik, 39. Jahrg., H. 5/6 (1967) 250/253

/65/ BAULE B.,
Partielle Differentialgleichungen
Hirzel-Verlag, Leipzig, 5. Aufl. (1955) 56/60

/66/ JAHNKE-EMDE
Tafeln höherer Funktionen,
5. Aufl. Leipzig, (1952)

/67/ STEPHAN K.,
Mechanismus und Modellgesetz des Wärmeüberganges bei der Blasenverdampfung
Chemie-Ing.-Rechn., 35. Jahrg., Nr. 11, (1963) 775/784

/68/ BRAUER H.,
Berechnung des Wärmeüberganges bei ausgebildeter Blasenverdampfung
Chemie-Ing.-Techn., 35. Jahrg., Nr. 11 (1963) 764/774

/69/ Mc FADDEN P. W., P. GRASSMANN
The Relation between Bubble Frequency and Diameter during Nucleate Pool Boiling
Int. Journ. of Heat and Mass Transfer 5 (1962) 169/173

/70/ BERENSON P. J.,
Experiments on pool-boiling heat transfer
Int. J. Heat Mass Transfer (1962) 985/999

/71/ HIRSCH G.,
Bestimmung der Oberflächenspannung von Festkörpern aus Randwinkelmessungen und ihre Bedeutung bei Benetzungsproblemen.
Chemie-Ing.-Techn., 40. Jahrg., H. 13 (1968) 639/645

/72/ BJERKNES C.A.,
Hydrodynamische Fernkräfte
Ostwald Klassiker d. Exakten Wissenschaft Nr. 195,
Leipzig (1915)

/73/ GRIGULL U., J. BACH
Die Oberflächenspannung verwandte Zustandsgrößen des Wassers
Brennstoff-Wärme-Kraft 18, Nr. 2 (1966) 73/75

/74/ GRIGULL U., F. MAYINGER, J. BACH
Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und Prandtl-Zahl von Wasser und Wasserdampf
Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 1, (1968) 15/34

/75/ TORIKAI K., T. YAMAZAKI
The contact area of boiling bubbles on the heating surface.
Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki, (1964) 1/13

/76/ BONNET C., E. MACKE, R. MORIN et J. SALOMON
Fluctuations de Temperature dans la Paroi Chauffante et dans le Liquide au cours de l'Ebullition Nucléée.
EUR 3162.f, (1966)

/77/ HAUSEN H.,
Näherungsgleichung zur Berechnung der Wärmeübertragung bei Blasenverdampfung bis in die Nähe des kritischen Druckes.
Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 3 (1970) 41/43

/78/ ABADZIC E.,
Wärmeübergang beim Sieden in der Nähe des kritischen Punktes
Diss. T.H. München (1967)

/79/ BURCK E., W. HUFSCHMIDT, W. RIEBOLD
Die Bestimmung örtlicher Wärmeübergangszahlen an Rohren bei hohen Wärmestromdichten
EUR 348.d (1963)

/80/ STEPHAN K., M. KÖRNER
Blasenfrequenz beim Verdampfen reiner Flüssigkeiten und binärer Flüssigkeitsgemische
Wärme- und Stoffübertragung 3 (1970) 185/190

/81/ GORENFLO, D.
Zur Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs an siedende Kältemittel bei freier Konvektion
Chemie-Ing. Techn. 40 (1968) 757/762

Jakob u. Linke 1935	$\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\sqrt{\frac{\sigma}{\gamma}} = 30\left(\frac{q}{\rho''\, r\cdot w}\right)^{0,8}$	$\vartheta = 50°$ $p = 1{,}03$ bar
Kruschilin 1949	$\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}} = 0{,}075\left[\frac{q\cdot r}{Ts\,\lambda\, g}\,\frac{\rho''}{\rho'-\rho''}\right]^{0,7}\left[\frac{c\,\sigma\,Ts(\rho'-\rho'')}{(r\,\rho'')^2}\sqrt{\frac{g(\rho'-\rho'')}{\sigma}}\right]^{0,5}\left(\frac{\nu}{a}\right)^{-0,5}$	
Labunzow 1959	$\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\frac{c\,\rho'\sigma\,Ts}{(r\cdot\rho'')^2} = 0{,}125\left[\frac{q}{r\cdot\rho''}\cdot\frac{1}{\nu}\cdot\frac{c\cdot\rho'\sigma\,Ts}{(r\cdot\rho'')^2}\right]^{0,65}\left(\frac{\nu}{a}\right)^{1/3}$	$10^{-2} \leqq Re \leqq 10^{4}$
Iwaschkewitsch 1961	$\frac{\alpha}{\lambda}\cdot\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho'-\rho'')}} = 2\left[\frac{q\sqrt[4]{\rho''/g}}{\sqrt{\lambda\, Ts\, g}\,\sqrt[8]{\frac{\sigma(\rho'-\rho'')}{g}}}\right]^{0,7}$	
Stephan 1964	$\frac{\alpha\cdot d}{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda}\,0{,}0146\,\vartheta\sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho'-\rho'')}} = 0{,}071\left[\frac{q\,d}{\lambda\, Ts}\right]^{0,7}\left[\frac{d\,Ts\,\lambda}{\nu\,\sigma}\right]^{0,3}\left[\frac{Rp\,\rho''\,r}{d\,\rho'(fd)^2}\right]^{0,133}$	$\vartheta = 45°$ für H_2O
Müller 1966	$\frac{\alpha\cdot d}{\lambda} = \left[\frac{q\cdot d}{Ts\cdot\eta\cdot c}\right]^{0,7}\left(0{,}096 + 0{,}058\,\frac{\rho''}{\rho'}\cdot\frac{\nu}{a}\cdot\frac{\sigma}{(fd)^2\rho' d}\right)\left(\frac{Rp}{d}\right)^{0,133}\left(\frac{r^2\rho'' d}{\sigma(fd)^2}\right)^{0,22}\left(\frac{\nu}{a}\right)^{0,54}$	
Fritz 1963	$\alpha = 1{,}86\cdot q^{0,72}\cdot p^{0,24}$	$q\left[\frac{Kcal}{m^2\cdot h}\right]$; $p\left[\frac{kp}{cm^2}\right]$
Hirschberg 1966	$\alpha = C\left[\frac{r\cdot\sqrt{\rho'}\cdot\rho''\cdot\lambda\cdot c_f}{T\cdot\sqrt{g}}\right]^{1/3}\left[\sigma\left(1-\frac{\rho''}{\rho'}\right)\right]^{-1/2}\cdot q^{2/3}$	$C = 1{,}85\cdot10^{-3}$ für H_2O
Hausen 1970	$\alpha = A\left[\left(\frac{q}{q_0}\right)^{0,72}\cdot\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,24} + 30000\,\frac{p}{p_{kr}} + \frac{3890}{0{,}36+\frac{p}{p_{kr}}} - 10800\right]$	$q_0 = 1{,}163\ \frac{W}{m^2}$ | $A = 2{,}16\ \frac{W}{m^2\,°C}$ $p_0 = 0{,}9807$ bar für H_2O

Institut für Reaktorbauelemente	**Wärmeübergangsgleichungen**	Tabelle 1

Tabelle 2

Daten des Wassers

A) Im Anlieferzungszustand (Reaktorkühlwasser)

B) Nach weiterer Reinigung in der Versuchsanlage

	Dim.	A	B
Temperatur des Wassers	°C	18	18
pH-Wert	-	6,8 ÷ 7,0	≤ 7
Elektrische Leitfähigkeit $\varkappa$	µS/cm	0,2	≤ 0,1
Sauerstoffgehalt (Sättigung)	mg/l	9,45	< 0,02
Stickstoffgehalt (Sättigung)	mg/l	?	?
Kohlensäuregehalt	mg/l	< 0,01	< 0,01
Kieselsäure	mg/l	< 50	< 10
Spuren von Fe	mg/l	< 0,01	< 0,01
Cu	mg/l	< 0,01	< 0,01
Al	mg/l	< 0,01	< 0,01
Na	mg/l	< 0,01	< 0,01
Rest freier Säure	mg/l	< 0,03	-
Oxidationszahl (Permanganatverbrauch zur Bestimmung der organ. Substanz) cm^3 n/10 $KMnO_4$ Lösg./l		0,2 ÷ 0,5	-
Restsalzgehalt		< 0,02	-

Tabelle 3 — Versuchsstrecken für Siedeversuche im Autoklaven

Rohr 10 x 0,2 mm ; 150 mm lang

Rohr Nr.	Oberflächen-bearbeitung	Glättungstiefe Rp in um gemessen tangential	axial	mittlere	Rauhtiefe Rt in um tangential	axial	mittlere	Wanddicke s mm
1	blank gezogen	0,515	0,434	0,475	3,33	3,30	3,32	0,201
3	poliert	0,177	0,175	0,176	1,198	1,358	1,278	0,200
4	geschmirgelt Körnungs-Nr. 220	0,402	0,539	0,471	1,95	2,618	2,284	0,1983
5	geschmirgelt Körnungs-Nr. 100	0,495	0,910	0,703	2,36	5,85	4,11	0,1959
6	geschmirgelt Körnungs-Nr. 40	0,380	0,760	0,57	2,20	5,95	4,08	0,199
8	geätzt	0,860	1,105	0,983	3,45	4,98	4,22	0,192
12	sandgestrahlt Korn-Ø ca. 120 um	3,320	3,930	3,63	15,5	18,2	16,9	0,209

Tabelle 4

Relativer Fehler im Wärmeübergangskoeffizienten

PARAMETER: DRUCK "P" ; WAERMESTROMDICHTE "Q" ;

Q= 45,000.0 (W/M**2)

	FEHLERANTEIL:							
P (BAR)	I	U	D	T	λ	S	L	SUMME
1.600	0.5711	0.5849	0.1014	1.5840	0.0038	0.0276	0.1352	3.008
4.500	0.5717	0.6012	0.1022	2.5549	0.0061	0.0439	0.1363	4.016
13.000	0.5588	0.6141	0.1034	3.8287	0.0094	0.0675	0.1378	5.320
20.000	0.5637	0.6321	0.1043	4.9662	0.0119	0.0858	0.1391	6.503
34.000	0.5835	0.6565	0.1050	6.1785	0.0140	0.1007	0.1400	7.778
58.000	0.5744	0.6662	0.1077	8.9749	0.0214	0.1539	0.1436	10.642
100.000	0.5754	0.6813	0.1079	9.3809	0.0219	0.1576	0.1438	11.069
150.000	0.5959	0.7057	0.1117	13.9665	0.0326	0.2346	0.1490	15.796

Q= 220,000.0 (W/M**2)

	FEHLERANTEIL:							
P (BAR)	I	U	D	T	λ	S	L	SUMME
1.600	0.8970	0.7735	0.1047	1.0902	0.0129	0.0931	0.1395	3.111
4.500	0.8895	0.7920	0.1057	1.3386	0.0160	0.1150	0.1410	3.398
13.000	0.8892	0.8155	0.1103	2.2749	0.0287	0.2066	0.1471	4.472
20.000	0.9002	0.8476	0.1107	2.4597	0.0297	0.2137	0.1476	4.709
34.000	0.9445	0.8920	0.1123	3.0348	0.0341	0.2458	0.1497	5.413
58.000	0.9135	0.8834	0.1154	3.4438	0.0427	0.3073	0.1538	5.860
100.000	0.9769	0.9670	0.1223	5.2039	0.0619	0.4458	0.1631	7.941
150.000	1.0082	1.2475	0.1262	7.6493	0.0728	0.5243	0.1683	10.797

Q= 1,100,000.0 (W/M**2)

	FEHLERANTEIL:							
P (BAR)	I	U	D	T	λ	S	L	SUMME
1.600	0.7486	0.4610	0.1157	0.7465	0.0436	0.3141	0.1543	2.584
4.500	0.7649	0.4710	0.1182	0.8661	0.0506	0.3644	0.1576	2.793
13.000	0.7785	0.4941	0.1230	1.0792	0.0640	0.4606	0.1640	3.164
20.000	0.8027	0.5239	0.1281	1.3273	0.0780	0.5616	0.1708	3.592
34.000	0.8235	0.5412	0.1307	1.4768	0.0853	0.6139	0.1743	3.846
58.000	0.8831	0.5926	0.1428	2.0259	0.1190	0.8565	0.1904	4.810
100.000	0.9921	0.6811	0.1618	2.9411	0.1716	1.2353	0.2157	6.399
150.000	1.1506	0.8101	0.1884	4.2808	0.2454	1.7671	0.2511	8.694

