



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6149

**Experimentelle Untersuchungen
zum Wärmeübergang und
Strömungswiderstand beim
Filmsieden an sehr heißen
Kugeln**

M. Häßler

**Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Nukleare Sicherheitsforschung**

August 1998

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6149

**Experimentelle Untersuchungen zum
Wärmeübergang und Strömungswiderstand
beim Filmsieden an sehr heißen Kugeln**

Martin Häßler

Institut für Neutronenphysik
und Reaktortechnik

Projekt Nukleare Sicherheitsforschung

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH) genehmigte
Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

ISSN 0947-8620

Kurzfassung

Rechenmodelle, die den Verlauf möglicher Dampfexplosionen beim Kontakt von heißen Schmelzen mit Wasser analysieren können, verwenden zur Beschreibung der Vorvermischungsphase empirische Beziehungen für den Wärmeübergang und den Strömungswiderstand beim Filmsieden an Kugeln. Bestehende Korrelationen sind experimentell nur bis zu Temperaturen von 900°C abgesichert.

Ergebnisse zum Wärmeübergang bei Temperaturen bis 2100°C werden aus transienten Abkühlversuchen mit Kugeln in gesättigtem und unterkühltem Wasser gewonnen. Die thermische Trägheit bei Messung der Temperaturtransienten mit Thermoelementen führt zu großen dynamischen Meßfehlern. Ein Verfahren zu deren Korrektur wurde entwickelt und ist beschrieben. Erst durch seine Anwendung wird eine sinnvolle Auswertung der Messungen möglich.

Ein Modell für den Wärmeübergang beim Filmsieden an umströmten Kugeln wird dargestellt. Es dient zur Untersuchung des Strahlungseinflusses auf den Wärmeübergang.

Die stark vom hohen Wärmeübergang durch Strahlung im Temperaturbereich um 2000°C geprägte Dampfblasenbildung beim gesättigten Behälterfilmsieden wird filmtechnisch beobachtet.

Ergebnisse zum Strömungswiderstand bei Temperaturen bis zu 1800°C werden erzielt durch Bestimmung der stationären Endgeschwindigkeit sinkender Kugeln unterschiedlicher Dichte in gesättigtem und unterkühltem Wasser.

Experimental Investigation of Heat Transfer and Drag During Film Boiling on Very Hot Spheres

Abstract

Computer models analyzing fuel coolant interactions during postulated core melt accidents make use of correlations describing the film boiling heat transfer and the drag of spheres in the pre-mixing-phase. These correlations have been experimentally verified only up to a temperature of 900°C.

Heat transfer results for temperatures up to 2100°C are obtained by following a cool down transient with spheres in saturated and subcooled water. The thermal response of the thermocouples used to measure the cool down transient causes large dynamic measurement errors. In order to correct for these errors a method is developed, without which a useful analysis of the measurements is not possible.

A theoretical model for the film boiling heat transfer is presented and used to examine the influence of thermal radiation on the total heat transfer.

The formation of steam bubbles during saturated film boiling, which is strongly influenced by the high thermal radiation at temperatures around 2000°C, is observed.

Results for the drag at temperatures up to 1800°C are obtained by determining the terminal velocity of sinking spheres with different densities in saturated and subcooled water.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Nomenklatur	vii
1 Einleitung	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Überblick	2
1.2.1 Filmsieden	2
1.2.2 Experimentelle Möglichkeiten	5
1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit	7
2 Grundlegendes	9
2.1 Wärmeübergangskoeffizient und Nusselt-Zahl	9
2.2 Behandlung der Wärmestrahlung	10
2.3 Widerstandskoeffizient und Reynolds-Zahl	13
3 Untersuchungen zum Wärmeübergang	15
3.1 Beschreibung der Experimente	15
3.1.1 Versuchsaufbau	15
3.1.2 Material und Instrumentierung der Testkugeln	17
3.1.3 Versuchsablauf und Meßtechnik	19
3.1.4 Temperaturmessung mit Pyrometern	24
3.1.5 Probleme bei der Temperaturmessung	27
3.1.6 Durchgeführte Experimente	28
3.2 Auswertung der Versuche	29

3.2.1	Berechnung des Wärmestroms	29
3.2.2	Dynamische Korrektur der Temperaturmessung	30
3.2.3	Bestimmung des Emissionsgrades	37
3.2.4	Beispiel für die Auswertung einer Transiente	39
3.3	Ergebnisse und Diskussion	43
3.3.1	Dimensionslose Darstellung	43
3.3.2	Modell für die Berechnung des Wärmeübergangs	44
3.3.3	Empirische Beziehungen	48
3.3.4	Behandlung der Wärmeverluste	50
3.3.5	Ergebnisse zum gesättigten Behälterfilmsieden	52
3.3.6	Ergebnisse zum unterkühlten Behälterfilmsieden	53
4	Untersuchungen zum Strömungswiderstand	57
4.1	Beschreibung der Experimente	57
4.1.1	Versuchsaufbau	57
4.1.2	Testkugeln	59
4.1.3	Video- und Hochgeschwindigkeitskamera	59
4.1.4	Versuchsablauf und Meßtechnik	60
4.2	Versuchsauswertung	61
4.2.1	Vorbetrachtung	61
4.2.2	Auswertung der Filmaufnahmen	63
4.3	Ergebnisse und Diskussion	65
4.3.1	Widerstandskoeffizienten kalter Kugeln	65
4.3.2	Widerstandskoeffizienten heißer Kugeln	65
5	Fehlerbetrachtung	69
5.1	Wärmeübergang	69
5.2	Strömungswiderstand	73
6	Dampfblasenbildung	75
6.1	Darstellung und Beschreibung der Beobachtungen	75
6.2	Frequenzanalyse	77

7 Zusammenfassung	81
Literaturverzeichnis	83
A Experimentelle Daten	91
A.1 Gesättigtes Behälterfilmsieden	91
A.2 Unterkühltes Behälterfilmsieden	98
B Quasistationäre Betrachtung	103

Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Strahlungsfaktor für Behälterfilmsieden</i>	12
2.2	<i>Strahlungsfaktor für Filmsieden unter Zwangskonvektion</i>	12
2.3	<i>Standardkurve für den Widerstandskoeffizienten einer umströmten Kugel</i>	14
3.1	<i>Versuchsstand für die Untersuchungen zum Wärmeübergang</i>	16
3.2	<i>Instrumentierte Stahl- bzw. Molybdänkugel</i>	18
3.3	<i>Röntgenaufnahme der Meßspitze eines Wolfram-Rhenium-Hochtemperaturmantelthermoelements</i>	19
3.4	<i>Abkühlkurven einer 15 mm Molybdänkugel bei unterschiedlichen Unterkühlungen</i>	22
3.5	<i>Typische Messung der Teilstrahlungs-pyrometer</i>	23
3.6	<i>Gemessene Druckanstiege infolge Dampfproduktion bei gesättigten Verhältnissen</i>	24
3.7	<i>Spektrale Strahlungsleistung eines schwarzen Strahlers</i>	25
3.8	<i>Typische Temperaturtransienten beim gesättigten Behälterfilmsieden für 1000°C und 2000°C Anfangstemperatur (konstruierte Kurven)</i>	31
3.9	<i>Zugehöriger totaler Wärmestrom nach Gleichung (3.1) für 1000°C und 2000°C Anfangstemperatur (konstruierte Kurven)</i>	31
3.10	<i>Temperaturverlauf im Zentrum einer Kugel als Folge einer sprungartigen Änderung ihrer Oberflächentemperatur</i>	34
3.11	<i>Bestimmung der Zeitkonstante durch Vergleich konstruierter Innentemperaturkurven mit der Thermoelementmessung</i>	36
3.12	<i>Tiefpaßgefiltertes Temperatursignal gemessen vom Hochtemperaturthermoelement</i>	40

3.13	<i>Rekonstruktion der Oberflächentemperatur durch dynamische Korrektur der Thermoelementmessung</i>	41
3.14	<i>Theoretisch ermittelte Nusselt-Zahlen für den Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden</i>	49
3.15	<i>Abweichungen zwischen experimentell ermitteltem und theoretischem Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden</i>	52
3.16	<i>Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 2100°C</i>	54
3.17	<i>Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 800°C (nach Liu und Theofanous [42])</i>	54
3.18	<i>Wärmeübergang beim unterkühlten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 2000°C</i>	55
3.19	<i>Wärmeübergang beim unterkühlten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 900°C (nach Liu und Theofanous [42])</i>	55
4.1	<i>Aquarium für die Untersuchungen zum Strömungswiderstand</i>	58
4.2	<i>Approximation des punktweise vorliegenden Weg-Zeit-Gesetzes einer frei fallenden Kugel mit einem Polynom 2. Ordnung</i>	64
4.3	<i>Widerstandskoeffizienten kalter Kugeln</i>	66
4.4	<i>Weg-Zeit-Gesetze der in gesättigtem Wasser sinkenden heißen Kugeln</i>	66
4.5	<i>Widerstandskoeffizienten beim Filmsieden an Kugeln</i>	67
5.1	<i>relativer Fehler in der Nusselt-Zahl</i>	71
5.2	<i>Streubreiten der Nusselt-Zahl</i>	71
6.1	<i>Sequenz von Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen der Blasenbildung an einer 15 mm Molybdänkugel bei ca. 2000°C</i>	76
6.2	<i>Schwankungen des Farbpyrometersignals aus NK99</i>	78
6.3	<i>Druckschwankungen aus NK99</i>	78
6.4	<i>Leistungsdichtespektrum des Farbpyrometersignals aus NK99</i>	79
6.5	<i>Leistungsdichtespektrum der Druckschwankungen aus NK99</i>	79

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Ar	Archimedes-Zahl	[–]	$\frac{gD^3(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v \nu_v^2}$
c_p	spez. Wärme bei konstantem Druck	[Jkg ⁻¹ K ⁻¹]	
D	Kugeldurchmesser	[m]	
Fr	Froude-Zahl	[–]	$\frac{U^2}{gD}$
g	Erdbeschleunigung	[ms ⁻²]	9,81
Gr	Grashof-Zahl	[–]	$\frac{gD^3\beta\Delta T}{\nu^2}$
h	Wärmeübergangskoeffizient	[Wm ⁻² K ⁻¹]	
h_{fg}	Verdampfungsenthalpie	[Jkg ⁻¹]	
h'_{fg}	korrigierte Verdampfungsenthalpie	[Jkg ⁻¹]	$h_{fg} + 0,5 c_{p_v} \Delta T_{sup}$
J	Strahlungsfaktor	[–]	
Ja _l	Jakob-Zahl der Unterkühlung	[–]	$\frac{\Delta T_{sub} c_{p_l}}{h'_{fg}}$
Ja _v	Jakob-Zahl der Wandüberhitzung	[–]	$\frac{\Delta T_{sup} c_{p_v}}{h'_{fg}}$
m	Masse	[kg]	
Nu	Nusselt-Zahl	[–]	$\frac{h_c D}{\lambda_v}$
p	Druck	[Nm ⁻²]	
Pr	Prandtl-Zahl	[–]	$\frac{\nu}{\kappa}$
\dot{q}	Wärmestrom	[Wm ⁻²]	
r	radiale Koordinate	[m]	

R	Kugelradius	[m]	
Re	Reynolds-Zahl	[-]	$\frac{UD}{\nu}$
Sc	Unterkühlungsparameter	[-]	$\frac{Ja_l}{Pr_l}$
Sp	Wandüberhitzungsparameter	[-]	$\frac{Ja_v}{Pr_v}$
St	Stefan-Zahl	[-]	$\frac{\varepsilon\sigma(T_w^4 - T_{sat}^4)D}{\lambda_v(T_w - T_{sat})}$
t	Zeit	[s]	
T	Temperatur	[°C]	
T_∞	Wassertemperatur	[°C]	
T_{sat}	Sättigungstemperatur	[°C]	
T_w	Temperatur der Kugeloberfläche	[°C]	
U	Geschwindigkeit der Anströmung	[ms ⁻¹]	
u	Geschwindigkeit	[ms ⁻¹]	
u_{fg}	Geschwindigkeit an der Phasengrenze	[ms ⁻¹]	
x, y	Koordinaten	[m]	

Griechische Symbole

β	Temperaturausdehnungskoeffizient	[K ⁻¹]	
δ	Dampffilmdicke	[m]	
ΔT	Temperaturdifferenz	[K]	
ΔT_{sub}	Unterkühlung des Wassers	[K]	$T_{sat} - T_\infty$
ΔT_{sup}	Überhitzung der Kugeloberfläche	[K]	$T_w - T_{sat}$

ε	Emissionsgrad	[–]	
θ	Winkelkoordinate	[–]	
κ	Temperaturleitfähigkeit, Diffusivität	$[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$	$\frac{\lambda}{\rho c_p}$
λ	Wärmeleitfähigkeit	$[\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}]$	
ν	kinematische Viskosität	$[\text{m}^2\text{s}^{-1}]$	
μ	dynamische Viskosität	$[\text{Nsm}^{-2}]$	
ρ	Dichte	$[\text{kgm}^{-3}]$	
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$[\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}]$	$5,67 \cdot 10^{-8}$

Indizes

<i>a</i>	außen
<i>c</i>	Wärmeleitung
<i>i</i>	innen
<i>k</i>	korrigierter Wert
<i>l</i>	Wasser
<i>nc</i>	Naturkonvektion
<i>p</i>	Behälterfilmsieden
<i>r</i>	Wärmestrahlung
<i>t</i>	total
<i>sat</i>	gesättigt
<i>sub</i>	unterkühlt
<i>theo</i>	theoretischer Wert
<i>v</i>	Dampf

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Problemstellung

Filmsieden ist ein Wärmeübertragungsmechanismus, der bei vergleichsweise hoher Temperaturdifferenz zwischen einer heißen Oberfläche und einer Flüssigkeit auftritt. Es ist von einem beständigen Dampffilm, der die heiße Oberfläche von der Flüssigkeit trennt, gekennzeichnet. Das Aufrechterhalten des Dampffilms erfordert eine Mindesttemperatur der Oberfläche, die minimale Filmsiedetemperatur. Ihr Wert hängt sowohl von der Sättigungstemperatur und der Unterkühlung der Flüssigkeit, als auch von der Beschaffenheit der Oberfläche ab.