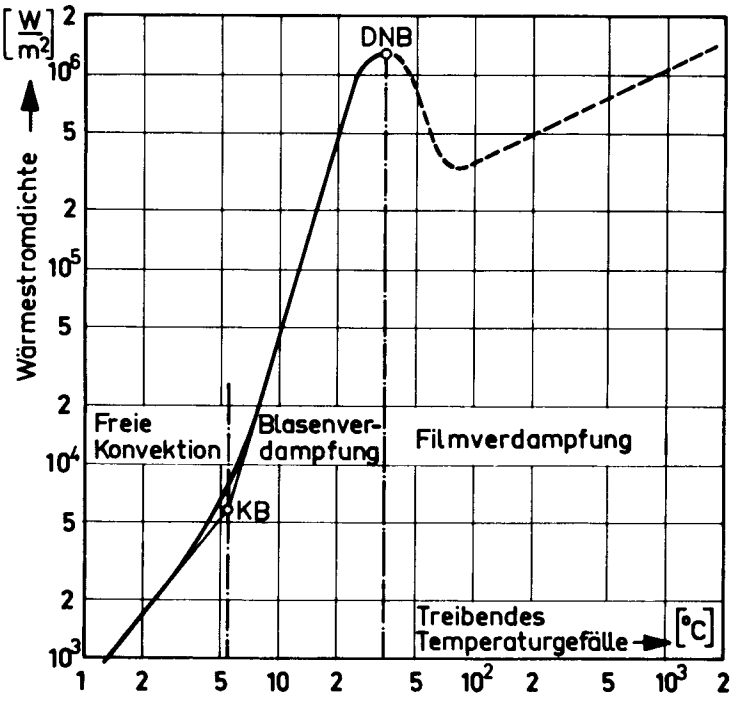


Bild 1
Siedekurve für Wasser bei p_s = 1,54 bar

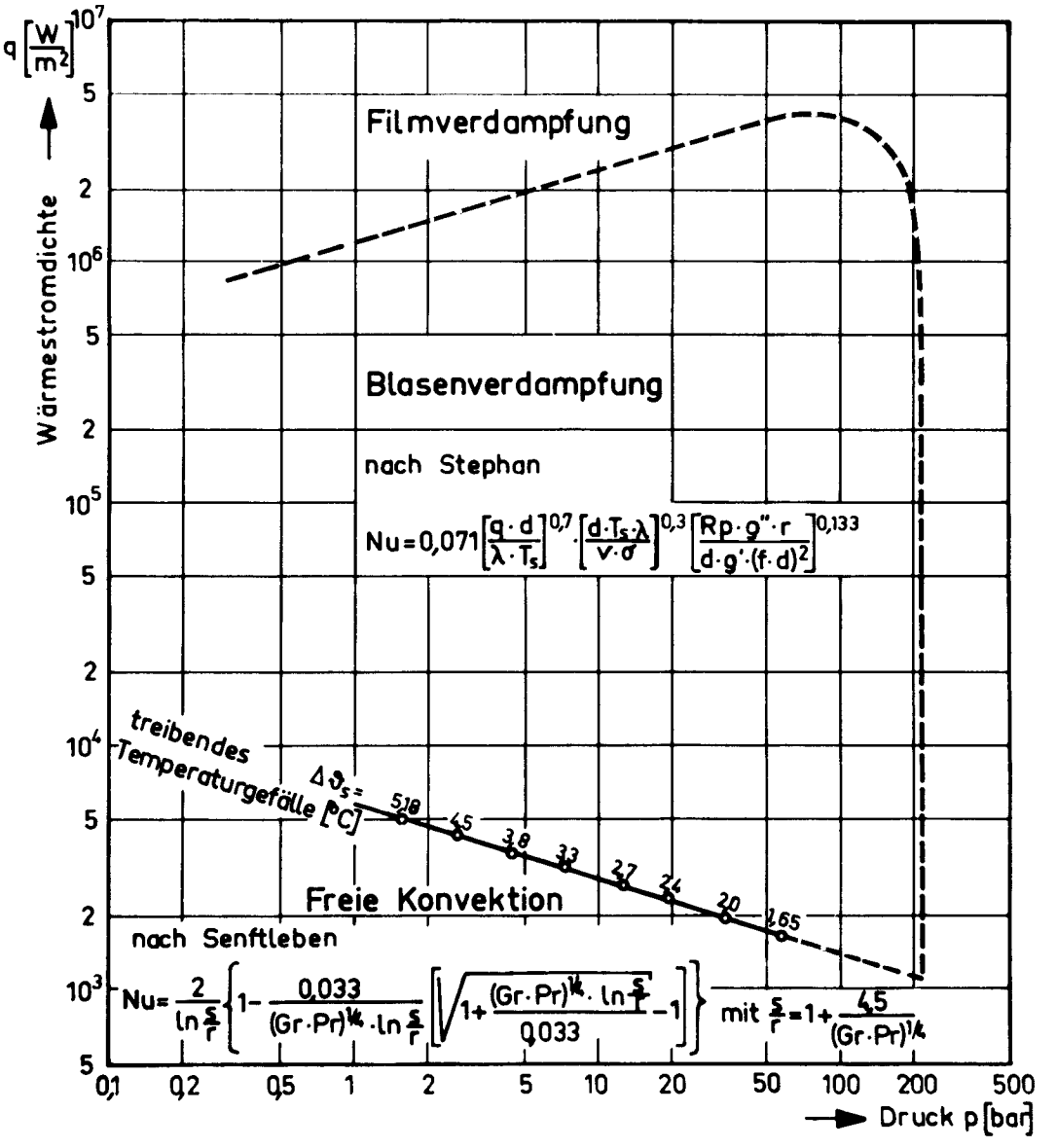
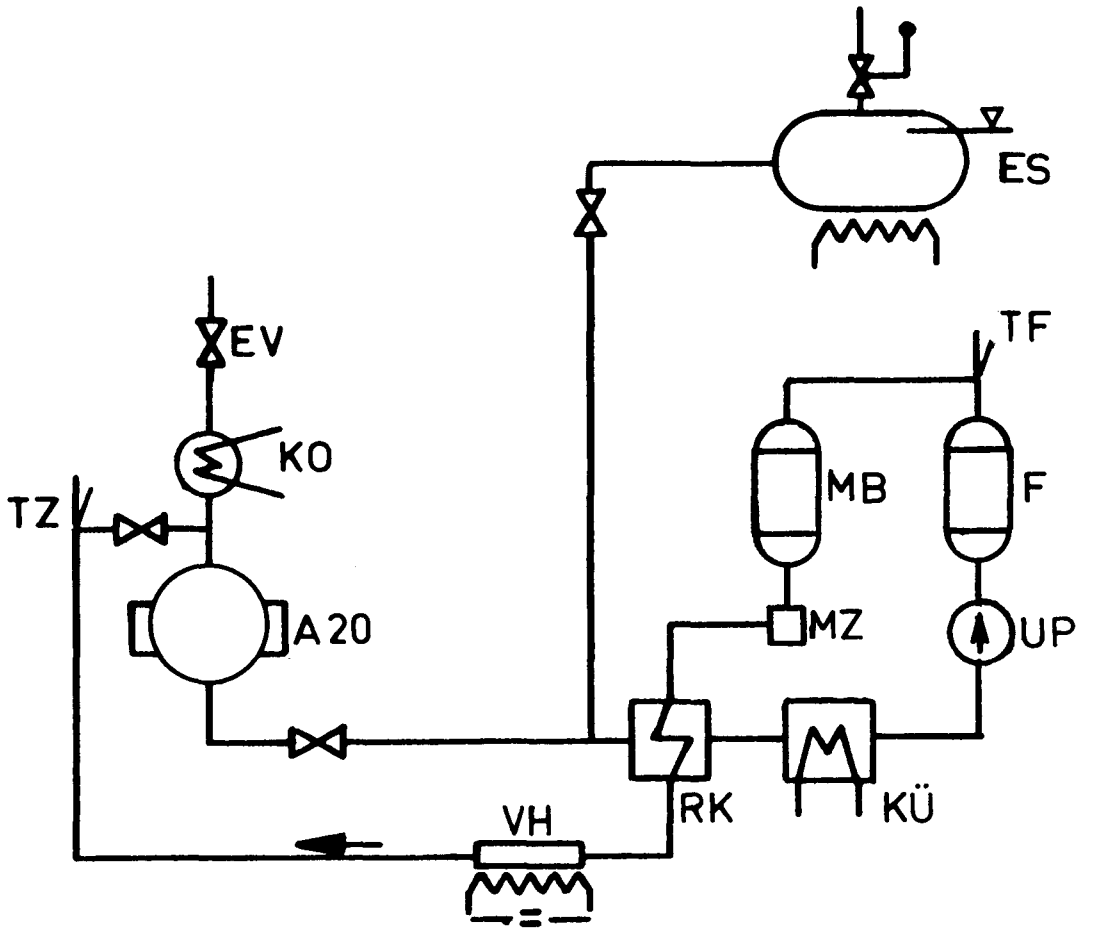


Bild 2 Das Gebiet der Blasenverdampfung von Wasser für den Wärmeübergang am waagerechten Rohr Rauhigkeit der Heizfläche Rp = 0,48 µm



A20	Autoklav für max. 20 bar
KO	Kondensator
RK	Rekuperativ-Wärmeaustauscher
KÜ	Kühler
UP	Umwälzpumpe
F	Filter (Keramik)
MB	Mischbettfilter (Anionen- u. Kationenaustausch)
MZ	Meßzelle (Kontrolle der elektr. Leitfähigkeit)
VH	Vorheizung 125 kW
ES	Entgaser u. Wasserspeicher (40 l)
EV	Entlüftungsventil
TZ	Zulauftemperatur des Wassers
TF	Temperatur des Wassers am Filter

Bild 3: Schaltschema des Kreislaufs mit dem Autoklaven für 20 bar und dem Niederdruck - Reinigungskreislauf

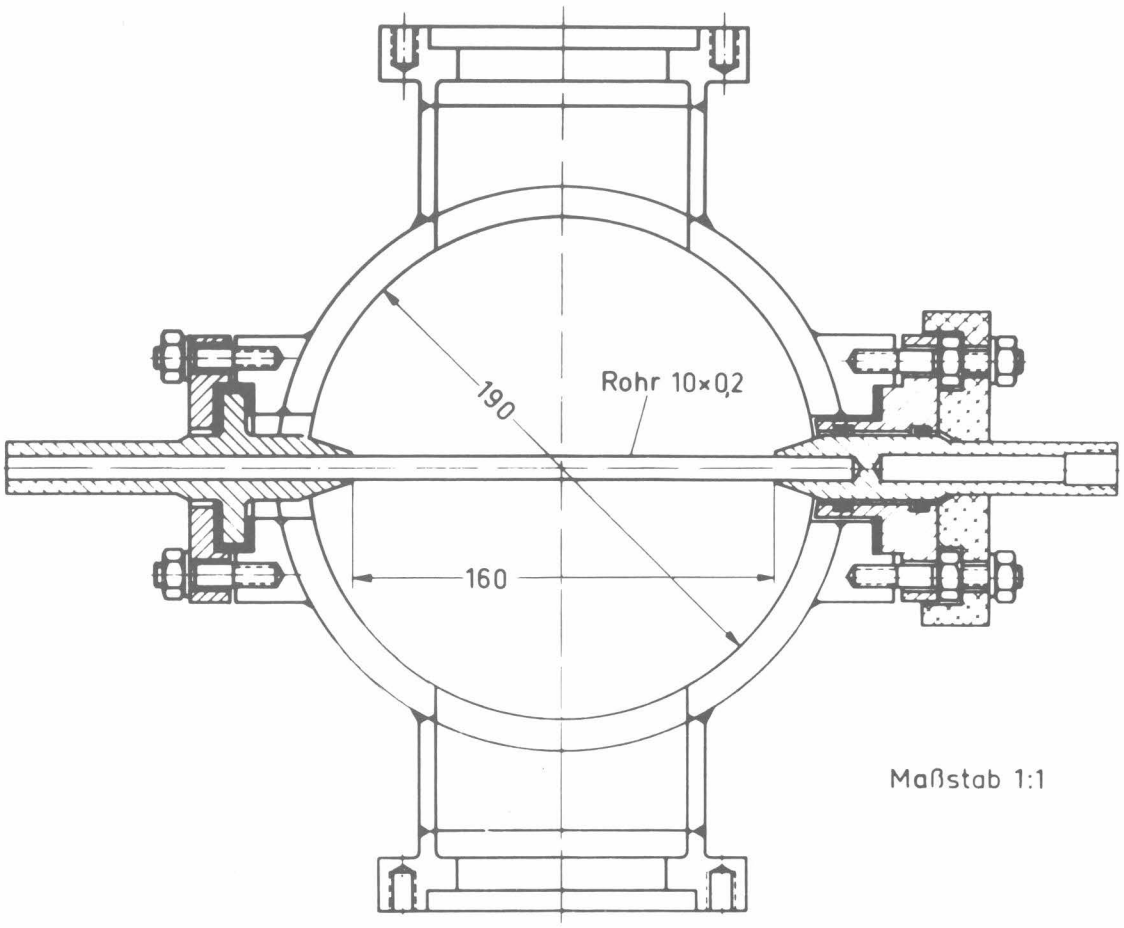


Bild 4: Einbau der Versuchsstrecke im Autoklaven für 20 bar

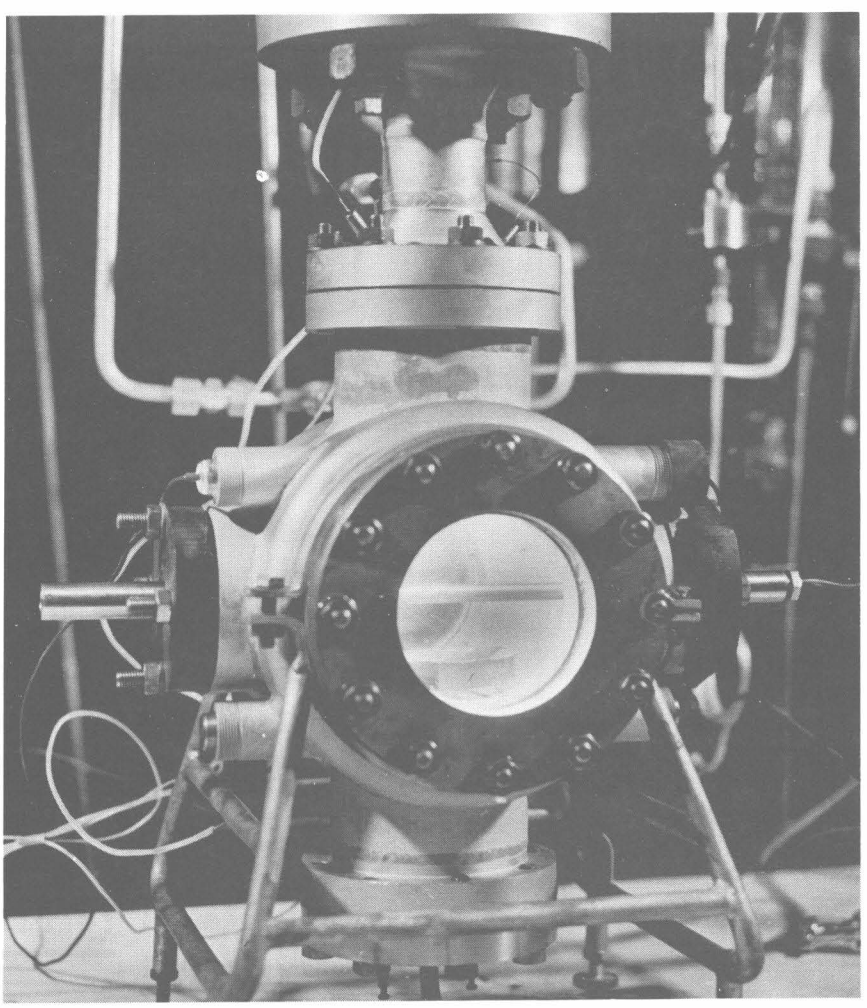
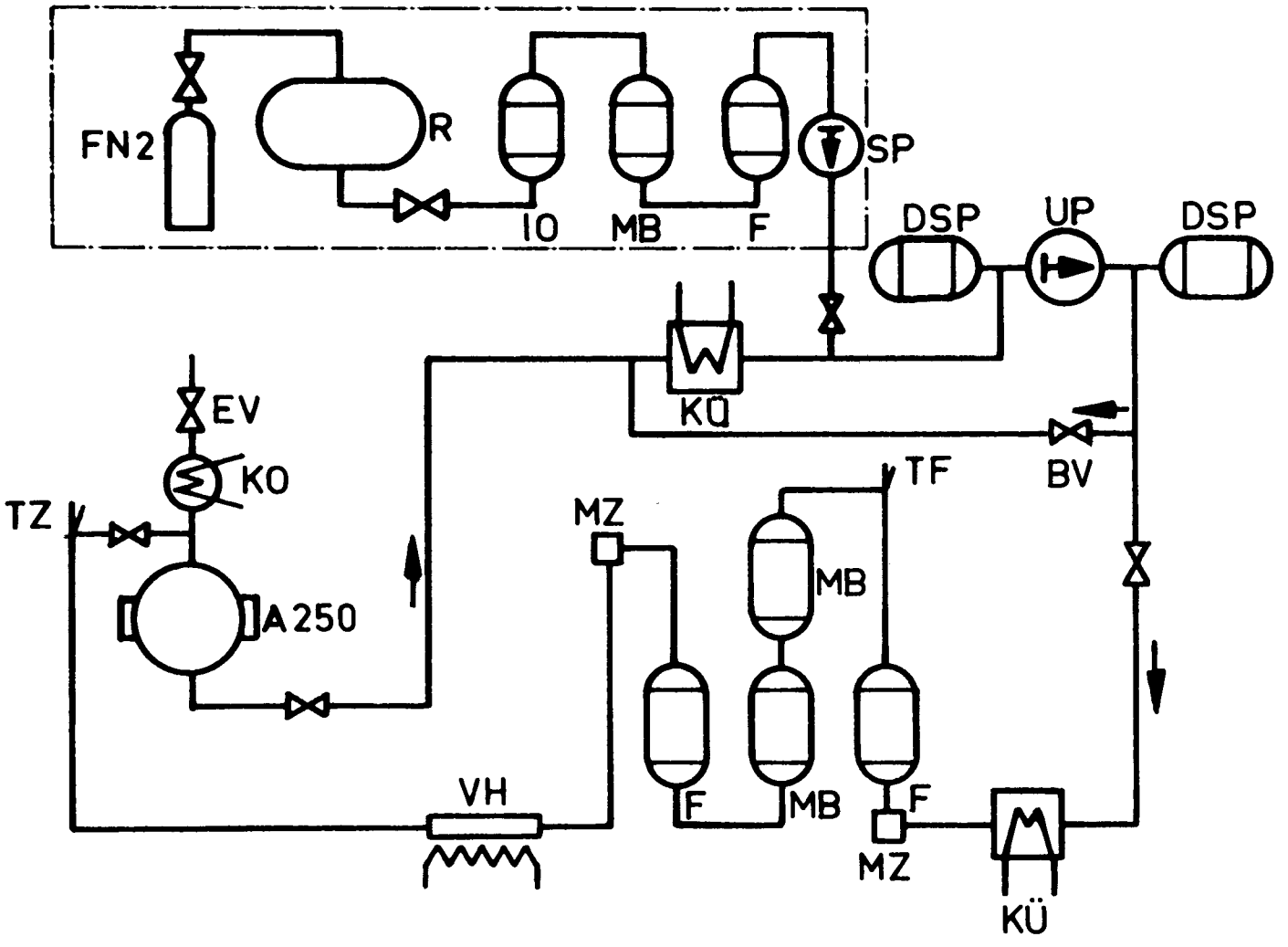