Kritisch beim Filmsieden ist die Vorstellung eines plötzlich zusammenbrechenden Dampffilms mit entsprechend erhöhtem Wärmeübergang. Die damit verbundene vermehrte Dampfproduktion kann unzulässig schnelle und hohe Druckerhöhungen verursachen und in Form einer Dampfexplosion zerstörerische Kraft entwickeln. Ein natürliches Zusammenbrechen des Dampffilms wird bei Unterschreiten der minimalen Filmsiedetemperatur an der Oberfläche jedes sich anfangs unter Filmsieden abkühlenden Körpers beobachtet und Quenching genannt.

Die Thermofluidodynamik des Filmsiedens ist überall dort von Bedeutung, wo Körper unter Filmsiedebedingungen geheizt oder abgekühlt werden, z.B. in der Tieftemperaturtechnik und bei der Warmbehandlung von Metallen. Besonderes Interesse gilt dem Filmsieden seit Jahren im Zusammenhang mit Analysen zur Reaktorsicherheit bei der Frage nach Entstehen und Verlauf von Dampfexplosionen.

Zukünftige Druckwasserreaktoren müssen so konstruiert werden, daß auch die Auswirkungen sehr unwahrscheinlicher Unfallabläufe, die zu einem Schmelzen des Reaktorkerns führen, auf die Anlage selbst begrenzt bleiben. Dies erfordert u.a. die Beherrschung von Dampfexplosionen, die beim Kontakt eines Schmelzestrahls aus

dem Reaktorkern mit dem Wasser des Druckbehälters (Fuel Coolant Interaction) denkbar sind. Um die Abläufe zu verstehen, werden Beschreibungen des Wärmeübergangs beim Filmsieden benötigt, die einen weiten Temperaturbereich betreffen, von gesättigten bis zu stark unterkühlten Bedingungen reichen und sowohl Natur-, als auch Zwangskonvektion erfassen.

Zur Abschätzung der bei einer Dampfexplosion maximal freigesetzten Energie sind u.a. am INR Rechenprogramme für die thermofluidynamische Beschreibung von Mehrphasen-Mehrkomponenten-Gemischen aus Dampf, Wasser und Schmelze entwickelt worden [1, 13, 40]. Die in der Fragmentierungsphase unmittelbar nach Eintritt des Schmelzestrahls in einen Wasserbehälter entstehenden Schmelzetropfen werden als Kugeln modelliert. Zur Beschreibung des Wärmeübergangs von den Schmelzetropfen an Dampf und Wasser während der anschließenden Vorvermischungsphase werden empirische Beziehungen verwendet. Die Berechnung von Sinkgeschwindigkeiten der Schmelzetropfen erfolgt anhand von Widerstandskoeffizienten.

Die zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten sind experimentell nur bis zu Temperaturen von 1000°C untersucht. Meßergebnisse bei höheren Temperaturen, bei denen der Einfluß der Wärmeübertragung durch Strahlung entscheidend wird, liegen nicht vor. Um die Übertragbarkeit der empirischen Beziehungen auf diesen Bereich abzusichern oder gegebenenfalls neue Beziehungen aufzustellen, sind experimentelle Untersuchungen bei sehr hohen Temperaturen erforderlich. Dies stellt eine versuchstechnische Herausforderung dar, da nicht auf gewöhnliche Materialien, Heiz- und Meßtechniken zurückgegriffen werden kann.

1.2 Überblick

1.2.1 Filmsieden

Unter Sieden versteht man den Verdampfungsvorgang an der Grenzfläche zwischen einer Flüssigkeit und einem heißen Festkörper bzw. einer heißen Schmelze. Je nach Temperaturdifferenz an der Grenzfläche und der Art und Weise, wie sich dort Dampf bildet, unterscheidet man zwischen Blasensieden, Übergangssieden und Filmsieden. Bei instationären Vorgängen, d. h. beim Abkühlen oder Aufheizen des Festkörpers bzw. der Schmelze, gehen diese Siedezustände ineinander über. Der Bereich des Blasensiedens wird beim Aufheizen verlassen, wenn der kritische Wärmestrom (Critical Heat Flux) überschritten ist. Umgekehrt wird beim Abkühlen der Bereich des Filmsiedens verlassen, wenn die minimale Filmsiedetemperatur unterschritten

ist. FIEDLER [24] stellt den Verlauf der dabei auftretenden Wärmeübergänge zusammen.

Beim Filmsieden wird ein stabiler Dampffilm an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und heißem Festkörper bzw. heißer Schmelze gebildet. Dieser verhindert einen direkten Kontakt der Flüssigkeit mit der heißen Oberfläche. Filmsieden tritt nur auf, wenn die Temperaturdifferenz an der Grenzfläche so hoch ist, daß genug Dampf produziert wird den Dampffilm aufrecht zu erhalten. Abhängig von der Unterkühlung der Flüssigkeit, der Oberflächenbeschaffenheit und der Geschwindigkeit einer eventuellen Anströmung beträgt die erforderliche Temperaturdifferenz mindestens 100–700 K. Die Wärmetransportmechanismen beim Filmsieden sind hauptsächlich Wärmeleitung durch den Dampffilm und Wärmestrahlung. Die geringe Wärmeleitfähigkeit des Dampffilms ist maßgebend für den vergleichsweise niedrigen Wärmeübergang, der beim Filmsieden beobachtet wird. Unterkühlung der Flüssigkeit und Anströmung führen zu geringeren Dampffilmstärken, so daß sie den Wärmeübergang letztlich dadurch erhöhen, daß sie die Strecke, über die die Wärmeleitung stattzufinden hat, verkürzen. Der Anteil der Wärmestrahlung am gesamten Wärmestrom wird mit steigender Temperaturdifferenz naturgemäß höher und höher.

Hinsichtlich der Geometrie der Grenzfläche wird zwischen Filmsieden an Platten (horizontal und vertikal), an Zylindern und an Kugeln unterschieden. Sowohl was den Aufbau des Dampffilms als auch die Art, wie Wärmeübergangsdaten korreliert werden können, angeht, besteht eine große Ähnlichkeit zwischen Filmsieden an Zylindern und Kugeln.

Der Wärmeübergang beim Filmsieden an Kugeln läßt sich hinsichtlich der Temperatur des verdampfenden Mediums, der Strömungsbedingungen und der daraus resultierenden Dampfkfigurationen unterteilen in:

Gesättigtes Behälterfilmsieden: Filmsieden ohne oder mit nur geringer Anströmung, verdampfendes Medium auf Sättigungstemperatur, welliger Dampffilm um die ganze Kugel, periodisch ablösende große Dampfmengen im Bereich des hinteren Staupunkts, Zwei-Phasen-Strömung im Nachlauf

Unterkühltes Behälterfilmsieden: Filmsieden ohne oder mit nur geringer Anströmung, verdampfendes Medium ist unterkühlt, glatter Dampffilm um die ganze Kugel, stationäre Dampfmengen im Bereich des hinteren Staupunkts mit sich periodisch ablösenden und bald rekondensierenden kleinen Dampfblasen

Gesättigtes Filmsieden unter Zwangskonvektion: Filmsieden mit Anströmung, verdampfendes Medium auf Sättigungstemperatur, welliger Dampffilm auf der Vorderseite, Ablösen der Dampfströmung an der Stelle des größten

Umströmungsquerschnitts, lange Dampfschleppe auf der Rückseite, periodisch ablösende Dampfmengen am Ende der Schleppe

Unterkühltes Filmsieden unter Zwangskonvektion: Filmsieden mit Anströmung, verdampfendes Medium ist unterkühlt, glatter Dampffilm auf der Vorderseite, an Stelle der Dampfschleppe ein geschlossener welliger Dampffilm auf der Rückseite, gelegentliches Ablösen kleiner Dampfblasen aus dem Bereich des größten Umströmungsquerschnitts

Die obige Klassifizierung richtet sich nach experimentellen Beobachtungen bei bis zu 900 K Wandüberhitzung. Die Beschreibungen des Dampffilms von WALFORD [64], STEVENS & WITTE [58], AZIZ [2], ZVIRIN, HEWITT & KENNING [72] und DIX & OROZCO [18] stimmen für die vordere Hälfte der untersuchten Körper überein. Sie berichten von einem geschlossenen und je nach Unterkühlung welligen oder glatten Dampffilm, der die vordere Hälfte der Kugel bzw. des Zylinders bedeckt. Die Beschreibungen des Dampffilms auf der Rückseite von Kugeln hingegen sind uneinheitlich. Zum einen hängt dort die Gestalt des Dampffilms in starkem Maß von Unterkühlung und Anströmungsgeschwindigkeit ab, zum anderen wird sie entscheidend von der Kugelhalterung beeinflusst, wenn diese an der Rückseite angebracht ist. FIEDLER [24] beschreibt diese Effekte bei Verwendung mehrerer Thermolemente als Kugelhalterung. LIU & THEOFANOUS [42] versuchen sie zu umgehen, in dem sie die Kugelhalterung an der Vorderseite anbringen. Dies beeinträchtigt zwar die Anströmung bei Experimenten unter Zwangskonvektion, erlaubt aber die ungestörte Dampfbildung auf der Kugelrückseite.

Auch bei theoretischen Untersuchungen zum Filmsieden stellt die Behandlung der Dampfkfiguration auf der Körperrückseite ein Problem dar. Modelle zum gesättigten Behälterfilmsieden, z. B. FREDERKING & CLARK [29], gehen von einer laminaren Dampfströmung bis an den hinteren Staupunkt aus, ohne Einflüsse der großen, sich dort ablösenden Dampfmengen berücksichtigen zu können. Modelle zum Filmsieden unter Zwangskonvektion, z. B. KOBAYASI [39], WILSON [65], ITO, NISHIKAWA & SHIGECHEI [34] und WITTE & OROZCO [66], vernachlässigen, unter Hinweis auf die großen Dampffilmdicken, den Wärmeübergang im Bereich nach Ablösen der Strömung bzw. können einen eventuell turbulenten Wärmetransport in diesem Bereich nicht erfassen. LIU & THEOFANOUS [42] erweitern eine Integralmethode für ein Zwei-Phasen-Grenzschichtmodell um ein „Large Eddy“-Modell für den turbulenten Wärmeübergang im Bereich des Nachlaufs und verbessern damit die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment beim unterkühlten Filmsieden.

Die Unterscheidung zwischen Filmsieden unter Natur- bzw. Zwangskonvektion erfolgt formal anhand der Froude-Zahl. Wie sowohl die theoretischen Analysen als

auch die experimentellen Beobachtungen zeigen, ist der Wärmeübergang unabhängig von der Geschwindigkeit einer Anströmung, solange $Fr < 1$ ist. Experimente mit geringer Anströmung können demnach formal dem Behälterfilmsieden zugerechnet werden. Bei den theoretischen Analysen verlagert sich im Bereich $Fr \approx 1$ der Punkt der Strömungsablösung mit steigender Froude-Zahl vom hinteren Staupunkt ($\theta = \pi$) bei $Fr \ll 1$ mehr und mehr stromaufwärts, bis er, wenn $Fr \gg 1$ ist, am Äquator ($\theta = \pi/2$) zu liegen kommt.

Wie die Arbeiten von z. B. BROMLEY [7] oder DHIR & PUROHIT [16] zeigen, sind, wenn man allein den Wärmeübergang durch Wärmeleitung betrachtet, Einflüsse der verwendeten Kugeln oder Zylindern selbst, d. h. Einflüsse des Materials, der thermophysikalischen Eigenschaften und der Oberflächenbeschaffenheit, von untergeordneter Bedeutung. Lediglich der Quenchprozeß und der Wärmeübergang im Bereich des Übergangssiedens sind stark davon beeinflusst. Beim Filmsieden spielen die Kugel oder der Zylinder selbst also nur in Zusammenhang mit Strahlung in Form der Emissivität ihrer Oberfläche eine Rolle.

1.2.2 Experimentelle Möglichkeiten

Bestimmung des Wärmeübergangs

Es existieren prinzipiell zwei Möglichkeiten, wie der Wärmeübergang beim Filmsieden experimentell bestimmt werden kann, eine stationäre und eine instationäre. Im Fall des stationären Wärmeübergangs ($T_w = \text{const.}$) am untersuchten Körper muß die unter Filmsieden abgegebene Wärme durch Beheizen ständig neu zugeführt werden. Hier ergibt sich der Wärmestrom durch Gleichsetzen von zu- und abgeführter Wärme. Im Fall des instationären Wärmeübergangs ($T_w = f(t)$) am sich unter Filmsieden abkühlenden Körper muß im Vorfeld auf eine Anfangstemperatur geheizt werden. Nach Abschalten der Heizung ergibt sich der Wärmestrom aus der Abnahme der Temperatur des Körpers.

Alle experimentellen Arbeiten zum Filmsieden an Zylindern machen von der stationären Methode gebrauch. Die Geometrie ermöglicht hier eine einfache und leicht zu messende Wärmezufuhr durch elektrischen Strom, ohne daß das Strömungsfeld wesentlich beeinträchtigt wird. Problematisch beim Vergleich mit theoretisch erzielten Ergebnissen, für die der Zylinder als in Längsrichtung unendlich ausgedehnt betrachtet wird, sind Effekte an den Enden des stromdurchflossenen Probekörpers.

Bei der experimentellen Untersuchung des Filmsiedens an Kugeln schließt die Geometrie eine Beheizung durch elektrischen Strom aus. Das Beheizen einer Hohlkugel

mit durchströmender heißer Flüssigkeit ist für Anwendungen bei höheren Temperaturen ungeeignet. Außerdem würden die erforderlichen Zu- und Abführungen das Strömungsfeld stark beeinflussen und hohe Wärmeverluste für die Kugel mit-sichbringen. Als eine praktikable Möglichkeit erweist sich die Beheizung mittels elektromagnetischer Induktion. Hier können für Kugeln bis zu 20 mm Durchmesser und Temperaturen bis zu 1000°C stationäre Zustände beim Filmsieden in Wasser erreicht werden.

LIU & THEOFANOUS [42] strebten an, auf diesem Wege Ergebnisse nach der stationären Methode zu erzielen. Da die von der Induktionsheizung aufgenommene elektrische Leistung nicht der entspricht, die in den beheizten Körper eingekoppelt wird, mußte eine Kalibration der Leistungszufuhr in Luft durchgeführt werden. Unter der Annahme, daß die nach der instationären und stationären Methode erhaltenen Wärmeübergänge einander entsprechen müssen, zeigte sich, daß die Kalibration der Leistungszufuhr allenfalls für Filmsieden unter Zwangskonvektion übertragbar ist, wenn Wasser mit durch Salzzugabe erhöhter elektrischer Leitfähigkeit verwendet wird. Bei Anwendung der Kalibrierung zeigten, unabhängig vom verwendeten Wasser, insbesondere die nach der instationären und stationären Methode erhaltenen Wärmeübergänge für Behälterfilmsieden große Abweichungen. Aufgrund dieser Schwierigkeiten machen die meisten experimentellen Arbeiten zum Filmsieden an Kugeln von der instationären Methode Gebrauch, indem eine vorgeheizte Kugel in einem Wasserbehälter oder einer Wasserströmung abgekühlt wird.

In Anbetracht der hohen Wärmeabgabe durch Strahlung im Temperaturbereich um 2000°C wird in der vorliegenden Arbeit nicht versucht, durch Beheizung der Kugel im Wasser stationäre Zustände herzustellen. Die Kugeln werden unter Schutzgasatmosphäre induktiv aufgeheizt und dann in einen Wasserbehälter fallengelassen.

Ein grundsätzliches Problem aller experimentellen Untersuchungen zum Filmsieden an Kugeln sind die Wärmeverluste in die Kugelhalterungen, die bei Temperaturmessung mit Thermoelementen unvermeidlich sind. Die unbekanntenen Wärmeverluste machen einen objektiven Vergleich zwischen Theorie und Experiment unmöglich. Es muß daher ein Anliegen sein, die Kugelhalterungen so zu gestalten, daß die Wärmeverluste minimiert werden, oder einen Zusammenhang zwischen Gestalt der Kugelhalterung und Höhe der Wärmeverluste zu finden.

LIU & THEOFANOUS [42] betonen, daß bei ihren Untersuchungen erstmals die Wärmeverluste konsequent minimiert wurden. Durch Verwendung von Thermoelementen (0,35–0,81 mm), die als einzige Verbindung zur Kugel dienten, konnte gleichzeitig das Durchmesser Verhältnis zwischen jeweils untersuchter Kugel (6,53–19,1 mm) und Kugelhalterung konstant gehalten werden, so daß für verschiedene Kugeldurchmes-

ser vergleichbare Resultate entstanden. In der vorliegenden Arbeit wird das Durchmesser Verhältnis variiert. Zusammen mit Ergebnissen anderer Untersuchungen wird eine einfache Beziehung aufgestellt, mit der gemessene Wärmeübergänge hinsichtlich der Wärmeverluste in die Kugelhalterung korrigiert werden können.

Bestimmung des Strömungswiderstandes

Auch für die Bestimmung des Strömungswiderstandes bestehen zwei prinzipielle Vorgehensweisen. Eine Möglichkeit ist, eine feststehende, beheizte Kugel anzuströmen und die dabei erforderliche Haltekraft zu bestimmen. Die andere Möglichkeit besteht in der Beobachtung der Bewegung einer vorgeheizten, sinkenden Kugel hinsichtlich ihrer stationären Endgeschwindigkeit. Vorteile der ersten Methode liegen in der freien Wählbarkeit des zu untersuchenden Geschwindigkeitsbereichs, während bei der zweiten Methode prototypische Strömungsbedingungen herrschen, was die Anwendung gefundener Zusammenhänge für den Strömungswiderstand auf Sinkbewegungen kugelähnlicher Geometrien angeht.

1.3 Ziel und Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, Techniken und Methoden der Durchführung und Auswertung von Versuchen zum Filmsieden an Kugeln mit Temperaturen von bis zu 2100°C in Wasser zu beschreiben, sowie die erhaltenen Ergebnisse im Zusammenhang mit bisherigen Untersuchungen zu diskutieren. Ein besonderer Schwerpunkt wird bei der Beschreibung eines Verfahrens zur dynamischen Korrektur der Temperaturmessung gesetzt, welches eine Auswertung der transienten Versuche zum Wärmeübergang erst möglich macht. Die Experimente zum Wärmeübergang beschränken sich auf Behälterfilmsieden, also Vorgänge bei Naturkonvektion, erfassen jedoch sowohl gesättigte, als auch unterkühlte Bedingungen. Die Untersuchungen zum Strömungswiderstand betreffen den Bereich unterkritischer Reynolds-Zahlen.

Im anschließenden Kapitel 2 werden die zur Beschreibung des Wärmeübergangs und des Strömungswiderstands relevanten Größen definiert. Darüberhinaus wird festgelegt, wie die Wärmestrahlung im Zusammenhang mit der Angabe von Wärmeübergangskoeffizienten behandelt wird.

In Kapitel 3 ist zunächst der am INR aufgebaute Versuchsstand, mit dem neuartige Experimente zu Wärmeübergang bei Temperaturen über 2000°C durchgeführt werden können, beschrieben. Neben der konstruktiven Ausführung der Anlage und dem prinzipiellen Versuchsablauf werden die Meßtechnik und spezielle Probleme,

die im Zusammenhang mit Erzeugen und Erfassen der sehr hohen Temperaturen entstehen, erläutert. Anschließend ist das schrittweise Vorgehen bei der Auswertung der Versuche zum Wärmeübergang ausführlich erklärt. Die Messung der Temperatur einer sich abkühlenden Kugel ist bei Verwendung von Thermoelementen von Verzögerungen durch instationäre Wärmeleitung gekennzeichnet, deren Ausmaß und Auswirkungen um so drastischer sind, je schlechter die Temperaturleitfähigkeit des Kugelmateriale ist, und je schneller der Abkühlvorgang vonstatten geht. Ein Verfahren zur Korrektur des dynamischen Temperaturmeßfehlers ist in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Um den Anteil der Wärmeübertragung durch Strahlung angeben zu können, muß der Emissionsgrad der Kugeloberfläche bekannt sein. Ein Verfahren zu dessen Bestimmung aus einem Versuch im Vorfeld jedes eigentlichen Experiments wird in Abschnitt 3.2.3 festgelegt. Abschließend werden die Ergebnisse zum Wärmeübergang in dimensionsloser Form dargestellt und eine empirische Beziehung zu deren Beschreibung angegeben. Hierzu wird ein Modell für die Berechnung des Wärmeübergangs beim Filmsieden an umströmten Kugeln unter Berücksichtigung von Strahlung hergeleitet. Es ermöglicht gleichfalls den Einfluß der Wärmestrahlung auf den Wärmeübergang zu untersuchen.

In Kapitel 4 wird zunächst der gegenüber den Untersuchungen zum Wärmeübergang abgeänderte Versuchsaufbau zur Bestimmung des Strömungswiderstands beim Filmsieden an Kugeln beschrieben. Anschließend sind die Methoden zur Auswertung der Versuche erklärt, bevor abschließend die für gesättigtes und unterkühltes Wasser ermittelten Widerstandskoeffizienten von Kugeln verschiedener Materialien, Durchmesser und Anfangstemperaturen aufgeführt und diskutiert werden.

Kapitel 5 enthält eine Fehleranalyse. Ausgehend von Unsicherheiten in der Messung einzelner Einflußgrößen werden dort die resultierenden Gesamtfehler in den Ergebnisgrößen für den Wärmeübergang und den Strömungswiderstand hergeleitet. Darüberhinaus werden Fehlerquellen, die in der Versuchstechnik begründet sind, diskutiert.

Beim gesättigten Behälterfilmsieden an Kugeln sehr hoher Temperatur folgt die Bildung von Dampfblasen aus dem Dampffilm heraus einem Mechanismus, der von Beobachtungen bei niedrigeren Temperaturen abweicht. Kapitel 6 zeigt eine Sequenz von Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen der Dampfblasenbildung und liefert eine Frequenzanalyse der von der Blasenbildung beeinflussten Druck- und Pyrometersignale.

Kapitel 7 schließlich gibt eine Zusammenfassung der erfolgten Untersuchungen und erzielten Ergebnisse. In Anhang A sind sämtliche Ergebnisse zum Wärmeübergang beim Filmsieden in Form von Tabellen aufgeführt.

Kapitel 2

Grundlegendes

2.1 Wärmeübergangskoeffizient und Nusselt-Zahl

Für eine wärmeübertragende Anordnung wird ein Wärmeübergangskoeffizient ganz allgemein gebildet, indem der totale Wärmestrom \dot{Q}_t auf die Durchtrittsfläche A und das treibende Temperaturgefälle ΔT bezogen wird:

$$h_t = \frac{\dot{Q}_t}{A\Delta T} = \frac{\dot{q}_t}{\Delta T} \quad (2.1)$$

Beim Wärmeübergang an einer Kugel ist die Durchtrittsfläche A die Kugeloberfläche πD^2 und das treibende Temperaturgefälle ΔT die Differenz zwischen Kugeltemperatur und Temperatur des umgebenden Mediums in genügend weitem Abstand außerhalb einer Grenzschicht:

$$h_t = \frac{\dot{Q}_t}{\pi D^2(T_w - T_\infty)} = \frac{\dot{q}_t}{\Delta T_{sup}} \quad (2.2)$$

Im allgemeinen setzt sich der oberflächenbezogene totale Wärmestrom \dot{q}_t aus Anteilen von Wärmestrahlung \dot{q}_r und Wärmeleitung \dot{q}_c zusammen, wobei unter letzterem sowohl die rein molekulare Wärmeleitung (Konduktion) als auch die an Materiebewegung gekoppelte Wärmeleitung (Konvektion) verstanden wird:

$$\dot{q}_t = \dot{q}_c + \dot{q}_r \quad (2.3)$$

Für die mit dem jeweiligen Wärmestrom gebildeten Wärmeübergangskoeffizienten gilt entsprechend:

$$h_t = h_c + h_r \quad (2.4)$$

Zur Bildung der Nusselt-Zahl, der dimensionslosen Kennzahl für den Wärmeübergang, wird der Wärmeübergangskoeffizient mit einer charakteristischen Länge und

der Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Mediums kombiniert. Hierbei wird in aller Regel der Wärmeübergangskoeffizient für den Anteil der Wärmeleitung $h_c = h_t - h_r$ verwendet. Als charakteristische Länge beim Wärmeübergang an einer Kugel wird üblicherweise ihr Durchmesser D genommen, so daß die Nusselt-Zahl in diesem Fall definiert ist durch:

$$\text{Nu} = \frac{h_c D}{\lambda} \quad (2.5)$$

In ihrer physikalischen Bedeutung kommt die Nusselt-Zahl dem Verhältnis der insgesamt durch Wärmeleitung und der durch Konvektion übertragenen Energie gleich [69]. Unter Wärmeleitung sind hierbei, wie bereits erwähnt, die Anteile von Konvektion *und* Konduktion verstanden. Entsprechend wird der Begriff in der vorliegenden Arbeit gebraucht, um *den* Anteil am Wärmeübergang, der nicht Strahlung ist, insgesamt zu bezeichnen.