Bild 5:
Autoklav für 20 bar



A250	Autoklav für max. 250 bar
KO	Kondensator
KÜ	Kühler
UP	Umwälzpumpe 2 m^3/h
DSP	Druckspeicher (Pulsationsdämpfer)
MZ	Meßzelle (Kontrolle der elektr. Leitfähigkeit)
F	Filter (Keramik)
MB	Mischbettfilter (Anionen- u. Kationenaustausch)
VH	Vorheizung 125 kW
SP	Speisewasserpumpe
IO	Sauerstoffbindung
R	Speisewasser-Reservoir
FN_2	Stickstoff-Flasche
EV	Entlüftungsventil
BV	Bypassventil
TZ	Zulauftemperatur des Wassers
TF	Temperatur des Wassers am Filter

Bild 6: Schaltschema des Kreislaufs mit dem Autoklaven für 250 bar und dem Hochdruck - Reinigungskreislauf

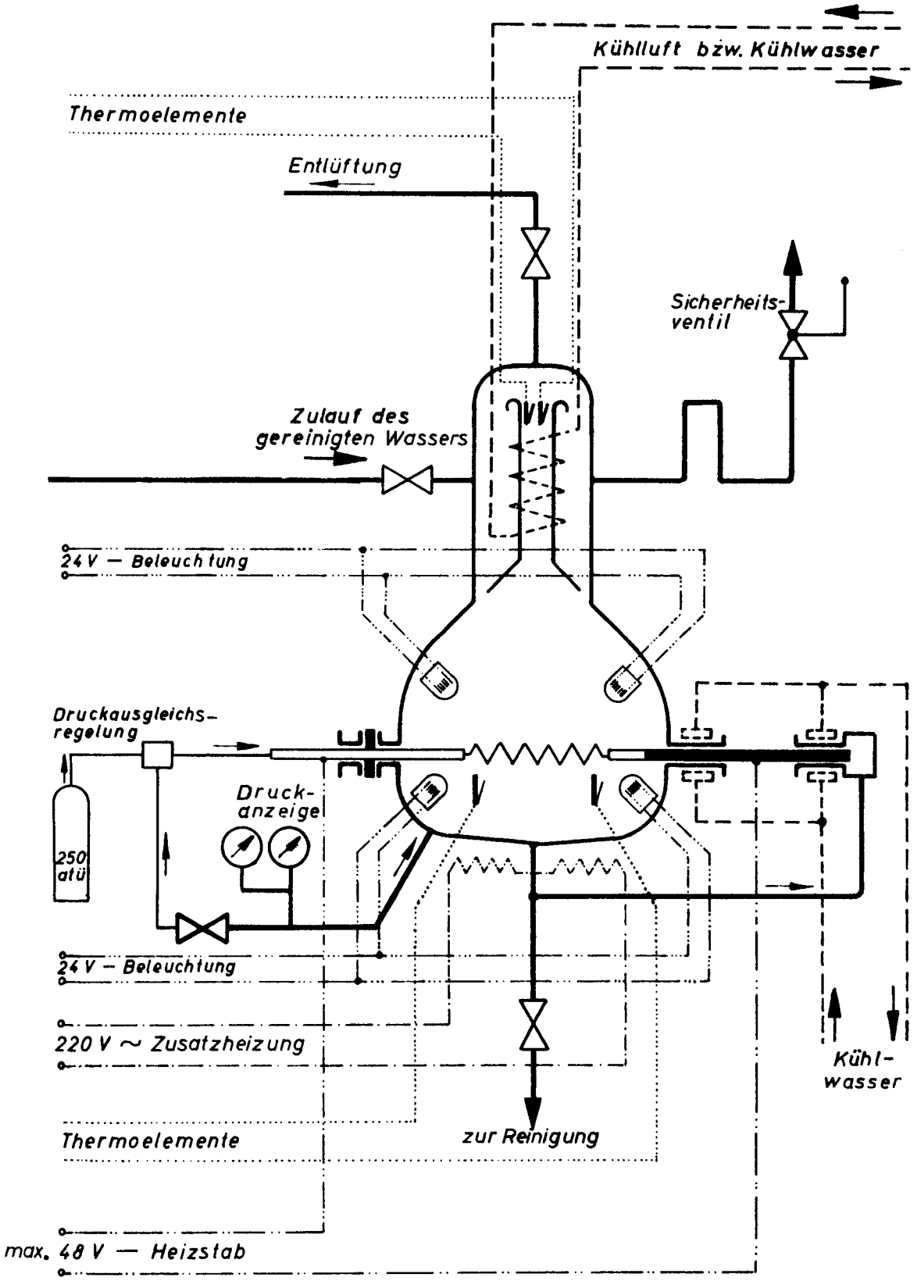
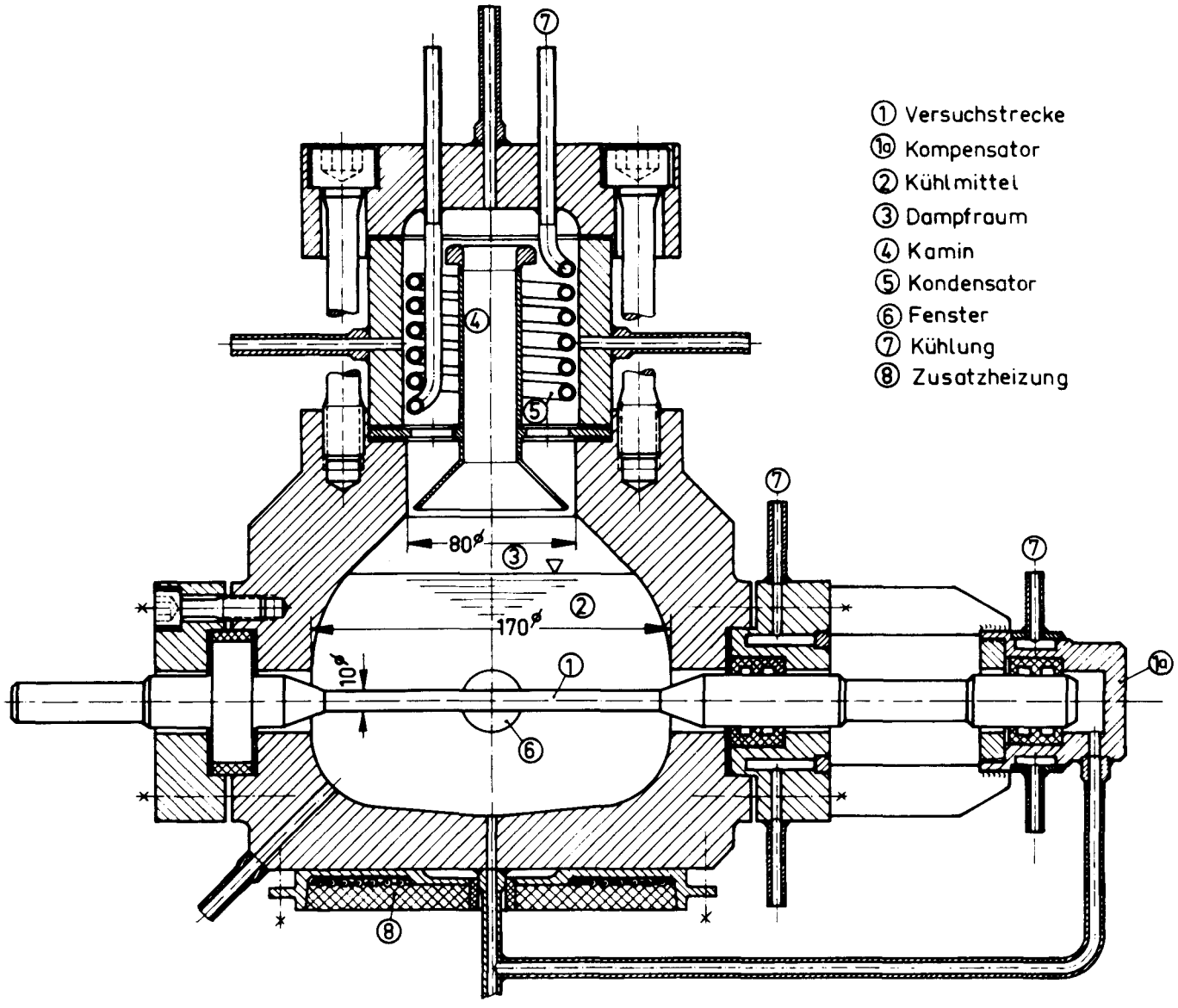


Bild 7: Schaltschema des Hochdruckautoklaven
Betriebsdruck max.: 250 bar
Betriebstemperatur max.: 390 °C
Inhalt: 3,3 Liter
Kühlmittel: H_2O



Institut für Reaktorbauelemente	Autoklav für Siedeversuche p_{max}=250 bar	Bild 8

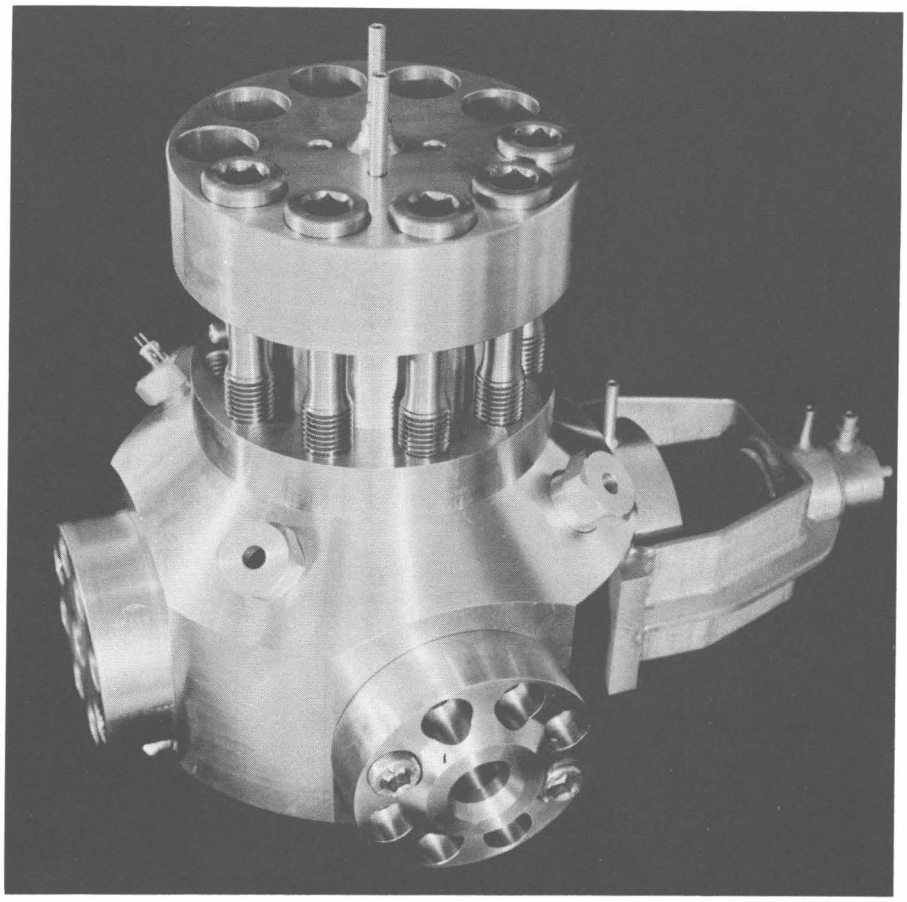
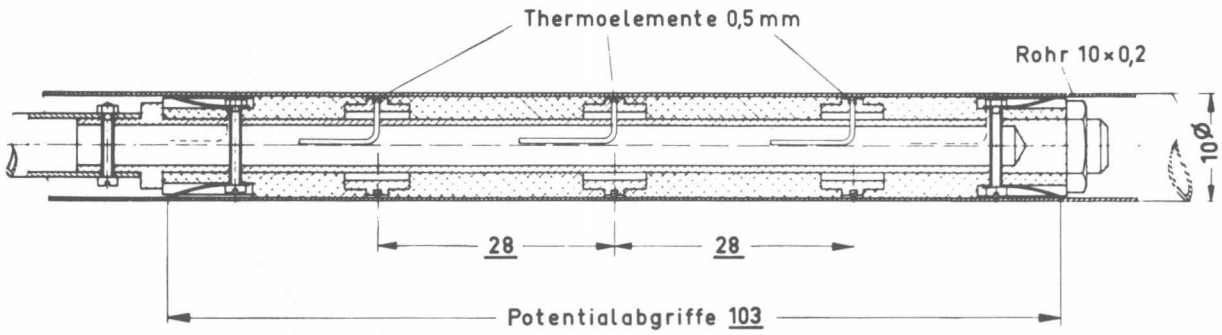


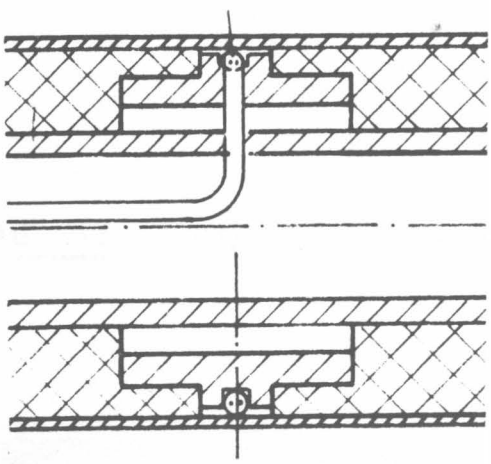
Bild 9:

Autoklav für 250 bar



Maßstab 5:1

Bild 10: Anordnung der Thermoelemente und Potentialabgriffe in der Versuchsstrecke



Einzelheit "A"

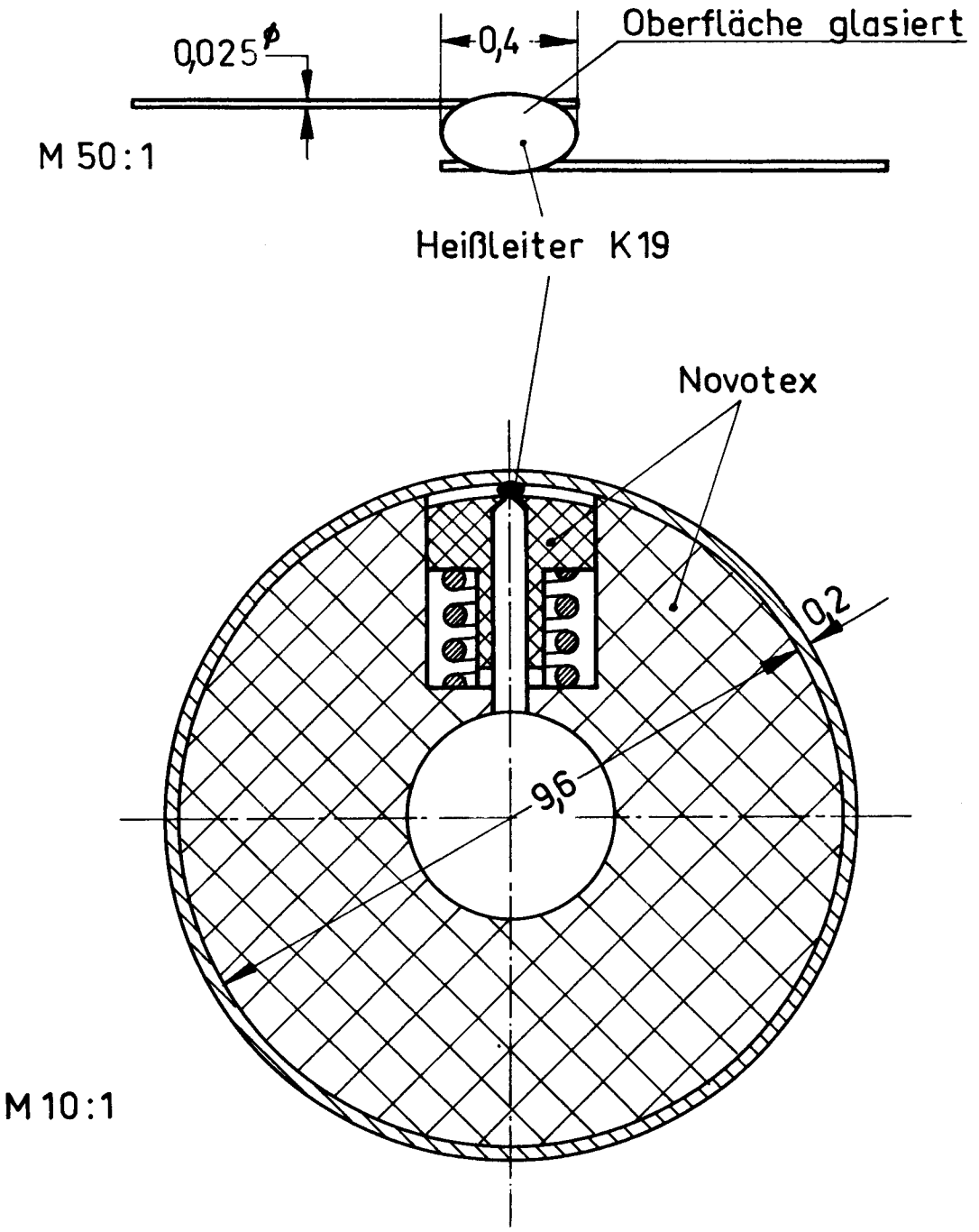
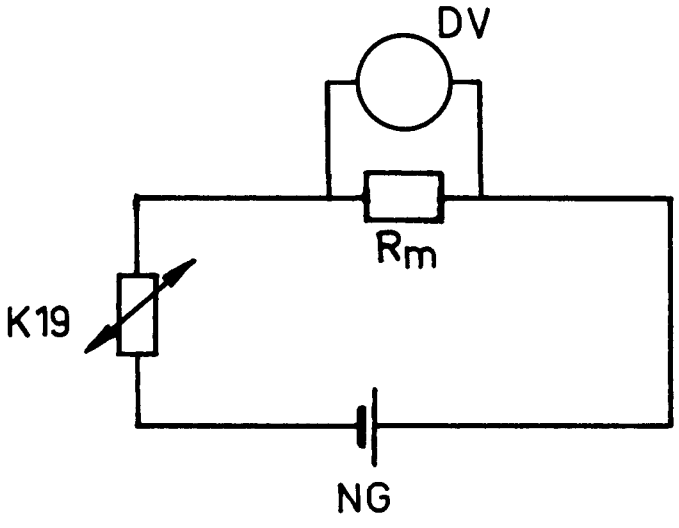