2.2 Behandlung der Wärmestrahlung

In vielen Fällen ist eine Aufspaltung des Wärmeübergangs in Anteile der Wärmestrahlung und der Wärmeleitung gemäß (2.4) sinnvoll und zulässig, da beide Wärmeübertragungsmechanismen unabhängig voneinander ablaufen. Beim Filmsieden besteht jedoch eine Wechselwirkung. Die für den Anteil der Wärmeleitung maßgebliche Dampffilmdicke ist ein Resultat der Dampfproduktion an der Phasengrenze infolge der insgesamt, also auch der durch Strahlung übertragenen Wärme. In Gegenwart von Strahlung ergibt sich ein geringerer Wärmeübergang durch Wärmeleitung, da die vermehrte Dampfproduktion größere Dampffilmdicken mitsichbringt. Um Aussagen zum Wärmeübergang durch Wärmeleitung zu ermöglichen, die unabhängig von einer jeweils vorherrschenden Strahlung Gültigkeit haben, also universelleren Charakter besitzen, wird der totale Wärmestrom wie folgt in einen Wärmeleitungsanteil und einen Strahlungsanteil aufgespalten:

$$\dot{q}_t = \dot{q}_c^* + J\dot{q}_r \quad (2.6)$$

Der Anteil der Wärmeleitung \dot{q}_c^* wird dabei so groß angegeben, wie er ohne Strahlung wäre, also größer als er beispielsweise in einem Experiment in Gegenwart von Strahlung gemessen wird. Der Strahlungsanteil wird im Gegenzug mit einem Faktor $J < 1$ versehen, so daß die Summe der beiden Anteile wieder den totalen Wärmeübergang ergibt. Durch Gleichsetzen von (2.3) und (2.6) folgt für den Strahlungsfaktor:

$$J = 1 - \frac{\dot{q}_c^* - \dot{q}_c}{\dot{q}_r} \quad (2.7)$$

Im Strahlungsfaktor J manifestiert sich der Einfluß der Strahlung auf den Wärmeübergang durch Wärmeleitung. Nur mit seiner Kenntnis lassen sich der totale Wärmeübergang in Strahlung und Wärmeleitung gemäß (2.6) aufspalten. Die Berechnung von Strahlungsfaktoren gemäß (2.7) erfordert die Kenntnis des Wärmeübergangs ohne Gegenwart von Strahlung. Da in Experimenten im allgemeinen Strahlung vorliegt, werden Strahlungsfaktoren für verschiedene Wandüberhitzungen, Unterkühlungen und Anströmungsgeschwindigkeiten vorzugsweise aus Modellrechnungen gewonnen. Hierbei werden jeweils der Wärmeübergang mit und ohne Strahlung berechnet und die erhaltenen Wärmeströme gemäß (2.7) ausgewertet.

BROMLEY [7] untersuchte den Strahlungseinfluß für den Fall des Behälterfilmsiedens und kam auf einen Wert von $J = 3/4$ solange $\dot{q}_r < \dot{q}_c$ ist. Eine entsprechende Untersuchung von BROMLEY, LEROY & ROBBERS [8] für Filmsieden unter Zwangskonvektion führte auf den Wert $J = 7/8$. Eine genaue numerische Analyse von SAKURAI, SHIOTSU & HATA [50] zum unterkühlten Behälterfilmsieden ergab:

$$J = F + \frac{1 - F}{1 + 1,4 \text{Nu}/\text{St}} \quad \text{mit} \quad (2.8)$$

$$F = (1 - 0,25 \exp(0,13 \text{Sp})) \cdot \exp(-0,64 R^{0,6} \text{Pr}_l^{0,65} \text{Sp}^{-0,73} \text{Sc}^{1,1})$$

$$R = \left(\frac{\mu_v \rho_v}{\mu_l \rho_l} \right)^{1/2}$$

In der vorliegenden Arbeit wird bei den Auswertungen der Experimente zum Wärmeübergang auf Strahlungsfaktoren gemäß der Korrelation aus (2.8) zurückgegriffen.

Abbildung 2.1 und Abbildung 2.2 zeigen Strahlungsfaktoren für Behälterfilmsieden bzw. Filmsieden unter Zwangskonvektion in Abhängigkeit von Wandüberhitzung und Unterkühlung, wie sie mit dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Modell berechnet wurden.

In allen obigen Fällen ist der Strahlungsanteil am Wärmeübergang gegeben durch:

$$h_r = \frac{\dot{q}_r}{\Delta T_{sup}} \quad (2.9)$$

Betrachtet man den Strahlungswärmeaustausch beim Filmsieden zwischen Kugeloberfläche (ε_1) und der Phasengrenze (ε_2) als den zwischen zwei konzentrischen Kugeln, so ist der durch Strahlung von der Kugel übertragene Wärmestrom [55]:

$$\dot{q}_r = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{\pi D^2}{\pi(D+2\delta)^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} (T_w^4 - T_{sat}^4) \quad (2.10)$$

Vernachlässigt man die Dampffilmdicke δ gegenüber dem Kugeldurchmesser und betrachtet den Strahlungswärmeaustausch zwischen zwei Platten, so vereinfacht

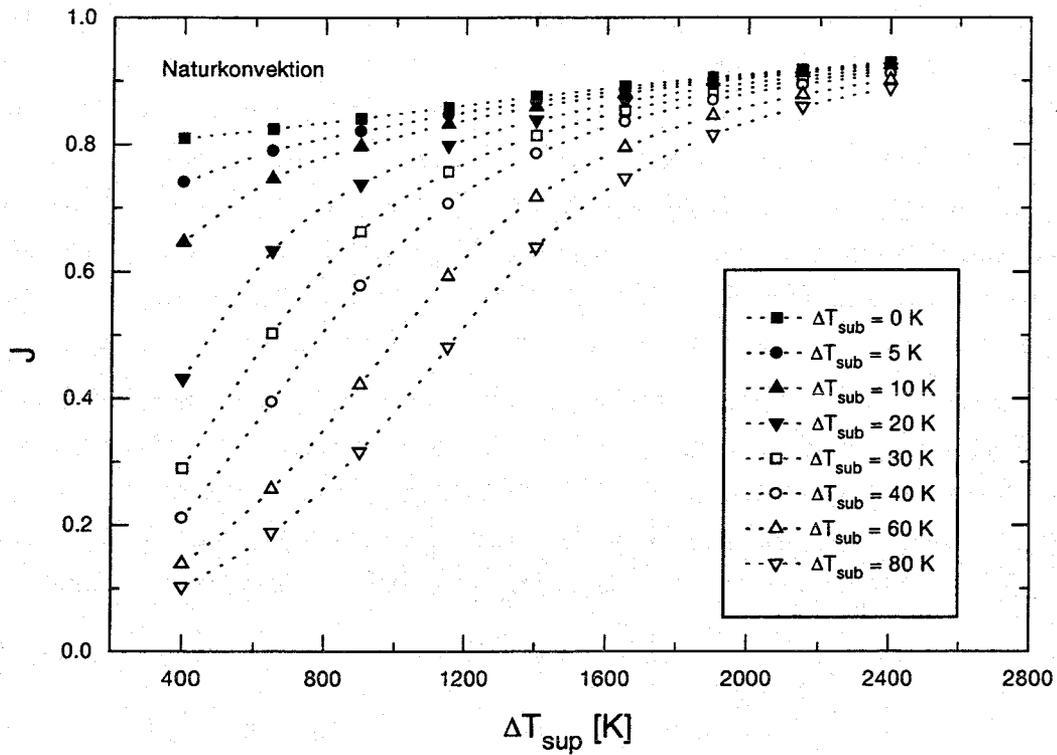


Abbildung 2.1: Strahlungsfaktor für Behälterfilmsieden

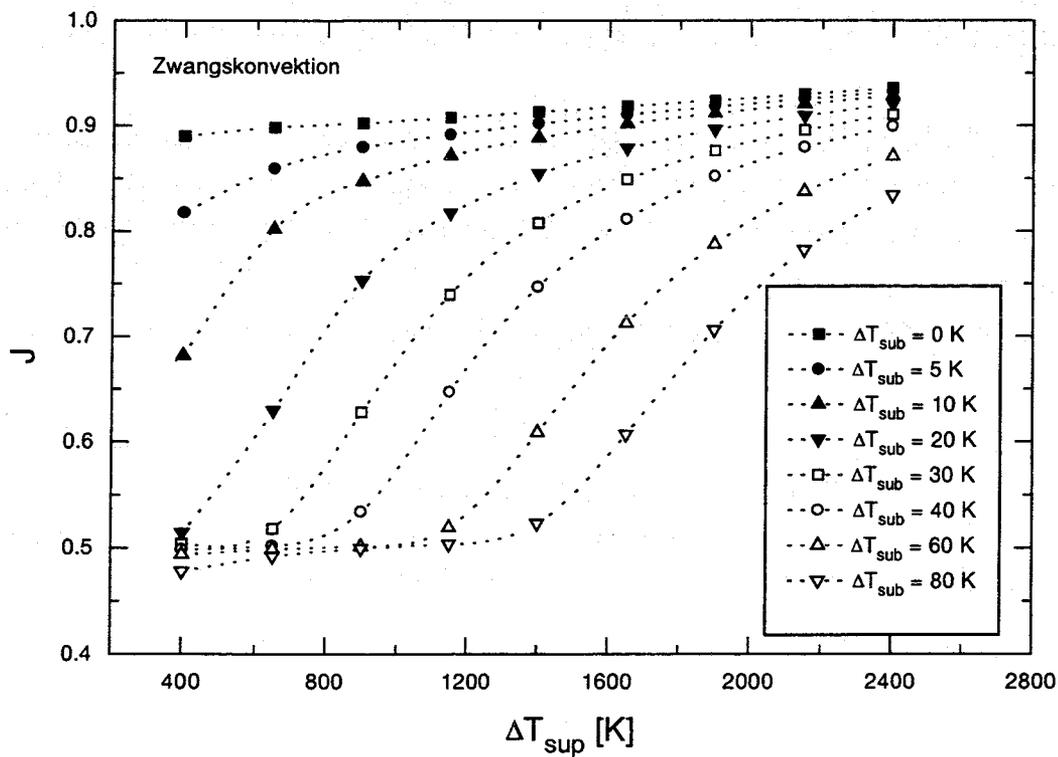


Abbildung 2.2: Strahlungsfaktor für Filmsieden unter Zwangskonvektion

sich (2.10) zu:

$$\dot{q}_r = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} (T_w^4 - T_{sat}^4) \quad (2.11)$$

Geht man weiter davon aus, daß die gesamte von der Kugel ausgehende Strahlung an der Phasengrenze bzw. im Wasser absorbiert wird ($\varepsilon_2 = 1$), so bleibt in (2.10) und (2.11) nur noch:

$$\dot{q}_r = \varepsilon_1 \sigma (T_w^4 - T_{sat}^4) \quad (2.12)$$

Was den Wärmeübergang an einer einzelnen Kugel angeht, ist die letzte Überlegung sicher zulässig. Bei der Übertragung auf Anordnungen mit mehreren Kugeln muß jedoch die Wechselwirkung zwischen den heißen Oberflächen sowie die selektive Absorption und Transmission an der Phasengrenze bzw. im Wasser berücksichtigt werden. Eine spontane Verdampfung im Wasser durch Absorption von Strahlung während der Transmission wurde in Untersuchungen, die sich mit Filmsieden und dem Entstehen von Dampfexplosionen befassen, allerdings nie beobachtet oder beschrieben.