Bild 11: Einbau des Heißleiters K19 im Rohr



K19: Heißleiter als Widerstandsthermometer
$R = 10^2 \div 10^5$

NG : Normalspannungsgeber [Kl. 0,1]

R_m : Meßwiderstand von 1 KΩ [Kl. 0,1]

DV : Digitales Voltmeter; $R_i > 5$ GΩ

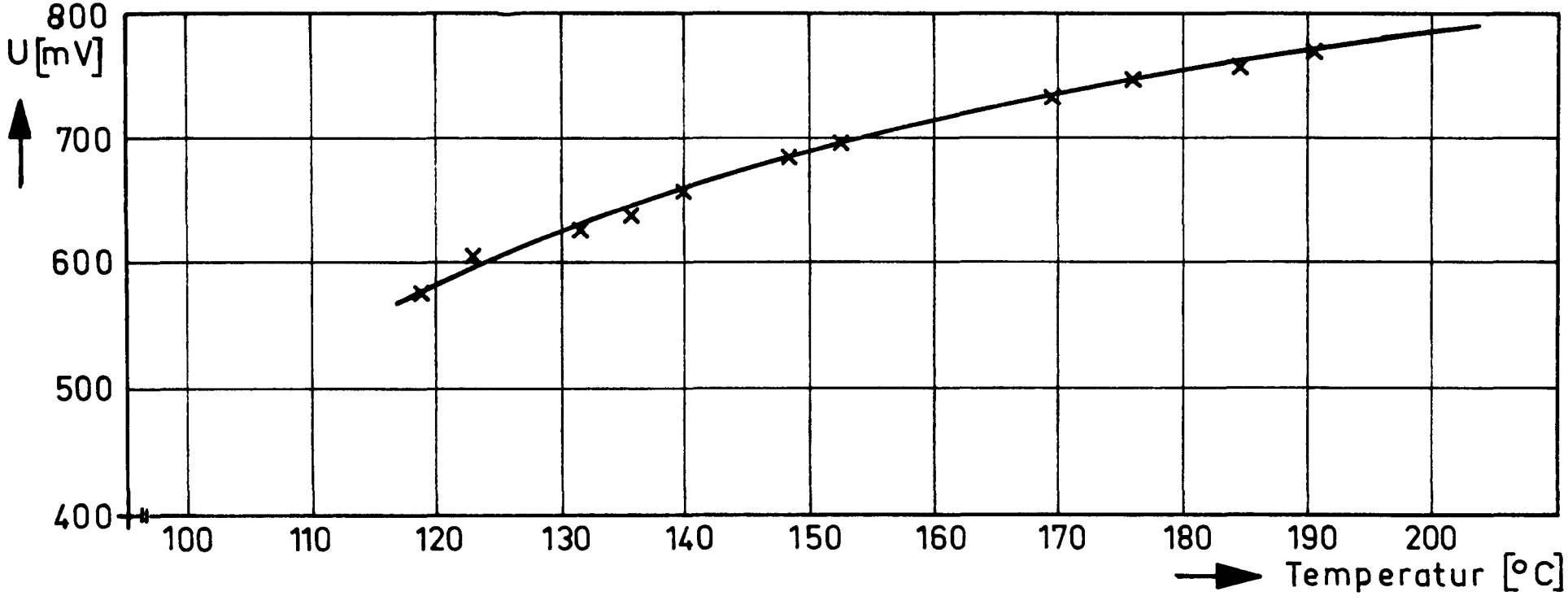


Bild 12: Schaltung des Heißleiters K19 und zugehörige Eichkurve

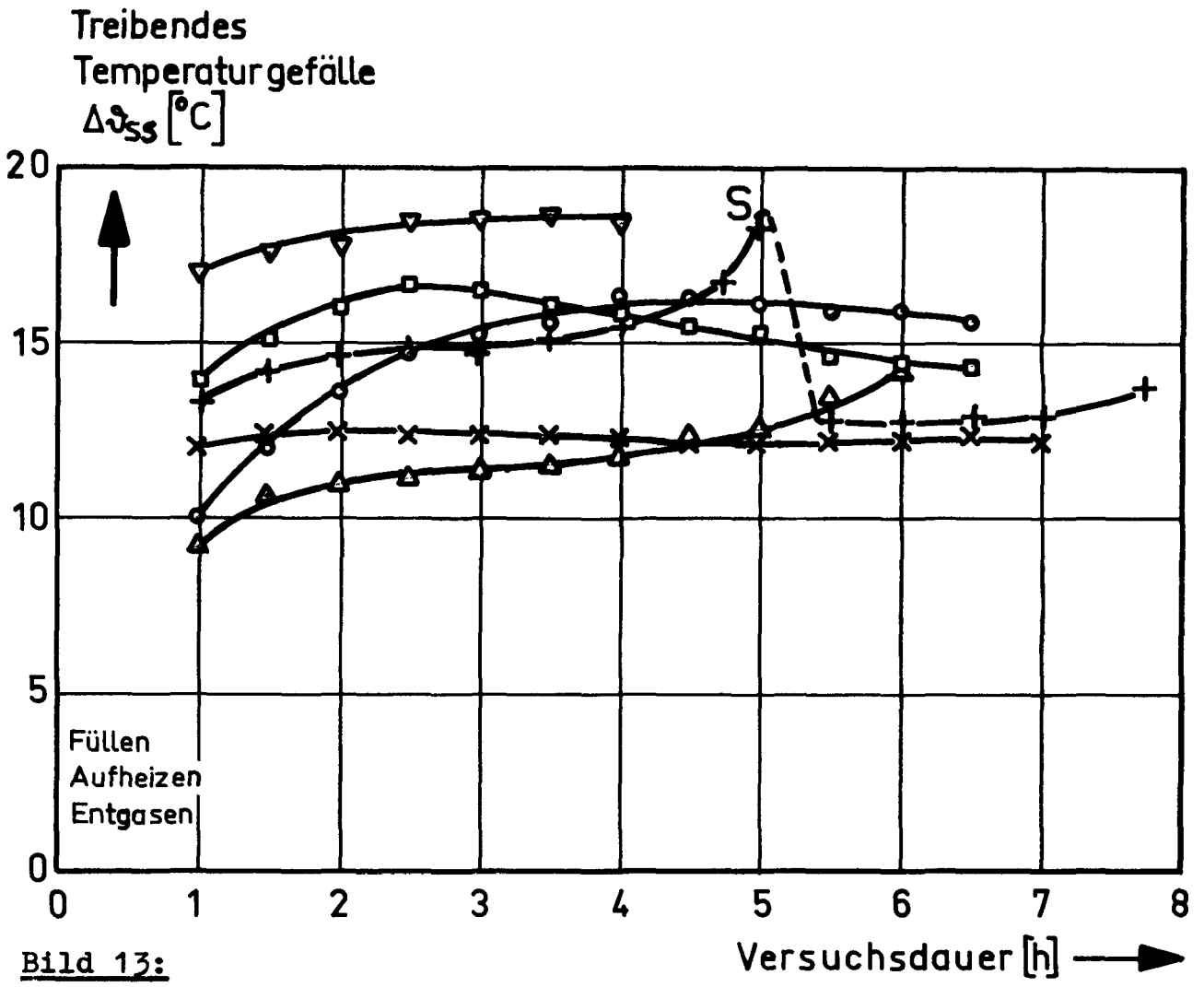


Bild 13:

Langzeitversuche im Autoklaven für 20 bar unter Variation der Reinheitsbedingungen

Rohr: 10 x 0,2; Werkstoff: 4301;
p = 19,6 bar = const.; q = $5 \cdot 10^5$ W/m^2 = const.

1. Regelmäßig wiederholte Prozedur:

Das Rohr wird vor jedem Versuch (außer 2.5) mit Polierleinen blank poliert, mit Aceton bzw. Äthanol und Wasser gewaschen. Das Deionat wird eingefüllt, aufgeheizt und entgast. Eine kontinuierliche Reinigung unterbleibt für 2.1 - 2.4.

2. Weitere Vorkehrungen

2.1. + Rohr unter Argon-Atmosphäre geglüht, ab S. mit kathodischem Schutz

2.2. □ Rohr nicht geglüht, ohne kathodischen Schutz

2.3. △ Rohr unter Argon-Atmosphäre geglüht, mit kathodischem Schutz

2.4. ○ Rohr nicht geglüht, jedoch anodisch geschaltet

2.5. ▽ Rohr mit Belag der vom vorherigen Versuch herrührt, Zuschalten des Reinigungskreislaufs

2.6. × Rohr mit Äthanol gewaschen, unter Helium-Atmosphäre geglüht, aber ohne kathodischen Schutz, mit Reinigungskreislauf

Anmerkung: Wird die Prozedur nach 2.6. jedoch mit kathodisch geschalteter Versuchsstrecke durchgeführt und darüberhinaus die Versuchsanlage vor dem Versuch gebeizt, so ist das treibende Temperaturgefälle $\Delta\vartheta_s$ innerhalb einer Versuchsdauer von 10 Stunden nicht mehr von der Zeit abhängig.

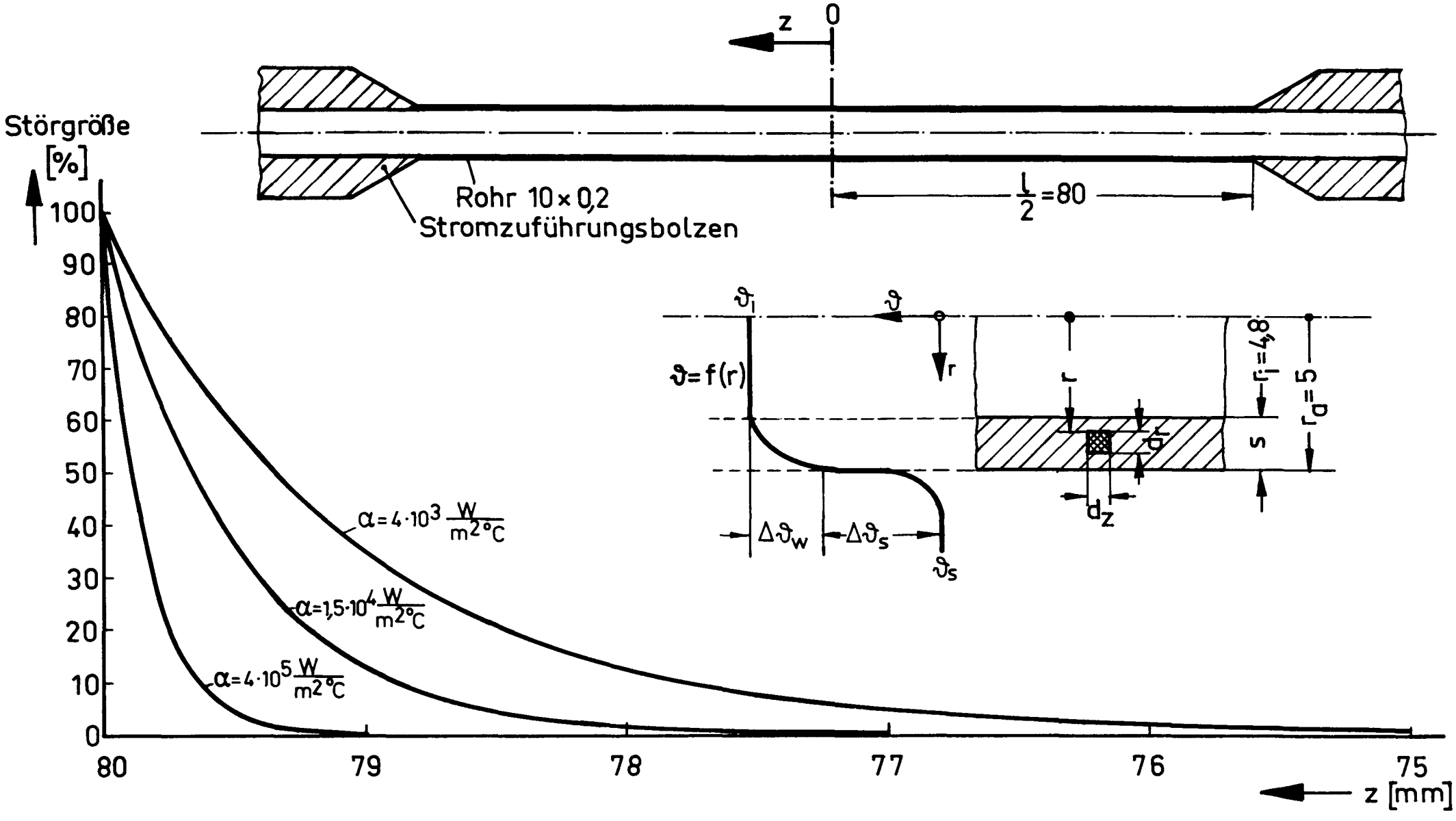


Bild 16: Einfluß der axialen Wärmeleitung auf das Temperaturfeld in der Rohrwand

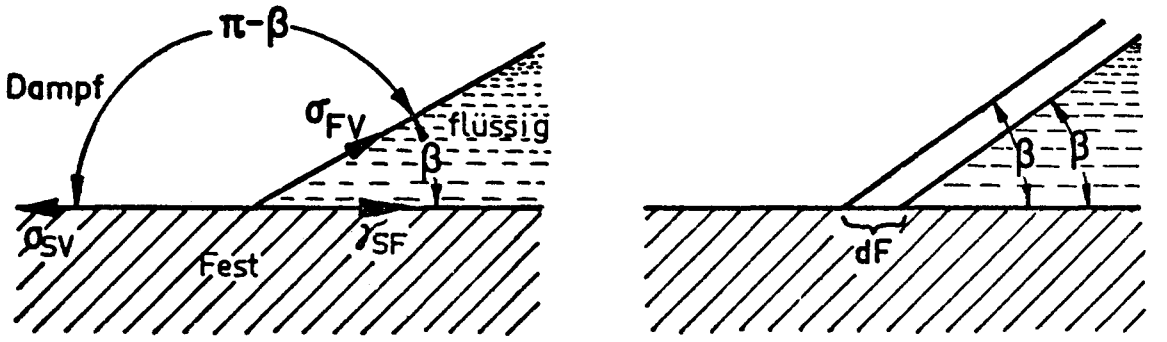


Bild 17a: **Benetzung von glatten festen Oberflächen**

$$dE = \int_{j=1}^{n} (\sigma_i, \gamma_i)\, \partial F = \gamma_{sf} \cdot dF + \sigma_{fv} \cdot dF \cdot \cos\beta - \sigma_{sv} \cdot dF = 0$$

$$\rightarrow \qquad \cos\beta = \frac{\sigma_{sv} - \gamma_{sf}}{\sigma_{fv}}$$

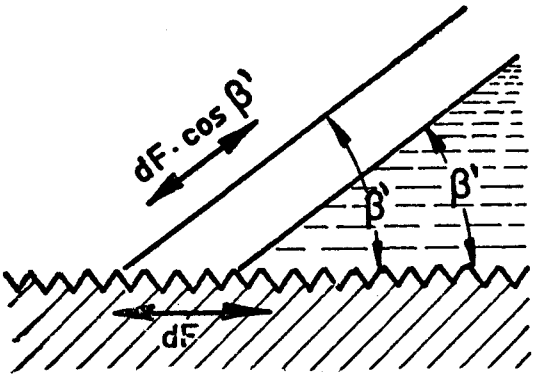
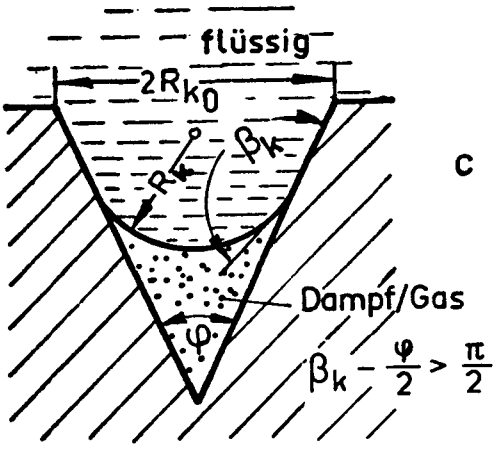