In der vorliegenden Arbeit wird bei den Auswertungen der Experimente zum Wärmeübergang der durch Strahlung übertragene Wärmestrom gemäß (2.12) berechnet.

2.3 Widerstandskoeffizient und Reynolds-Zahl

Um bei Umströmungsproblemen den Einfluß der Reibung und des Druckfeldes in der Kräftebilanz für den umströmten Körper zu erfassen, werden Widerstandskoeffizienten C_d verwendet, so daß die Bewegung des Körpers bzw. eine eventuell erforderliche Haltekraft bestimmt werden kann. Hierbei wird eine Widerstandskraft F_d angesetzt, die dem Quadrat der Geschwindigkeit, dem Querschnitt A , der umströmt werden muß, und der Dichte des vorbeiströmenden Mediums proportional ist:

$$F_d = C_d A \frac{\rho}{2} U^2 \quad (2.13)$$

Für Umströmungen mit kleinen Geschwindigkeiten kann der Trägheitseinfluß auf die Strömung vernachlässigt und der Widerstandskoeffizient direkt durch Integration des Druckfeldes und der Wandschubspannungen über der Körperoberfläche berechnet werden. Widerstandskoeffizienten für Umströmungen bei höheren Geschwindigkeiten mit z.B. Strömungsablösung, turbulenter Grenzschicht und turbulentem Nachlauf werden ausschliesslich aus Experimenten gewonnen. Aus zahlreichen theoretischen und experimentellen Untersuchungen wurde eine Standardkurve $C_{d,0}$ für den Widerstandskoeffizienten umströmter Kugeln in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl zusammengestellt [15]. Abbildung 2.3 zeigt die Standardkurve

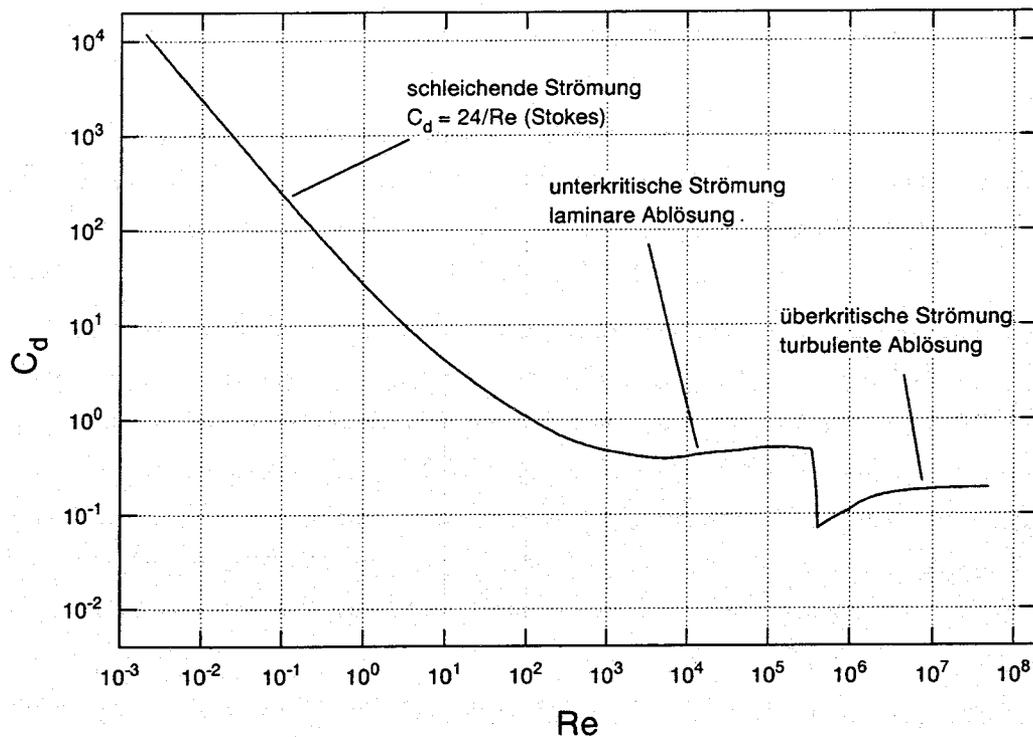


Abbildung 2.3: Standardkurve für den Widerstandskoeffizienten einer umströmten Kugel

für den Widerstandskoeffizienten und charakterisiert den Strömungszustand für die einzelnen Gültigkeitsbereiche. Mit den Standardwerten im Bereich unterkritischer Reynolds-Zahlen, wo eine vergleichsweise geringe Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl herrscht, werden die in der vorliegenden Arbeit für diesen Bereich ermittelten Widerstandskoeffizienten beim Filmsieden an Kugeln verglichen.

Kapitel 3

Untersuchungen zum Wärmeübergang

3.1 Beschreibung der Experimente

3.1.1 Versuchsaufbau

In Abbildung 3.1 ist der Versuchsstand, der für die Untersuchungen zum Wärmeübergang beim Filmsieden an heißen Kugeln verwendet wird, schematisch dargestellt. Die Anlage besteht im wesentlichen aus einem oberen und einem unteren Behälter. Der obere Behälter dient als Ofen, in dem die Kugeln auf Temperatur gebracht werden. Der untere Behälter enthält das Wasser, in das die Kugeln anschließend fallengelassen werden, um unter Filmsieden bei Naturkonvektion abzukühlen.

Der obere Behälter ist ein mit Flanschringen versehenes Zylinderrohr aus rostfreiem Stahl mit 150 mm Innendurchmesser und einer Höhe von ca. 0,7 m. Seitlich besitzt der obere Behälter einen kurzen Stutzen, über den die wassergekühlte Induktorspule einer Hochfrequenz-Induktionsheizung eingebracht wird. Die Klemmleistung der Heizung beträgt 2 kW, die Arbeitsfrequenz liegt bei 700 kHz. Gegenüber befindet sich eine Schauglasöffnung für die Temperaturmessung mit Strahlungsthermometern (s. Abschnitt 3.1.4).

Der obere Behälter kann mit Hilfe von Heizbändern auf eine gewünschte Temperatur gebracht werden und ist gegen Wärmeverluste isoliert. Zum Schutz vor Oxidation während des Betriebs der Induktionsheizung wird er mit Argon inertisiert, das durch magnetisch schaltbare Ventile ein- und austritt. Der obere Behälter wird oben von einem Deckel mit Sicherheitsventil geschlossen und hat ein Gesamtvolumen von ca. 13 ℓ.

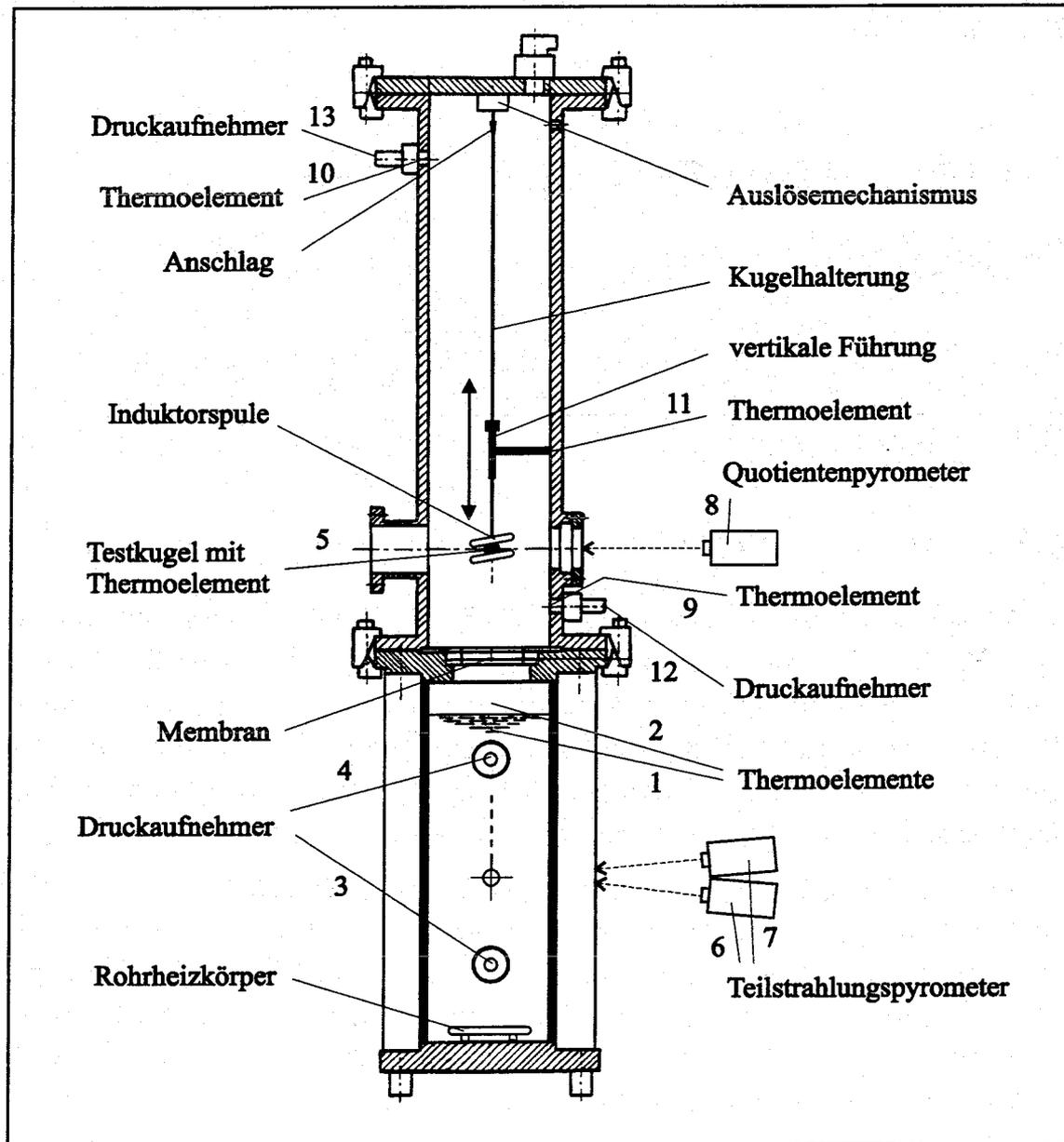


Abbildung 3.1: Versuchsstand für die Untersuchungen zum Wärmeübergang

Der untere Behälter hat eine Höhe von ca. 0,5 m, einen Querschnitt von 100 x 100 mm und wird mit ca. 4 l vollentsalztem Wasser gefüllt. Er besteht aus einem Rahmen aus rostfreiem Stahl, in den mit Silikonmasse drei Glasscheiben und eine Kunststoffscheibe eingefügt sind. Der Stahlrahmen wird aus vier quadratisch angeordneten Vollprofilen gebildet, die oben und unten mit einer Deckel- bzw. Bodenplatte verschraubt sind. Die Bodenplatte ist mit Durchführungen für die Montage eines Rohrheizkörpers (1 kW), mit dem das Wasser auf die gewünschte Temperatur gebracht wird, sowie einem Wasserablaufhahn versehen. Die Deckelplatte hat einen Flansch für die Verschraubung mit dem oberen Behälter und eine Öffnung, durch die die Kugeln in den unteren Behälter fallen können.

In die Öffnung der Deckelplatte sind Ringscheiben eingepaßt, die eine Membran aus Aluminiumfolie ($6 \mu\text{m}$) tragen. Die Membran schließt den oberen Behälter zunächst gegen Sauerstoff und Dampf aus dem unteren Behälter ab und wird erst während eines Versuches durch die herabfallende Kugel durchstoßen.

Die Glasscheiben an den Seiten des unteren Behälters bieten für die Beobachtung der Versuche mit Video- und Hochgeschwindigkeitskamera verschiedene Möglichkeiten zur idealen Beleuchtung. Die Kunststoffscheibe an der einen Seite dient der Montage von Druckaufnehmern sowie der Durchführung von Thermoelementen.

Zwischen oberem und unterem Behälter besteht eine Druckausgleichsleitung. Sie ist wie der obere Behälter mit einem magnetisch schaltbaren Austrittsventil versehen und wird während der Inertisierung ebenfalls von Argon durchströmt.

3.1.2 Material und Instrumentierung der Testkugeln

Als Testkugeln für die Untersuchungen zum Wärmeübergang bei Versuchen bis 2100°C dienen Kugeln aus Molybdän mit 15,0 und 19,8 mm Durchmesser. Bei Versuchen bis 1000°C werden Kugeln aus rostfreiem Stahl mit 15,9 und 19,0 mm Durchmesser verwendet. Ein Teil der Molybdänkugeln wurde mit einer dünnen Schicht aus Rhenium überzogen, um einheitlichere Bedingungen, was die Emissivität der Oberfläche angeht, zu erhalten. Um die Kugeln sowohl während des Aufheizens als auch später im Wasser in einer definierten Position zu halten, sind sie mit einer Rohrstange aus Molybdän (Außendurchmesser 3,2 mm) verbunden, die zugleich der Durchführung von Thermoelementen und ihrer Ausgleichsleitungen dient.

Für die Temperaturmessung kommen bei den Molybdänkugeln Wolfram-Rhenium-Hochtemperaturthermoelemente (Thermopaar W5Re/W26Re, Meßbereich bis 2320°C) zum Einsatz. Diese sind wie folgt aufgebaut: Die Drähte des Thermopaars liegen, eingebettet in eine Isolationsschicht aus verdichteter Pulverkeramik (Beryl-

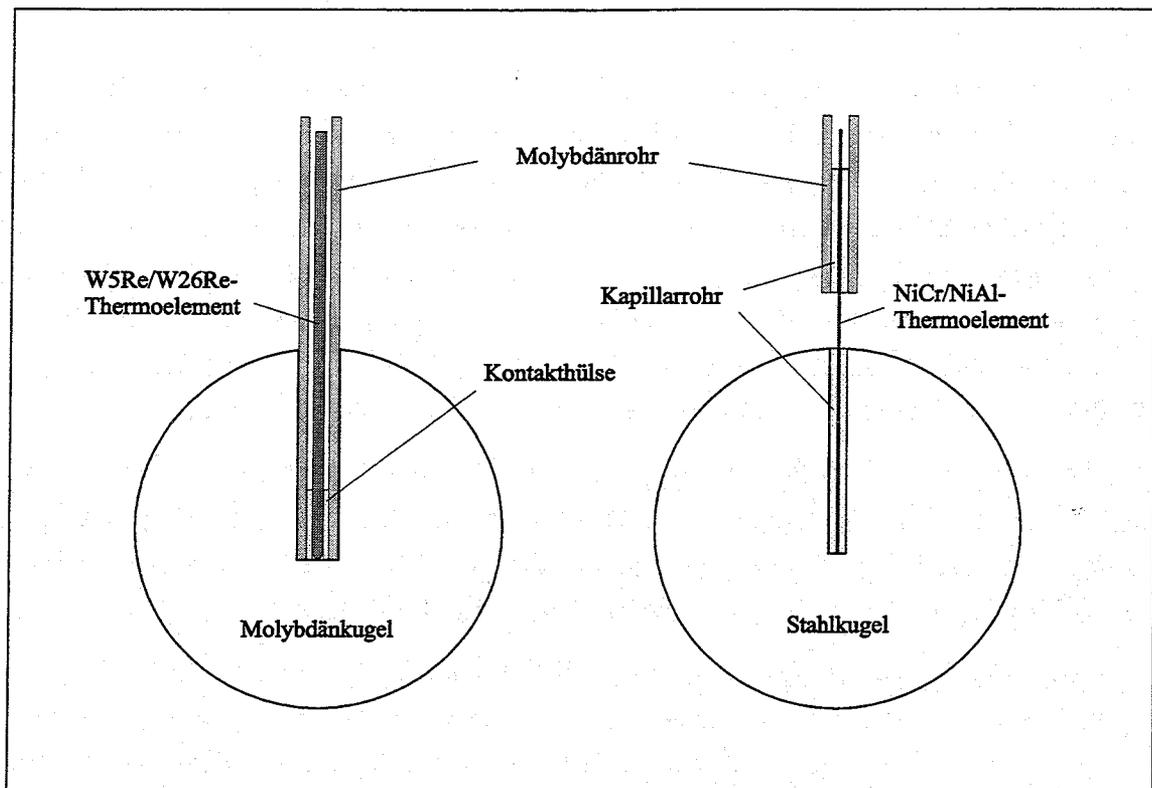


Abbildung 3.2: Instrumentierte Stahl- bzw. Molybdänkugel

liumoxid), in einem verschlossenen Mantelrohr aus Molybdän (Außendurchmesser 1,6 mm). Die Lötstelle ist dabei 2–5 mm von der Spitze des Mantelrohres entfernt. Am anderen Ende schließen sich in einem Übergangsstück (Außendurchmesser 2,0 mm) die Ausgleichsleitungen des Thermopaars an.

Molybdän versprödet beim Erkalten aus einem Temperaturbereich um 2000°C. Für den Einsatz bei den hier beschriebenen Experimenten sind die Hochtemperaturthermoelemente daher jeweils vollständig von der Rohrstange aus Molybdän ummantelt. Insbesondere wegen der hohen Giftigkeit von Berylliumoxid ist dieser zusätzliche mechanische Schutz der Thermoelemente erforderlich. Nachteilig sind die damit verbundenen höheren Wärmeverluste in die Kugelhalterung.

Um die Lage des Meßpunktes innerhalb der Spitze des Thermoelementmantelrohres zu bestimmen, werden Röntgenaufnahmen angefertigt und untersucht. Die Rohrstange wird dann so in eine zentrische Bohrung der Molybdänkugel eingepaßt, daß der Meßpunkt des innenliegenden Thermoelements nach bestem Wissen im Zentrum der Kugel zu liegen kommt (s. Abbildung 3.2). Es bleibt eine gewisse Unsicherheit, da nicht immer offensichtlich ist, ob die Lötstelle selbst, oder eine etwaige Kontaktstelle in einem ca. 5 mm langen Abschnitt, in dem die Thermopaardrähte miteinander verdrillt sind, den Meßpunkt bilden (s. Abbildung 3.3).

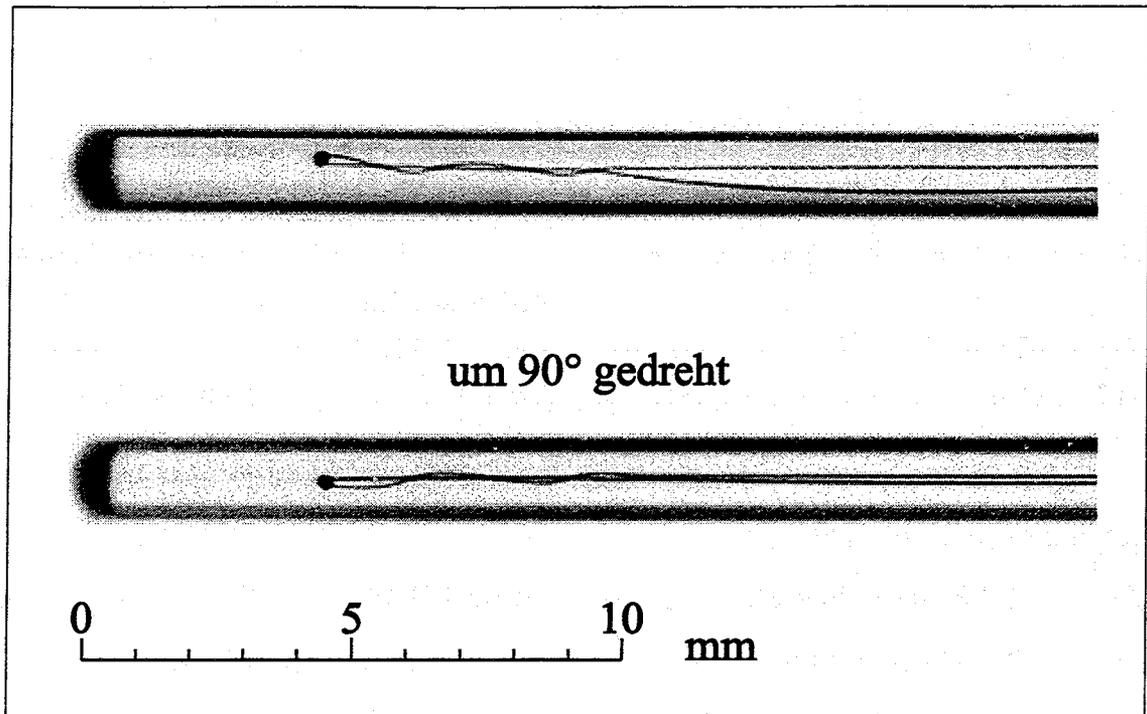


Abbildung 3.3: Röntgenaufnahme der Meßspitze eines Wolfram-Rhenium-Hochtemperaturmantelthermoelements

Für die Temperaturmessung bei den Kugeln aus rostfreiem Stahl werden K-Typ-Thermoelemente (Thermopaar NiCr/NiAl, Meßbereich bis 1372°C, Durchmesser der Umhüllung 0,5 mm) verwendet. Hier ist es mit Hilfe eines Kapillarrohres (2,0 x 0,75 mm) möglich, die Thermoelemente so mit den Kugeln und der Rohrstange aus Molybdän zu verbinden, daß die Kugeln zunächst nur an den Thermoelementen hängen und damit die Wärmeverluste in die Kugelhalterung minimiert werden (s. Abbildung 3.2).

Beim Aufheizen der Kugeln wird die Rohrstange an ihrem oberen Ende vom Greifer eines elektromagnetischen Auslösemechanismus festgehalten, so daß die Kugel in Höhe der Induktorspule der Heizung zu hängen kommt. Beim Auslösen wird die Rohrstange freigegeben und fällt vertikal geführt, bis die Kugel am unteren Ende im Wasser angelangt ist und ein Anschlag die Bewegung stoppt (s. Abbildung 3.1).

3.1.3 Versuchsablauf und Meßtechnik

Nachdem der untere Behälter mit Wasser gefüllt und angeflanscht ist, wird mit der Beheizung und Inertisierung des oberen Behälters begonnen. Gleichzeitig wird das Wasser auf Temperatur gebracht. Als Kontrollgrößen werden die Wandtemperatur des oberen Behälters, die Argon-Eintrittstemperatur sowie die Wassertemperatur im

unteren Behälter nahe dem Rohrheizkörper gemessen und angezeigt. Hierbei kommen K-Typ-Thermoelemente mit Auswertegerät (Thermopaar NiCr/NiAl, Meßbereich 0–1200°C) zum Einsatz.

Weitere gemessene Größen sind nicht nur für den Versuchsablauf sondern auch für die Auswertung der Versuche relevant und werden daher sowohl angezeigt als auch während des Versuchs dem A/D-Modul eines Meßdatenerfassungssystems (Stemmer, TurboLab) zugeführt und auf Platte gespeichert. Hierzu dient eine A/D-Wandlertarte (Data Translation DT2831, 16 Bit, 33 kHz). Die Abtastfrequenz wird auf 1000 Hz festgelegt, die Aufzeichnungsdauer je nach Versuch auf 30–180 s. Im einzelnen werden folgende Temperaturen und Drücke gemessen:

im unteren Behälter

- 1 Wassertemperatur nahe der Wasseroberfläche
- 2 Gastemperatur
- 3 Druck im Wasser nahe dem Boden
- 4 Druck im Wasser nahe der Wasseroberfläche
- 5 Kugeltemperatur mit Thermoelement
- 6 Kugeltemperatur mit Teilstrahlungs-pyrometer 1
- 7 Kugeltemperatur mit Teilstrahlungs-pyrometer 2

im oberen Behälter

- 8 Kugeltemperatur mit Quotientenpyrometer
- 9 Gastemperatur unten
- 10 Gastemperatur oben
- 11 Wandtemperatur
- 12 Druck unten
- 13 Druck oben

Die Zuordnung zu den Meßstellen ist in Abbildung 3.1 gegeben. Für die Messung von Gas-, Wasser- und Wandtemperaturen werden K-Typ-Thermoelemente mit Auswertegerät (Thermopaar NiCr-NiAl, Meßbereich 0–200°C) verwendet. Bei der Druckmessung kommen piezoresistive Druckaufnehmer (Kistler 4201 A2 bzw. A5, Meßbereich bis 0.2 MPa bzw. bis 0.5 MPa) zum Einsatz. Sie sollen den Druckverlauf infolge der Dampfproduktion erfassen. Die verwendeten Strahlungsthermometer

sind zwei Teilstrahlungs-pyrometer (Maurer, Meßbereich 1200–2400°C und ein Quotientenpyrometer (Ircon Modline Plus, Meßbereich 800–2500°C). Das Meßprinzip von Strahlungsthermometern ist in Abschnitt 3.1.4 ausführlich erläutert.

Wenn die Inertisierung des oberen Behälters abgeschlossen ist, und das Wasser die gewünschte Temperatur erreicht hat, wird die Induktionsheizung in Betrieb gesetzt und mit der Aufheizung der Kugel begonnen. Es wird gewartet bis sich ein stationärer Zustand bei der gewünschten Anfangstemperatur eingestellt hat. In einem Vorversuch, der der Bestimmung des Emissionsgrades und des Zeitverhaltens dient (s. Abschnitt 3.2), wird die Kugel durch Abschalten der Heizung im oberen Behälter abgekühlt. Durch erneutes Aufheizen wird die Kugel wieder in den stationären Zustand bei der gewünschten Anfangstemperatur gebracht. Im eigentlichen Versuch wird die Kugel nach Abschalten der Heizung ausgelöst und fällt in den unteren Behälter. Dort kühlt sie unter Filmsieden bis zum Quenching ab. Ihre Temperatur wird dabei von den beiden Teilstrahlungs-pyrometern, die zuvor auf die festgelegte Position der Kugel im unteren Behälter gerichtet wurden, gemessen.