Bild 17b:
Einfluß der Oberflächenrauhigkeit auf den Randwinkel ß . Die rauhe Oberfläche sei R_w mal größer als die glatte. (Nach Wenzel [51])

$$dE = \int_{j=1}^{n} R_w(\sigma_i, \gamma_i)\, \partial F = \gamma_{sf} \cdot R_w \cdot dF + \sigma_{fv} \cdot dF \cdot \cos\beta' - \sigma_{sv} \cdot R_w \cdot dF = 0$$

$$\rightarrow \qquad \cos\beta' = \frac{(\sigma_{sv} - \gamma_{sf})\, R_w}{\sigma_{fv}} = R_w \cdot \cos\beta$$



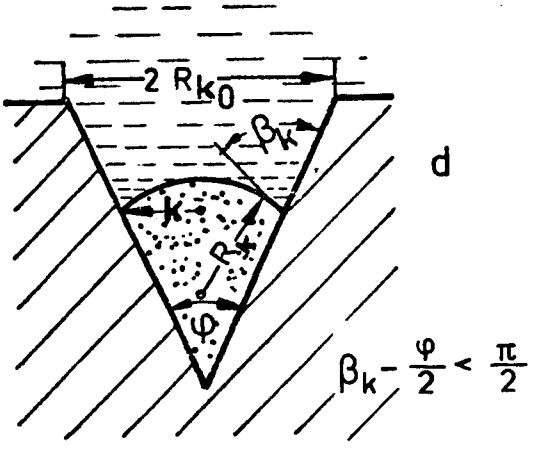
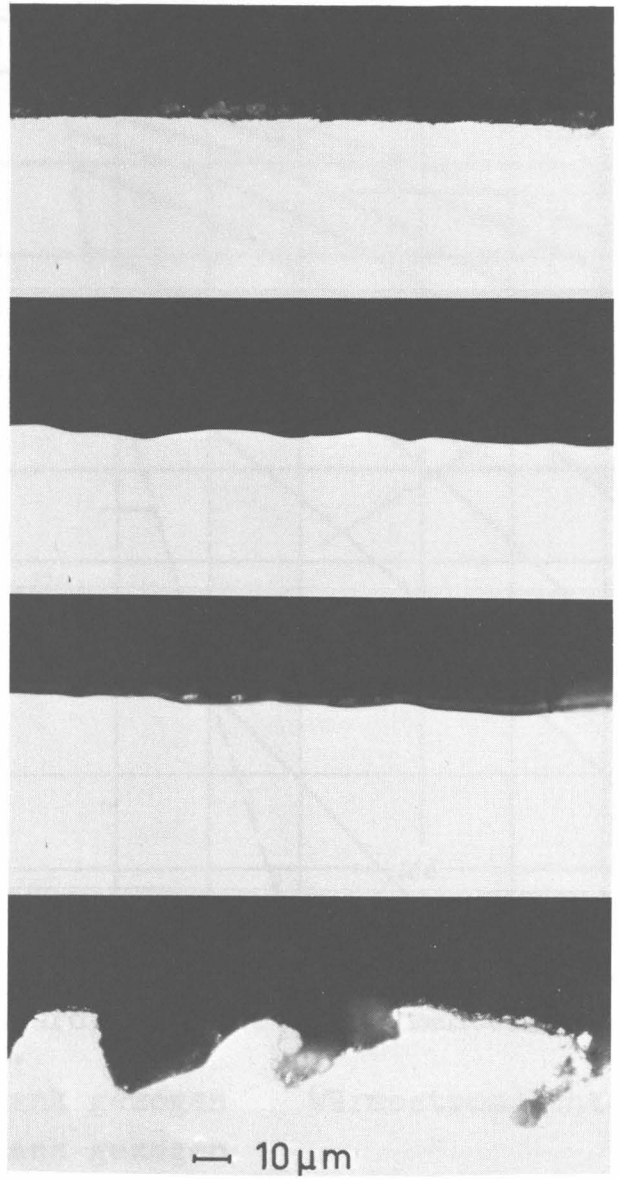


Bild 17c/d: Phasengrenzflächen von stabilen c und instabilen Keimen d in konischen Poren.



Oberfläche:	Rt [µm]	Rp [µm]
blank gezogen	3,30	0,43
geschmirgelt (Nr. 40)	5,95	0,76
geätzt	4,98	1,11
sandgestrahlt Korn ⌀ 120 µm	18,2	3,93

Institut für Reaktorbauelemente	Schliffbilder verschiedener Rohroberflächen	Bild 18

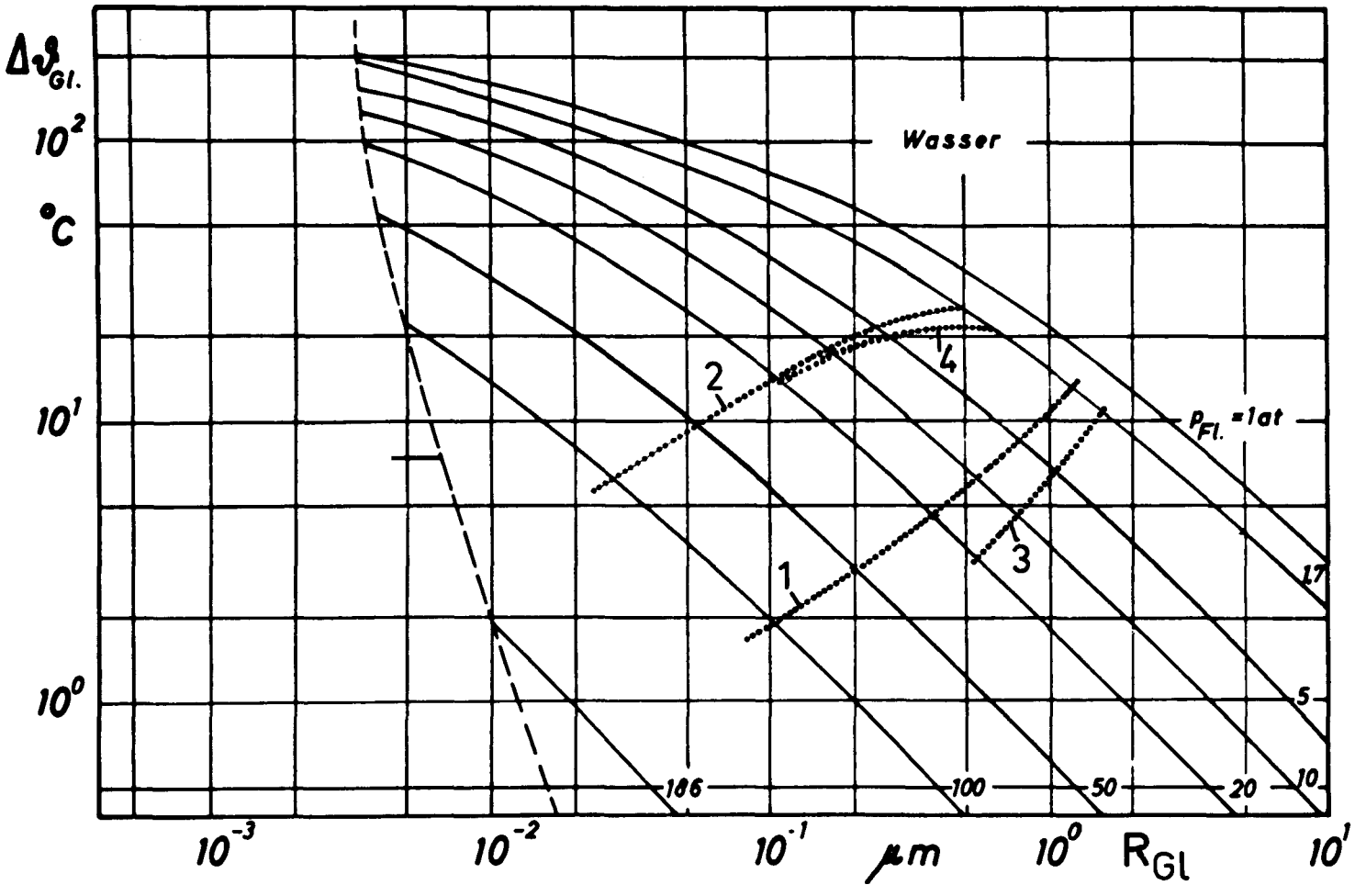
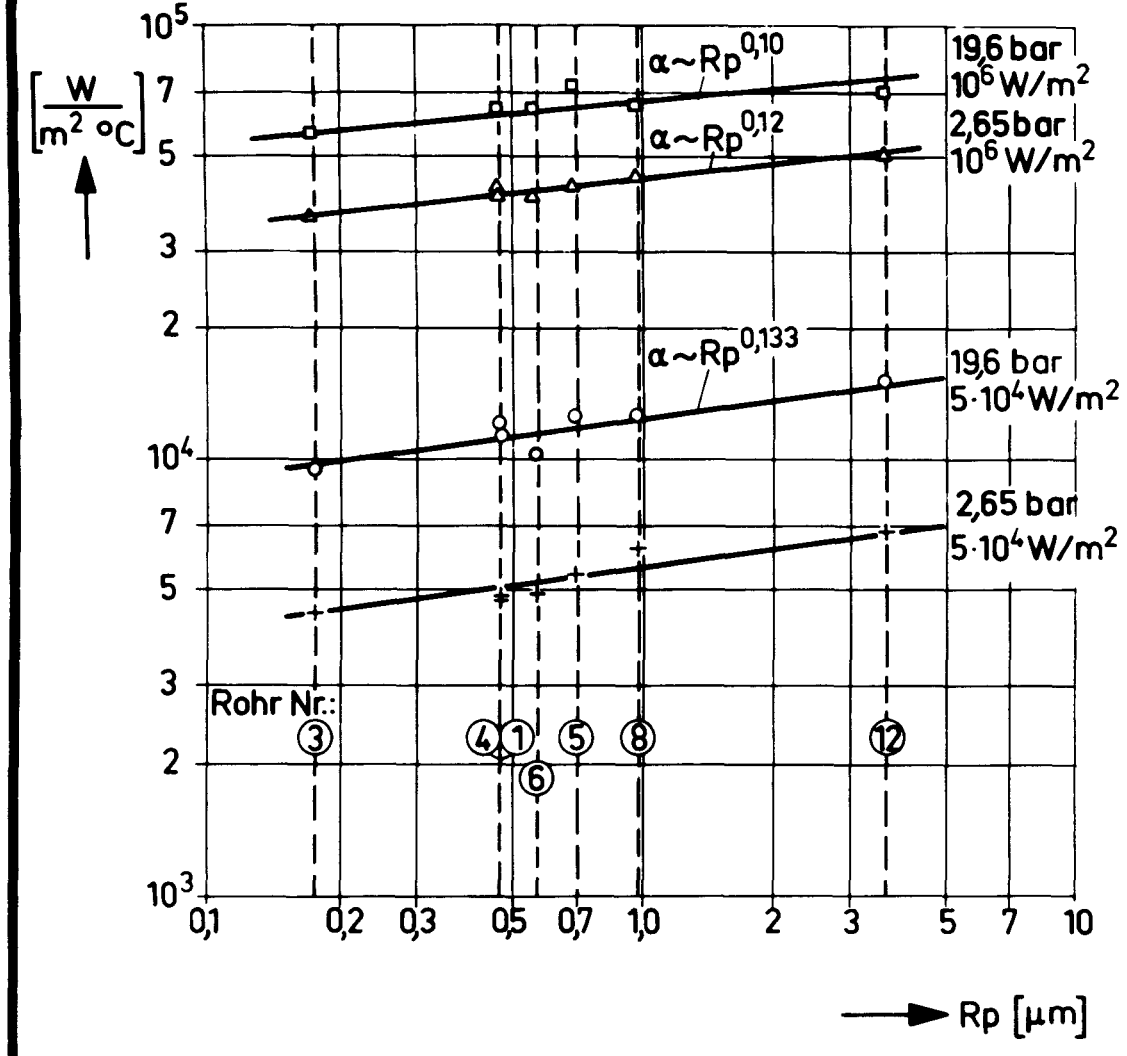


Bild 19

Gleichgewichtsüberhitzung für Wasser in Abhängigkeit von Krümmungsradius R_{Gl} und Druck p.
(Nach Weippert [41])

Zusätzlich wurden eigene experimentell ermittelte Rohrwandtemperaturen eingetragen.

1	Rohr blank gezogen	Wärmestromdichte	$q = 5 \cdot 10^4$ W/m²
2	Rohr blank gezogen	"	$q = 10^6$ W/m²
3	Rohr sandgestrahlt	"	$q = 5 \cdot 10^4$ W/m²
4	Rohr sandgestrahlt	"	$q = 10^6$ W/m²



Rohr: 10 × 0,2, 150 lg. Werkstoff: Nr. 4301 metallisch blank

Institut für Reaktorbauelemente

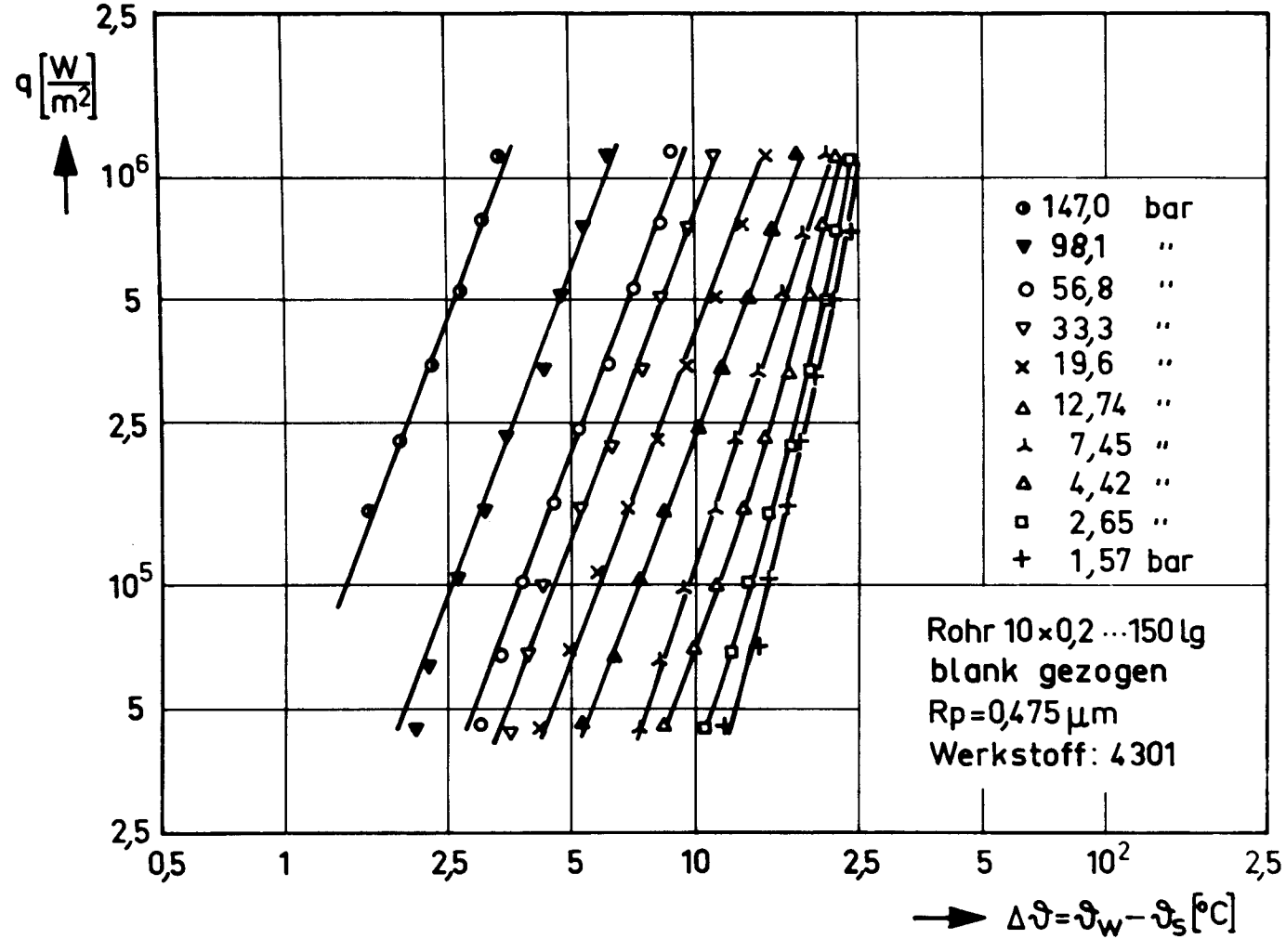
Wärmeübergang beim Blasensieden von Wasser an waagerechten verschieden rauhen Rohren unter Poolbedingungen

p = 2,65 und 19,6 bar

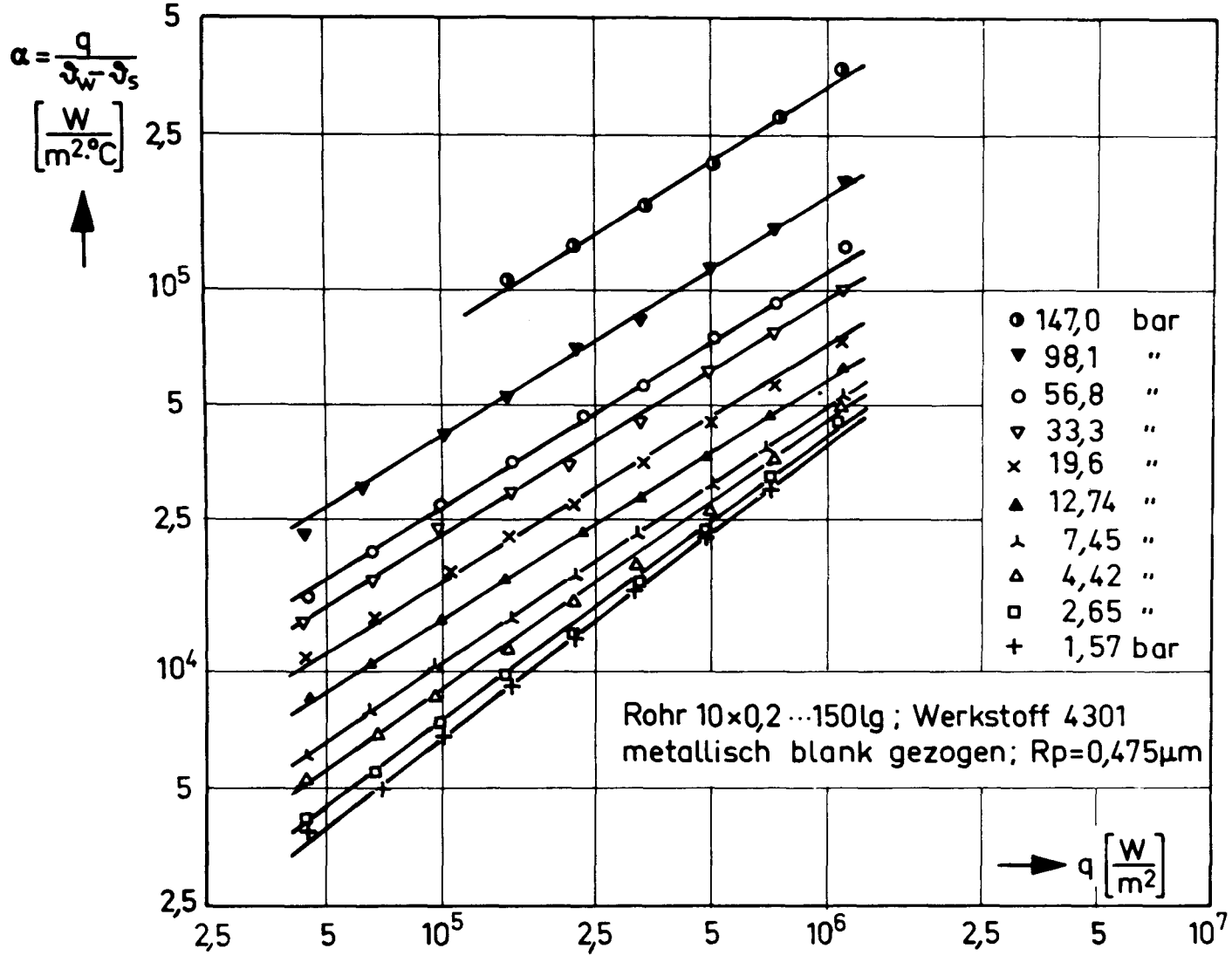
q = $5 \cdot 10^4$ und 10^6 W/m²

1 – blank gezogen
3 – poliert
4, 5, 6 } geschmirgelt
8 – geätzt
12 – sandgestrahlt

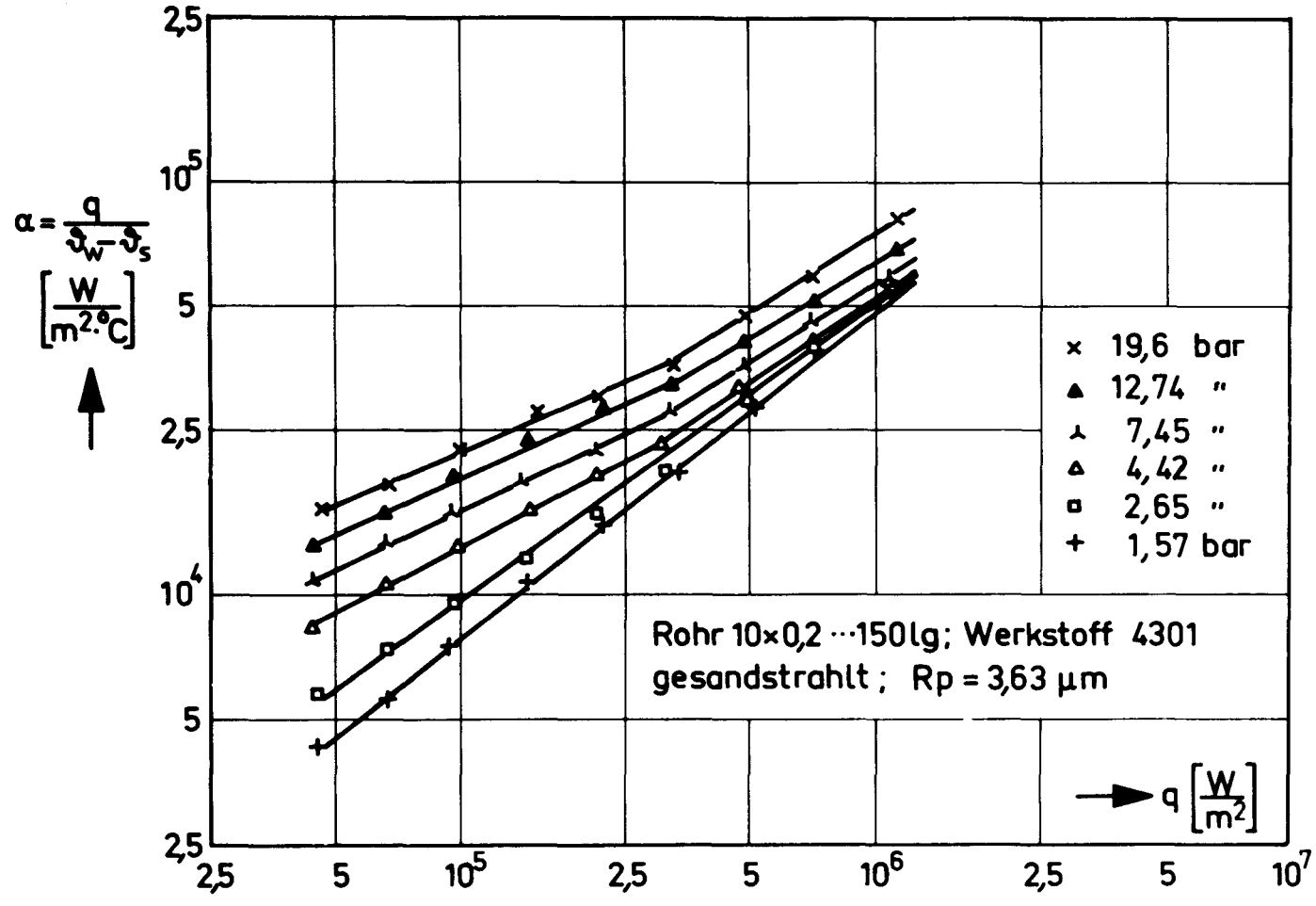
Bild 20



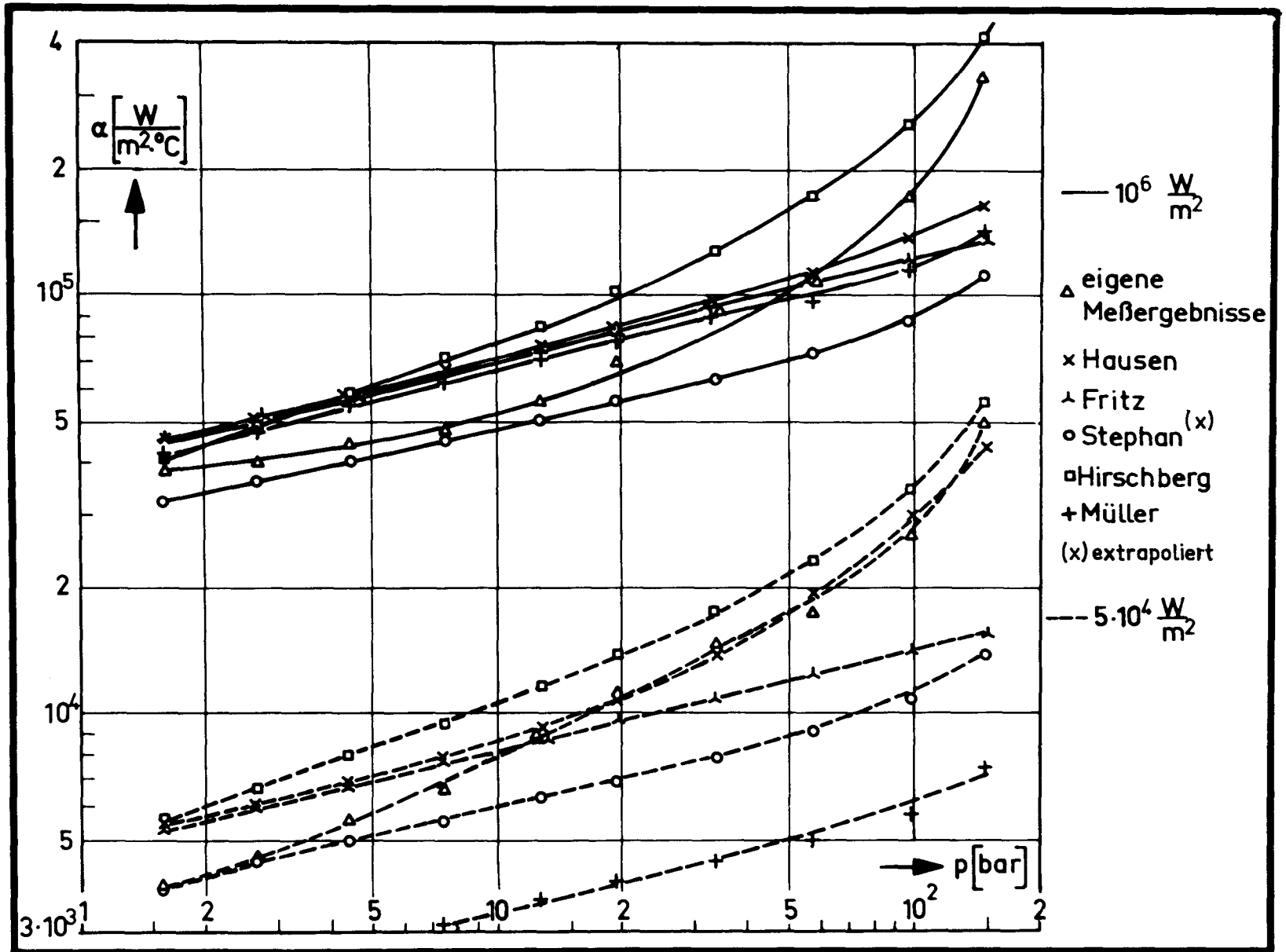
IRB	Wärmestromdichte q in Abhängigkeit vom treibenden Temperaturgefälle Δϑ beim Blasensieden von Wasser Parameter: Druck p	Bild 21