Die Datenerfassung wird jeweils wenige Zehntelsekunden vor Abschalten der Heizung gestartet. Alle gemessenen Signale weisen in diesem Zeitbereich ein starkes Rauschen auf, das auf die hochfrequenten Störungen der noch in Betrieb befindlichen Induktionsheizung zurückzuführen ist. Mit dem plötzlichen Ausbleiben dieser Störungen wird später der genaue Zeitpunkt des Abschaltens der Heizung und damit der Beginn des Abkühlvorgangs festgelegt.

Kugeltemperatur

Abbildung 3.4 zeigt die mit einem Wolfram-Rhenium-Hochtemperaturthermoelement gemessenen Abkühlkurven einer Versuchsserie mit einer 15 mm Molybdänkugel bei jeweils ca. 2100°C Anfangstemperatur und Unterkühlungen zwischen 0 und 60 K. Die Kurven zeigen, wie die Abkühlzeiten erwartungsgemäß mit wachsender Unterkühlung kürzer werden. Das Quenching erfolgt bei stärkerer Unterkühlung früher und bei höherer Temperatur. Daneben zeigt sich, wie die Kugel jeweils am Ende bei stark erhöhtem Wärmeübergang während des Quenchings und dem sich anschließenden Blasensieden vollends auf die Wassertemperatur abkühlt. An der Steigung der Tangenten an die Abkühlkurven ist zu erkennen, wie auch der Wärmeübergang während des Quenchings (Steigung der Tangenten) bei stärkerer Unterkühlung höher ist.

Die vom Thermoelement gemessene Temperaturtransiente ist als Hauptergebnis der Experimente anzusehen. In Abschnitt 3.2 ist ihre Auswertung zur Erlangung von Daten zum Wärmeübergang ausführlich erläutert.

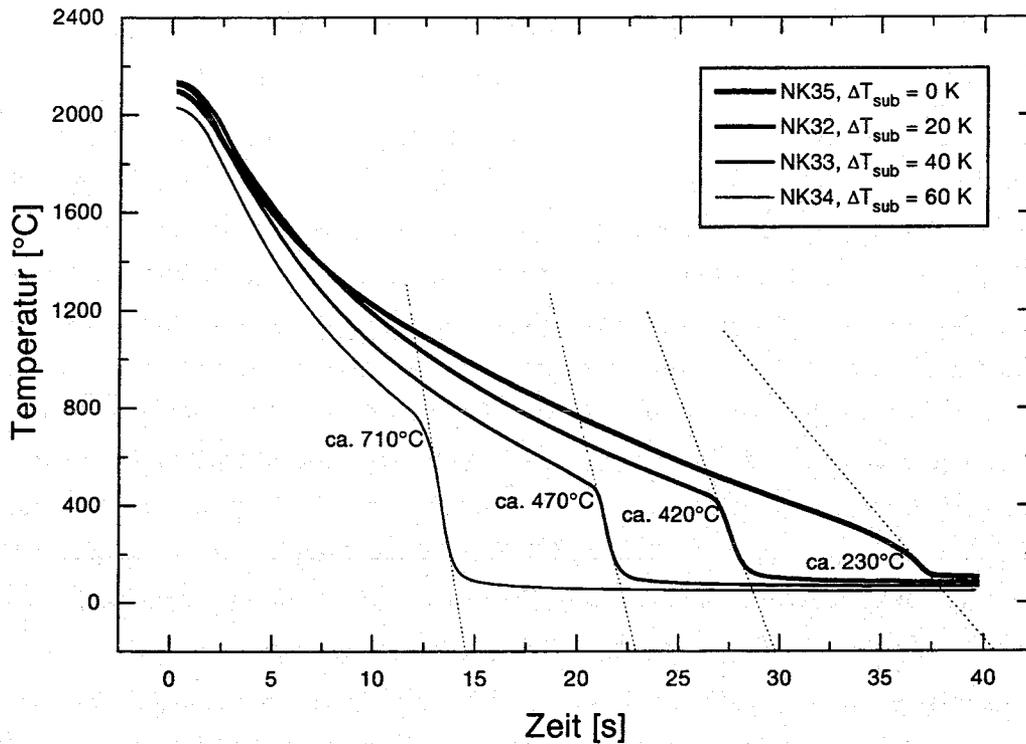


Abbildung 3.4: Abkühlkurven einer 15 mm Molybdänkugel bei unterschiedlichen Unterkühlungen

Die Messung der Kugeltemperatur mit den Teilstrahlungs-pyrometern ist für Auswertungen hinsichtlich des Wärmeübergangs nicht geeignet. Die Signale zeigen sich stark beeinflusst von Störungen des optische Pfades durch die Dampfblasenbildung. Diese Störungen sind sich ändernde Dampffilmdicken, Reflexionen und Ablenkungen an der Phasengrenze aufsteigender Blasen u.ä., die eine verlässliche Temperaturgradientenbildung unmöglich machen. Da die Pyrometersignale jedoch in typischer Weise von der Dampfblasenbildung beeinflusst werden, können sie zu einem besseren Verständnis dieses Vorgangs beitragen (s. Abschnitt 6.1). Desweiteren ist durch ihren steilen Anstieg bei Eintreffen der Kugel der Zeitpunkt festgelegt, zu dem die Kugel ihre Endposition im unteren Behälter erreicht hat (s. Abbildung 3.5).

Druckmessung

Bei abgeschlossenem System (Austrittsventile zu) registrieren die Druckaufnehmer im Fall gesättigter Verhältnisse einen Druckanstieg infolge der Dampfproduktion. Abbildung 3.6 zeigt eine solche Messung für den Druck im oberen Behälter und den Wasserdruck in der Nähe des Bodens. Abgesehen von einem meßtechnisch bedingten Offset und höherfrequenten Anteilen im Wasserdruck stimmen die Druckverläufe

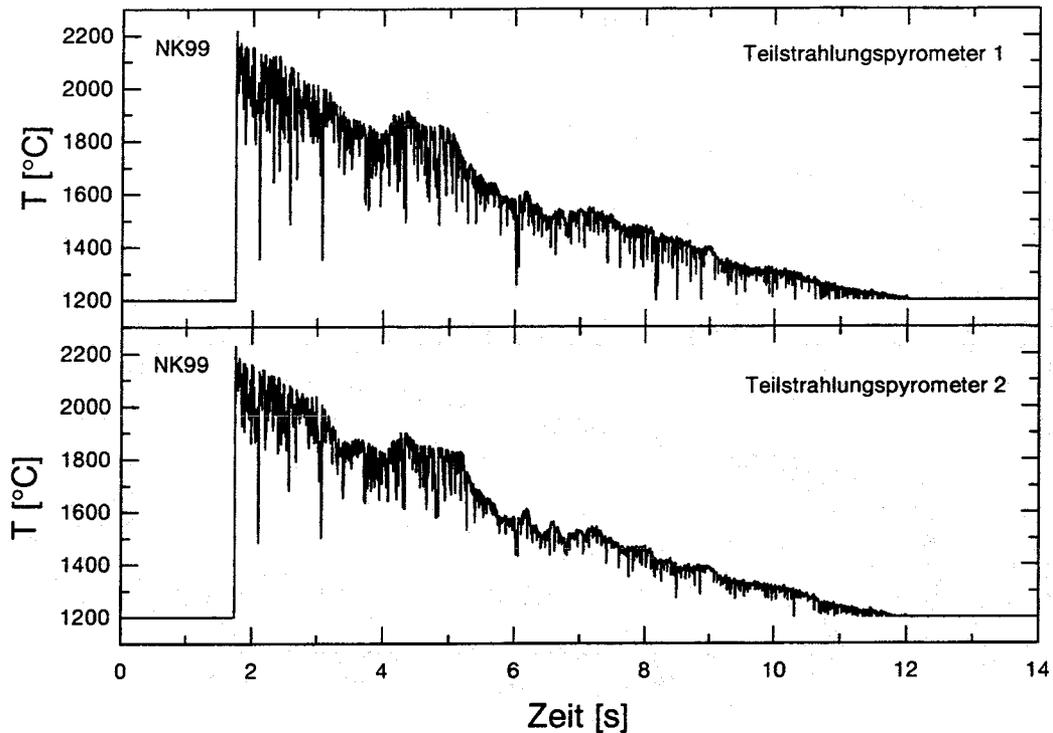


Abbildung 3.5: *Typische Messung der Teilstrahlungs-pyrometer*

überein. Mit der Zustandsgleichung kann über den Druckanstieg im abgeschlossenen System auf die Nettodampfproduktion geschlossen werden. Diese beträgt bei gesättigten Experimenten zwischen 15 und 25 % einer theoretisch möglichen Dampfproduktion, wenn man den Wärmeinhalt der Kugel zugrundelegt. Dies ist zum größten Teil auf Rekondensationsvorgänge zurückzuführen, aber auch darauf, daß ein Teil der von der Kugel abgegebenen Wärme nicht zu Verdampfung führt, sei es durch nicht an der Phasengrenze absorbierte Strahlungswärme oder, und das eher zum größeren Teil, Wärmeverluste in Bereiche der Kugelhalterung, wo kein Dampf produziert wird.

Da die Druckmessung keine zuverlässigen Aussagen zum Wärmeübergang zuließ und sich zudem durch eine erhöhte Sättigungstemperatur infolge der Druckerhöhung eine unerwünschte Unterkühlung trotz anfangs gesättigter Verhältnisse einstellte, wurde nach den ersten Versuchen (NK98, NK99, NK01, NK02 und NK03) für die weiteren Experimente auf ein offenes System (Austrittsventile auf) umgestellt.

Bei unterkühlten Experimenten können aus dem Druckverlauf alleine grundsätzlich keine Rückschlüsse auf den Wärmeübergang gezogen werden, da die sich bildenden Dampfblasen bereits im Wasser wieder kondensieren, ohne eine Druckerhöhung zu bewirken.

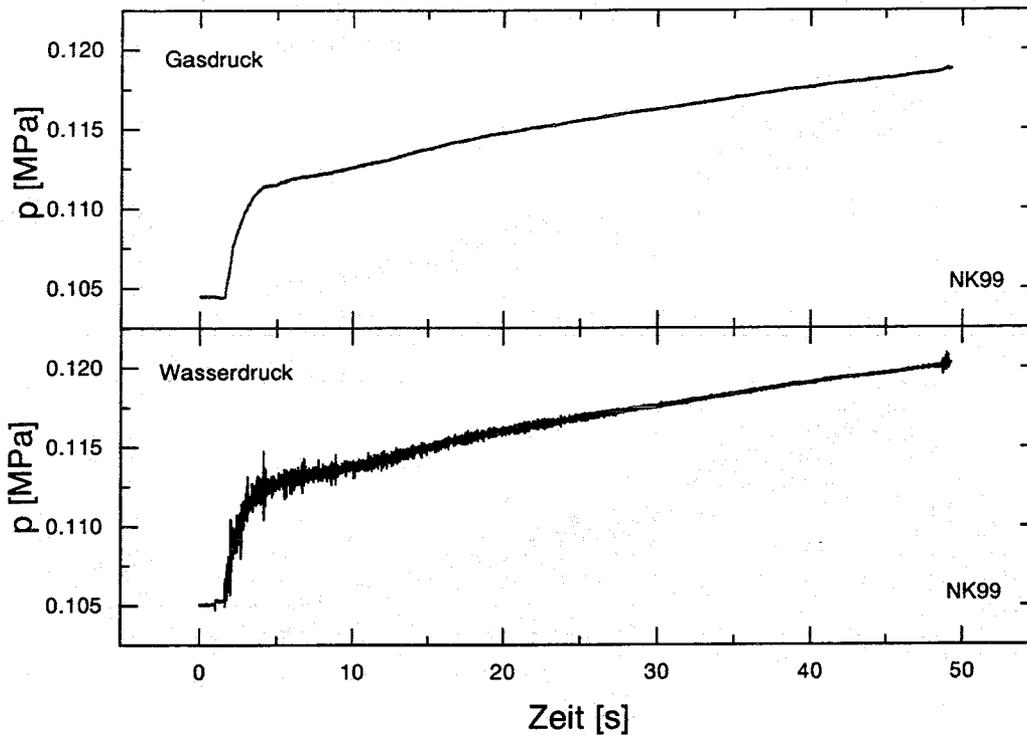


Abbildung 3.6: Gemessene Druckerhöhungen infolge Dampfproduktion bei gesättigten Verhältnissen

Die höherfrequenten Anteile im Wasserdruck sind auf Unterwasserschall infolge des dynamischen Dampfblasenwachstums zurückzuführen. Sie werden zusammen mit den Signalen der Teilstrahlungspyrometer in Kapitel 6 eingehender untersucht.