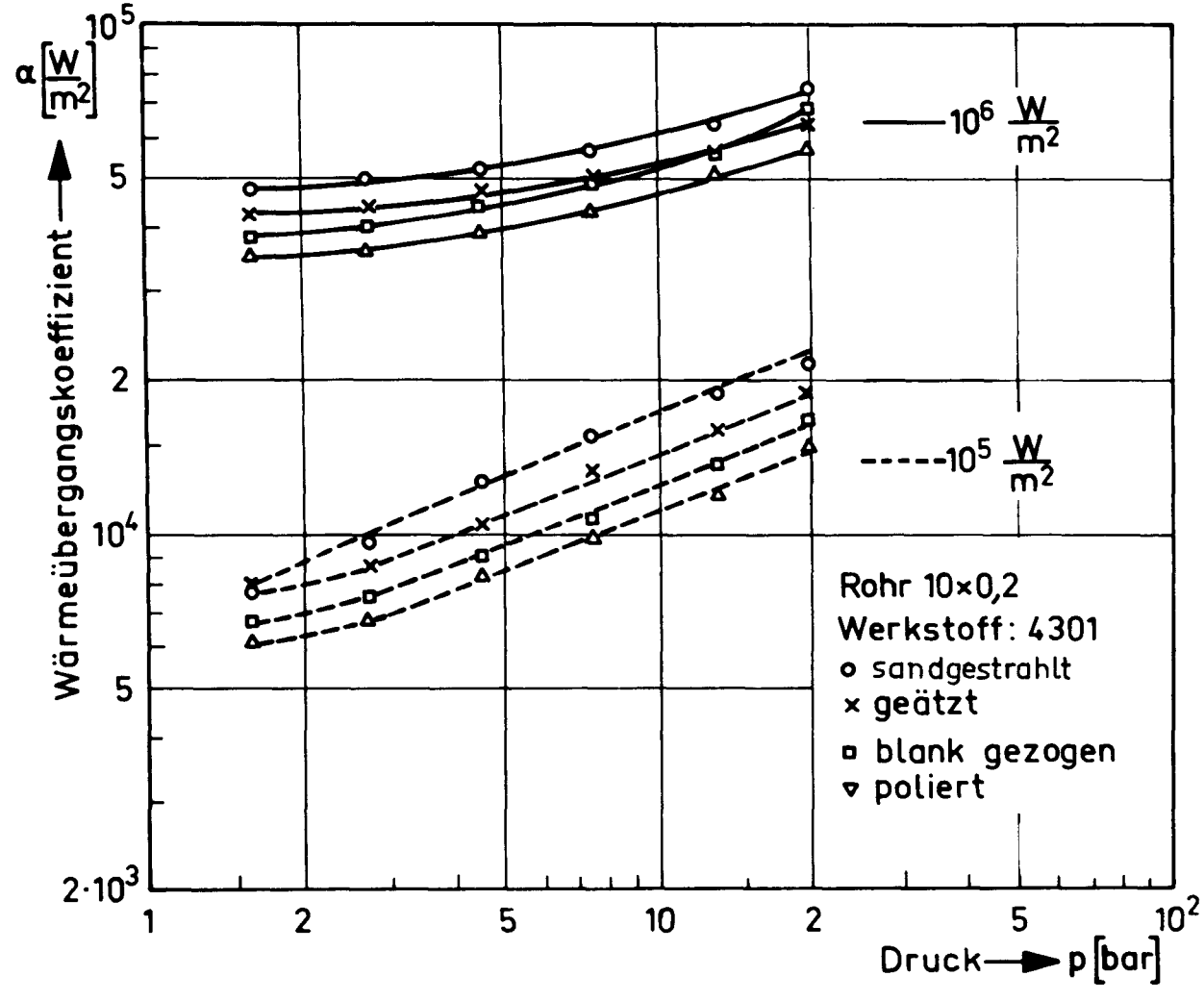
IRB	Wärmeübergangskoeff. α als Funktion der Wärmestrom – dichte beim Blasensieden von Wasser; Parameter: Druck p	Bild 22



IRB	Wärmeübergangskoeff. α als Funktion der Wärmestrom – dichte beim Blasensieden von Wasser; Parameter: Druck p	Bild 23



IRB	Vergleich eigener Meßergebnisse mit den entsprechenden Werten aus Gleichungen anderer Autoren Glättungstiefe Rp = 0,48 µm	Bild 24



IRB	Wärmeübergang beim Blasensieden von Wasser an einem waagerechten Rohr unter Poolbedingungen bei 10^6 und 10^5 W/m²	Bild 25

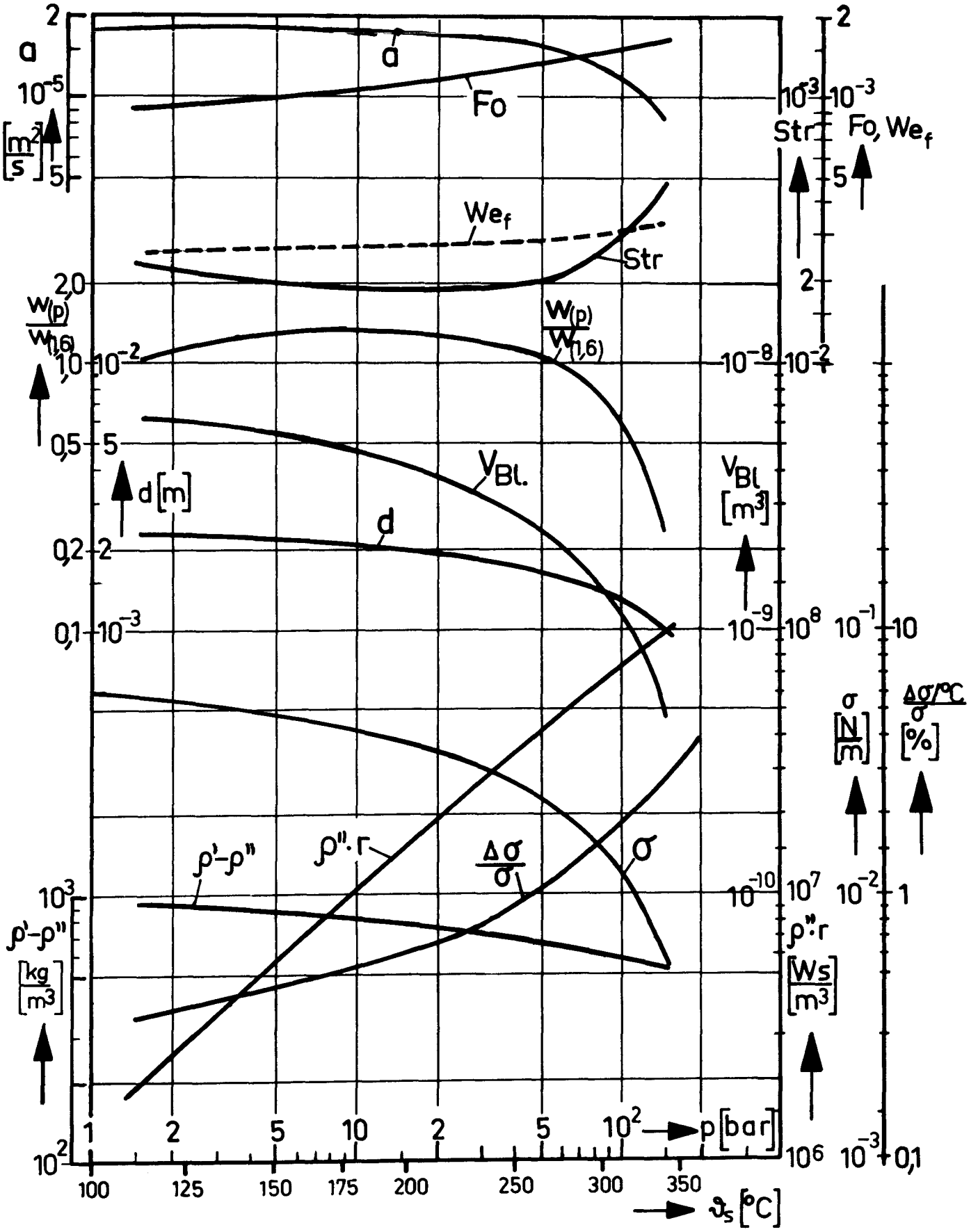
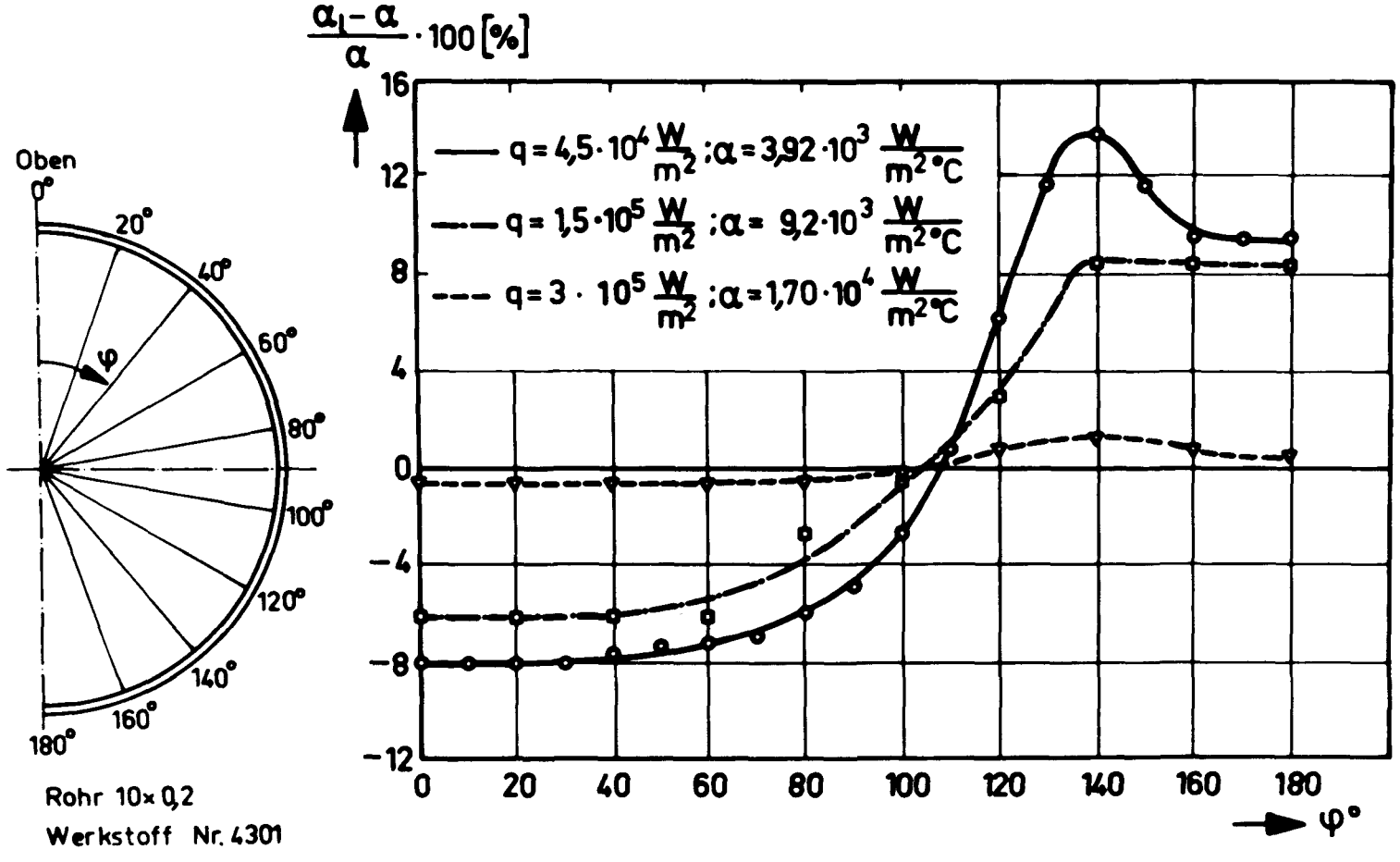


Bild 26

Einflußgrößen in Abhängigkeit vom Dampfdruck p_s bzw. von der Sättigungstemperatur ϑ_s für Wasser



IRB	Lokaler Wärmeübergang beim Blasensieden am waagerechten Rohr p_s = 1,6 bar; Parameter Wärmestromdichte : q	Bild 27

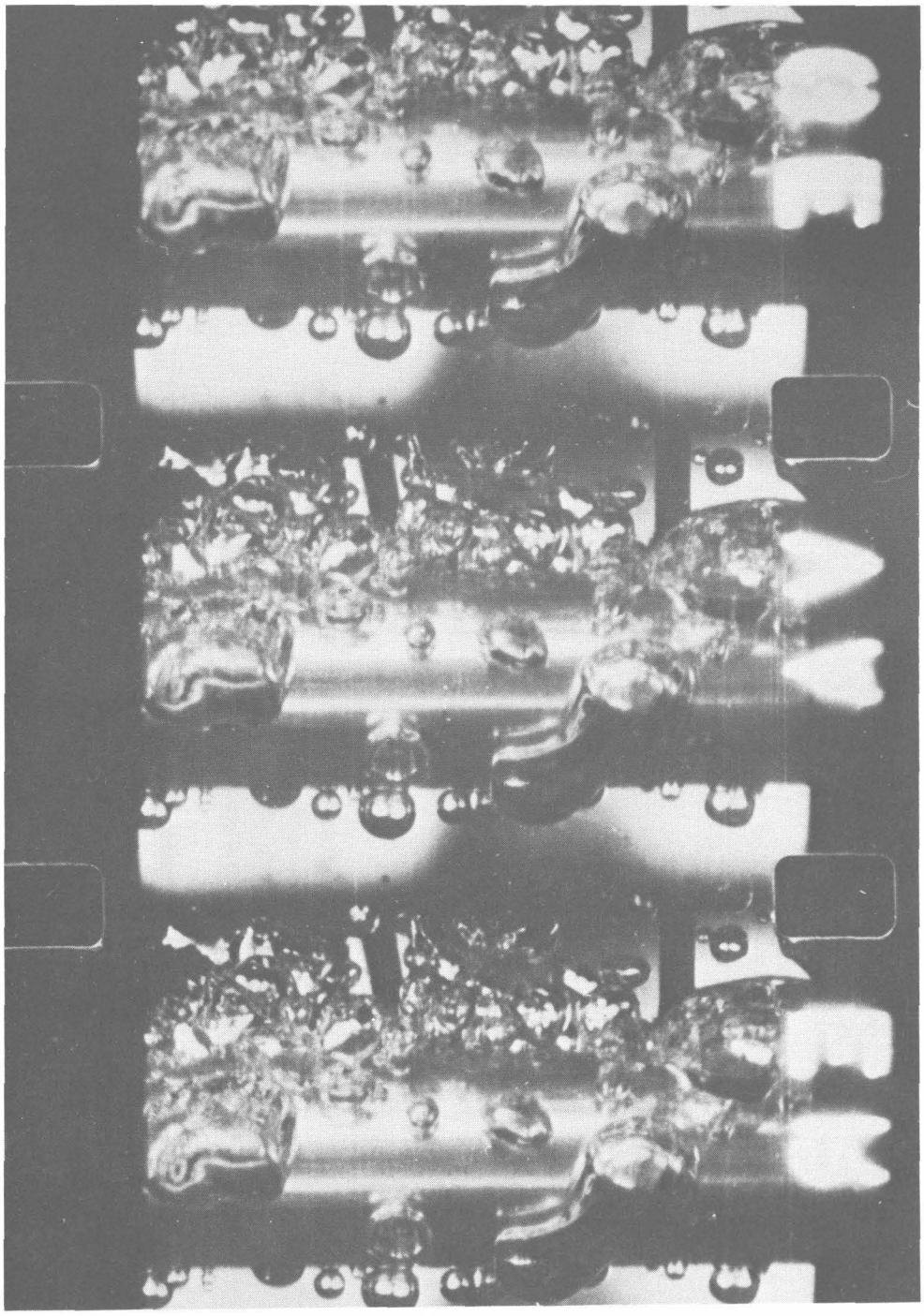


Bild 28:

Zeitdehnerfilmaufnahmen von Blasensieden (pool-boiling) am waagerechten Rohr

Rohrdurchmesser	$D = 10$ mm
Wärmestromdichte	$q = 10^5$ W/m^2
Druck	$p = 1$ bar
Sättigungstemperatur	$\vartheta_s = 100$ °C
Filmaufnahmefrequenz:	ca. 9000 Bilder/sec

Bild 29

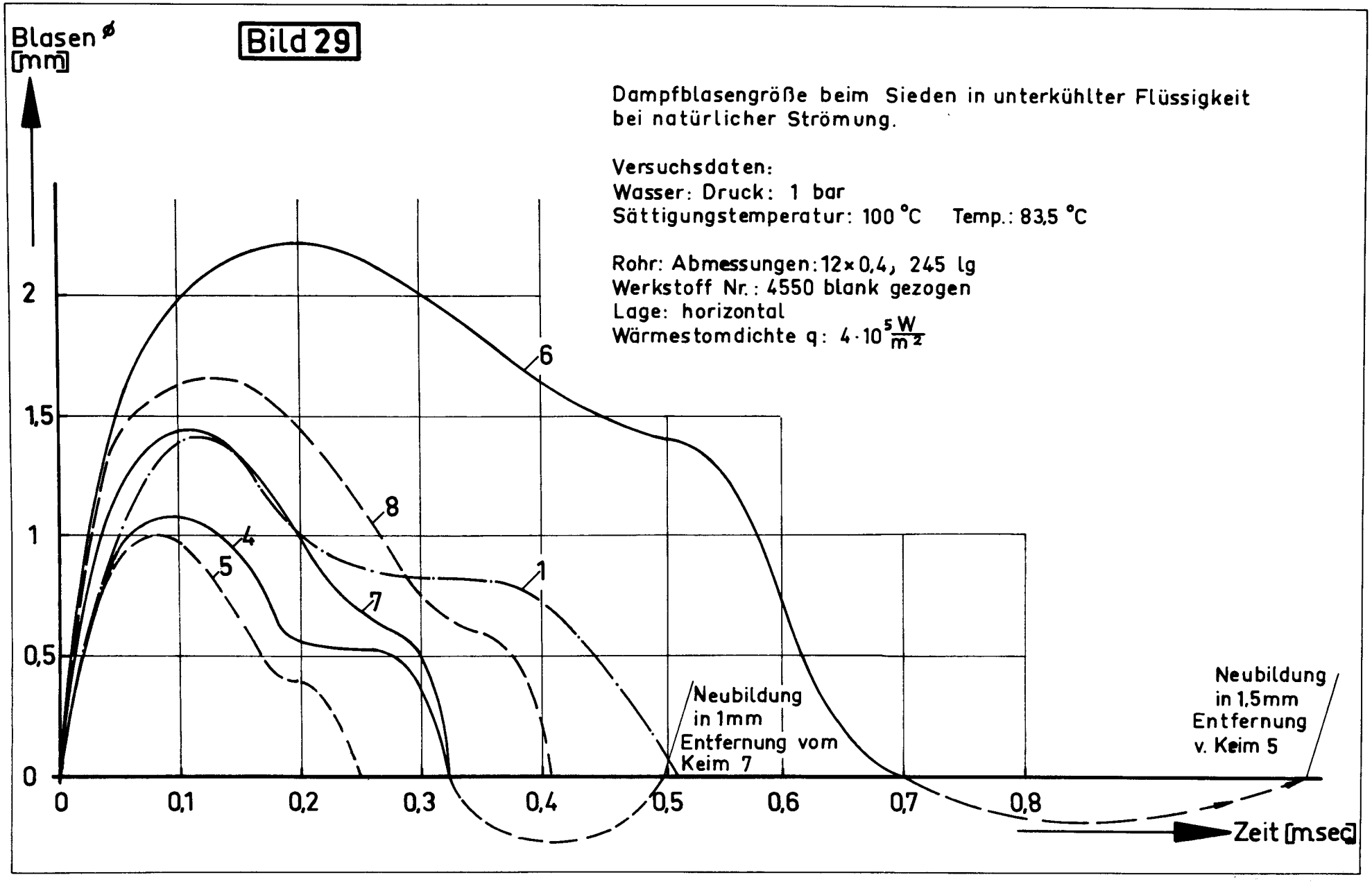

Blasen ø [mm]
Dampfblasengröße beim Sieden in unterkühlter Flüssigkeit bei natürlicher Strömung.
Versuchsdaten:
Wasser: Druck: 1 bar
Sättigungstemperatur: 100 °C Temp.: 83,5 °C
Rohr: Abmessungen: 12×0,4, 245 lg
Werkstoff Nr.: 4550 blank gezogen
Lage: horizontal
Wärmestomdichte q: $4 \cdot 10^5 \frac{W}{m^2}$
2
1,5
1
0,5
0
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
Zeit [msec]
6
8
4
5
7
1
Neubildung in 1mm Entfernung vom Keim 7
Neubildung in 1,5mm Entfernung v. Keim 5

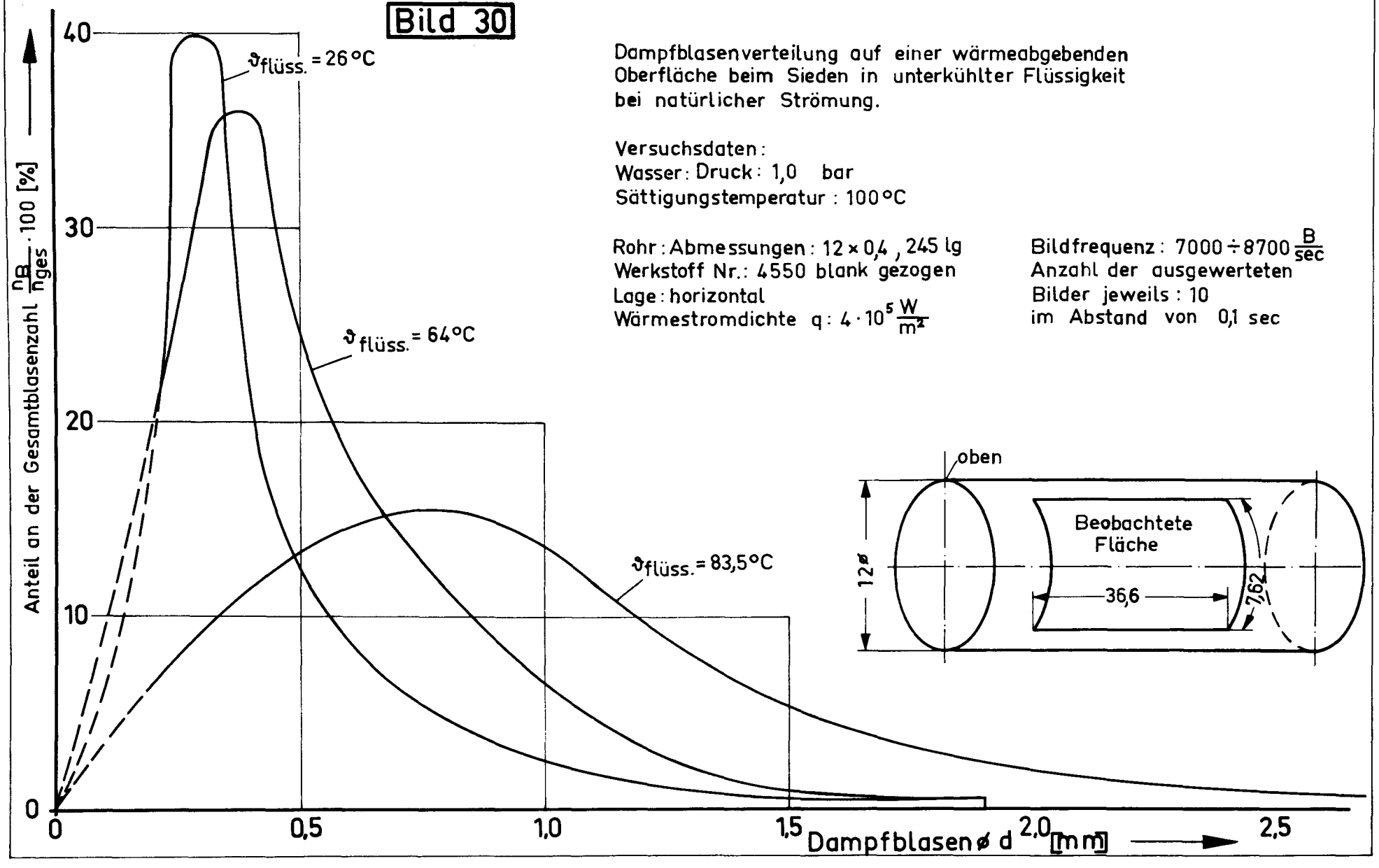
Bild 30

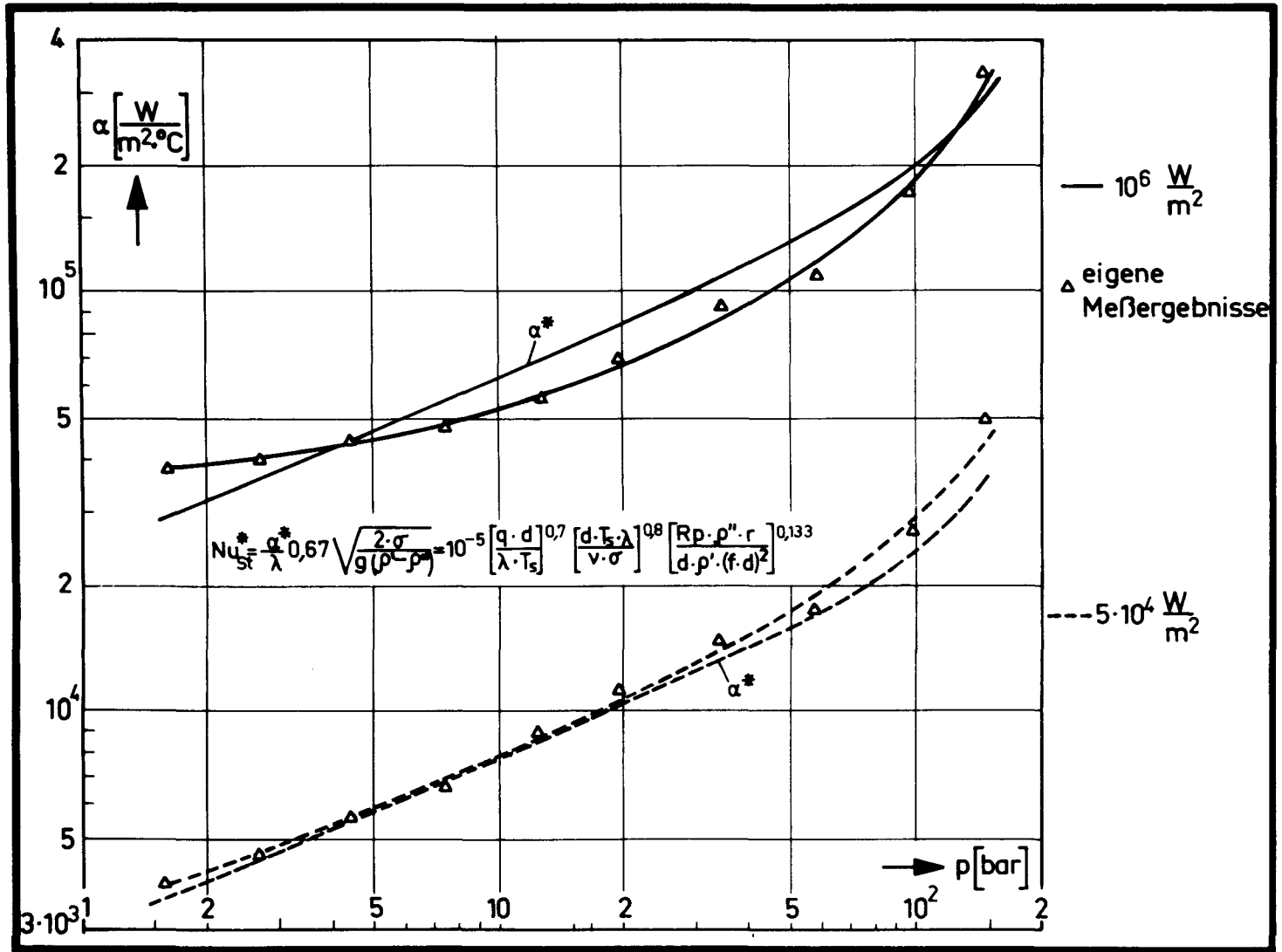
Dampfblasenverteilung auf einer wärmeabgebenden Oberfläche beim Sieden in unterkühlter Flüssigkeit bei natürlicher Strömung.

Versuchsdaten:
Wasser: Druck: 1,0 bar
Sättigungstemperatur: 100 °C

Rohr: Abmessungen: 12 × 0,4 , 245 lg
Werkstoff Nr.: 4550 blank gezogen
Lage: horizontal
Wärmestromdichte q: $4 \cdot 10^5 \frac{W}{m^2}$

Bildfrequenz: $7000 \div 8700 \frac{B}{sec}$
Anzahl der ausgewerteten Bilder jeweils: 10
im Abstand von 0,1 sec





IRB	Darstellung eigener Meßergebnisse und ihre angenäherte Wiedergabe durch eine geänderte Gleichung von Stephan	Bild 31

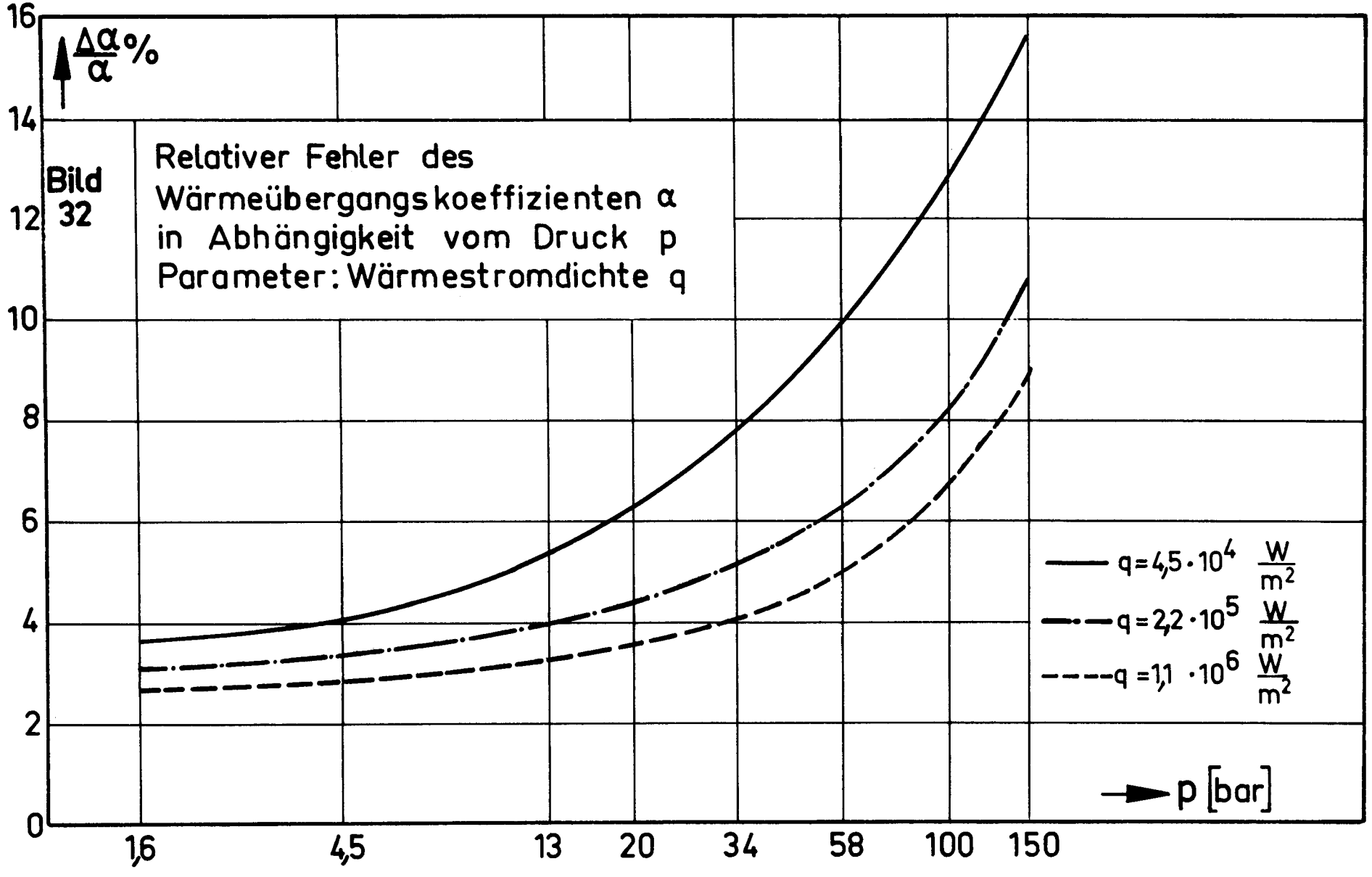


Bild 32
Relativer Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten α in Abhängigkeit vom Druck p Parameter: Wärmestromdichte q
Δα/α %
16
14
12
10
8
6
4
2
0
1,6
4,5
13
20
34
58
100
150
p [bar]
q = 4,5 · 10^4 W/m²
q = 2,2 · 10^5 W/m²
q = 1,1 · 10^6 W/m²