3.1.4 Temperaturmessung mit Pyrometern

Strahlungsleistung und Emissionsgrad

Ein Oberfläche strahlt entsprechend ihrer Temperatur Wärme in Form von elektromagnetischen Wellen ab. Die gesamte abgegebene Strahlungsleistung ist nach dem Planckschen Gesetz der spektralen Strahlungsleistung über der Wellenlänge verteilt. Nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz verlagert sich das Maximum der spektralen Strahlungsleistung mit steigender Temperatur zu kürzeren Wellenlängen, insgesamt nimmt die Intensität zu. In Abbildung 3.7 ist die spektrale Strahlungsleistung eines schwarzen Strahlers für verschiedene Temperaturen dargestellt. Eine Definition des schwarzen Strahlers sowie eine Anleitung zu dessen experimenteller Herstellung ist in [55] gegeben.

Der Emissionsgrad einer Oberfläche ist das Verhältnis zwischen der von der Ober-

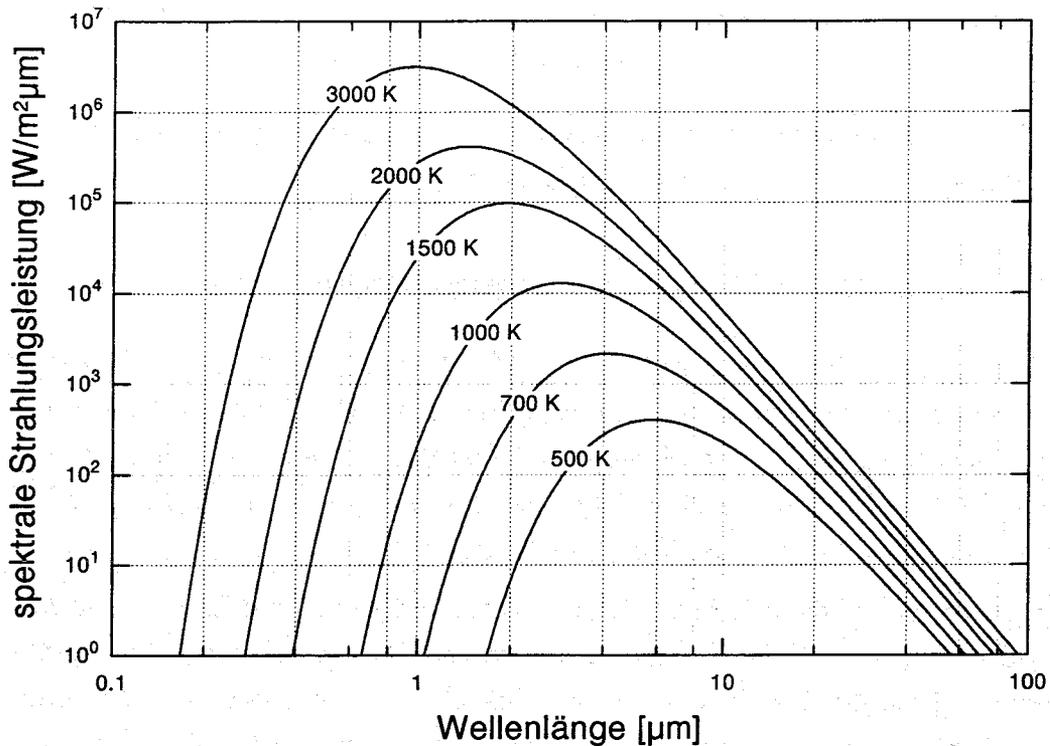


Abbildung 3.7: Spektrale Strahlungsleistung eines schwarzen Strahlers

fläche und der von einem schwarzen Strahler gleicher Temperatur abgegebenen Strahlungsleistung. Technische Oberflächen haben einen Emissionsgrad $\varepsilon < 1$. Sie strahlen daher entsprechend ihrem Emissionsgrad erst bei einer höheren Temperatur die gleiche Leistung ab wie ein schwarzer Strahler. Unter der schwarzen Temperatur einer Oberfläche versteht man diejenige Temperatur, bei der ein schwarzer Strahler die gleiche Strahlungsleistung abgibt wie die Oberfläche. Die schwarze Temperatur einer Oberfläche entspricht also ihrer wahren Temperatur, wenn die Oberfläche ein schwarzer Strahler ist. In allen anderen Fällen muß eine gemessene schwarze Temperatur mit Hilfe des Emissionsgrades auf die wahre Temperatur umgerechnet werden.

Im allgemeinen hängt der Emissionsgrad einer Oberfläche sowohl von ihrer Temperatur als auch von der betrachteten Wellenlänge und Abstrahlungsrichtung ab. Man unterscheidet Emissionsgrade hinsichtlich ihrer Bedeutung folgendermaßen:

spektraler gerichteter Emissionsgrad: der Emissionsgrad für eine bestimmte Wellenlänge und Abstrahlungsrichtung.

spektraler hemisphärischer Emissionsgrad: der für eine bestimmte Wellenlänge über alle Abstrahlungsrichtungen gemittelte Emissionsgrad.

totaler gerichteter Emissionsgrad: der für eine bestimmte Abstrahlungsrichtung über alle Wellenlängen gemittelte Emissionsgrad.

totaler hemisphärischer Emissionsgrad: der über alle Wellenlängen und Abstrahlungsrichtungen gemittelte Emissionsgrad.

Meßprinzip von Teilstrahlungs- und Quotientenpyrometern

Teilstrahlungs- und Quotientenpyrometer messen mit Silizium-Photoelementen über eine Linsenoptik die gesamte, in einem bestimmten Wellenlängenbereich einfallende Strahlungsleistung. Nach erfolgter Eichung an einem schwarzen Strahler, z. B. mit Hilfe eines geeichten Thermoelements, kann von der gemessenen Strahlungsleistung auf die schwarze Temperatur einer Oberfläche geschlossen werden.

Quotientenpyrometer messen mit Silizium-Photoelementen über eine Linsenoptik und ein selektives Filter die Strahlungsleistungen, die bei (in) zwei bestimmten Wellenlängen(bereichen) einfallen. Meßergebnis ist hierbei der Quotient der gemessenen Strahlungsleistungen, dem aufgrund der Gestalt der Planckschen spektralen Strahlungsleistung die schwarze Temperatur einer Oberfläche zugeordnet werden kann. Nach erfolgter Eichung an einem schwarzen Strahler, z. B. mit Hilfe eines geeichten Thermoelements, kann diese Zuordnung hergestellt werden.

Bei den handelsüblichen Pyrometern sind die beschriebenen Eichungen vorgenommen und die entsprechenden Zuordnungen in den Auswerte- und Anzeigeeinheiten realisiert.

Die von einem Teilstrahlungs- und Quotientenpyrometer gemessene schwarze Temperatur einer Oberfläche muß mit Hilfe des Emissionsgrades auf deren wahre Temperatur umgerechnet werden. Die Abhängigkeit des Emissionsgrades von der Wellenlänge spielt beim Teilstrahlungs- und Quotientenpyrometer keine Rolle, da mit einem über den Wellenlängenbereich gemittelten Wert gerechnet werden kann. Um über einen weiten Temperaturbereich korrekte Ergebnisse zu erhalten, muß die Abhängigkeit des Emissionsgrades von der Temperatur bekannt sein. Sie kann in Vergleichsmessungen mit einem geeichten Thermoelement ermittelt werden.

Bei Messungen mit Quotientenpyrometern spielt der Emissionsgrad einer Oberfläche nur dann eine Rolle, wenn er für die beiden Wellenlängen(bereiche) unterschiedlich hoch ist. Ist der Emissionsgrad konstant über der Wellenlänge, spricht man von einem grauen Strahler, für den bei der Messung keine Korrektur erfolgen muß, da beide Wellenlängen(bereiche) gleichermaßen betroffen sind und daher der Quotient der gemessenen Strahlungsleistungen unbeeinflusst bleibt. Anderenfalls muß das Verhältnis der Emissionsgrade für die beiden Wellenlängen(bereiche) bekannt sein,

um eine korrekte Gewichtung der gemessenen Strahlungsleistungen zu erhalten. Hängt das Verhältnis von der Temperatur ab, muß es in Vergleichsmessungen mit einem geeichten Thermoelement bei verschiedenen Temperaturen ermittelt werden.

Die Auswerte- und Anzeigeeinheiten der handelsüblichen Pyrometer bieten hinsichtlich des Emissionsgrades in der Regel die Möglichkeit zur Anpassung der Messung an die jeweilige Situation, so daß bei richtiger Einstellung sofort die wahre Temperatur einer Oberfläche angezeigt wird und ausgelesen werden kann.

3.1.5 Probleme bei der Temperaturmessung

Gestörte Signale und Alterung

Während des Betriebs der Induktionsheizung weisen alle gemessenen Signale hochfrequente Störungen auf. Besonders stark davon betroffen ist das Signal des Thermoelements. Zur Verrechnung und Anzeige des vom Thermoelement gemessenen Temperatursignals wird ein integrierendes Digitalmultimeter verwendet. Der aus dem gestörten Signal errechnete und angezeigte Mittelwert während des Betriebs der Induktionsheizung entspricht nicht dem aus dem ungestörten Signal errechneten Wert nach Abschalten der Heizung. Beim Abschalten der Heizung ist ein „Temperatursprung“ in einer typischen Größenordnung um 50 K zu verzeichnen, der nur über den Fehler bei der Mittelung des gestörten Signals erklärt werden kann. Die exakte, vom Thermoelement gemessene Anfangstemperatur kann immer erst im nachhinein bei Analyse des aufgezeichneten Signals ermittelt werden. Dies macht eine Anpassung der Pyrometer- an die Thermoelementmessung (s. Abschnitt 3.1.4) während des stationären Zustands am Ende des Aufheizens nur bedingt möglich.

Die Genauigkeit der Temperaturmessung ist zusätzlich dadurch beeinträchtigt, daß die Hochtemperaturthermoelemente einem schleichenden Alterungsprozeß durch Diffusionsvorgänge unterworfen sind, der die Kennlinie des Thermopaars verändert. Der thermische Schock des schnellen Abkühlens führt dazu, daß nach wenigen Wiederholungen die Abweichungen zwischen Pyrometer und einem bestimmten Hochtemperaturthermoelement so groß werden, daß es für defekt erklärt und ersetzt werden muß.

Vergleich Pyrometer/Thermoelement

Es besteht die Frage, inwieweit während des stationären Zustands am Ende des Aufheizens Unterschiede in den gemessenen Temperaturen an der Oberfläche (Pyrometer) und im Kugelzentrum (Thermoelement) auf Temperaturdifferenzen durch

das natürliche Temperaturprofil in der Kugel zurückzuführen sind. Eine Untersuchung der stationären Wärmeabgabe an der Oberfläche einer Kugel bei gleichzeitiger Wärmeerzeugung im Innern zeigt, daß die Temperaturdifferenz zwischen Zentrum und Oberfläche einer 15 mm Molybdän-Kugel, die von einer Induktionsheizung mit Senderfrequenz 700 kHz auf 2100°C gehalten wird, nur ca. 3 K beträgt. Hierbei wird von einer tiefenabhängigen induktiven Leistungseinkopplung in die Kugel ausgegangen, wie sie von ZINN & SEMIATIN [70] beschrieben wird. Im Idealfall müssten demnach Pyrometer und Thermoelement fast identische Temperaturen messen.

3.1.6 Durchgeführte Experimente

In der nachfolgenden Tabelle 3.1 sind alle zum gesättigten und unterkühlten Behälterfilmsieden durchgeführten Experimente zusammengestellt. Neben der Unterkühlung ist auch der jeweils ausgewertete Temperaturbereich der Kugel angegeben.

Exp. Bez.	Kugelmaterial	D [mm]	T_w [°C]	ΔT_{sub} [K]
NK98	Molybdän	15,0	1003,9–2053,9	0
NK99			1037,2–2087,2	0
NK01	Molybdän/Rhenium	15,0	980,5–1955,5	0
NK02			1031,3–1931,3	0
NK03			1028,7–1928,7	16,5
NK08	Molybdän/Rhenium	15,0	963,8–1938,8	36,5
NK09			965,8–1940,8	17,0
NK10	Molybdän/Rhenium	19,8	958,5–1933,5	0
NK11			972,6–1947,6	18,0
NK12			980,3–1880,3	37,0
NK13			959,2–1934,2	0
NK20	rostfreier Stahl	19,0	350,1–1005,1	0
NK21			392,3–992,3	0
NK22	rostfreier Stahl	19,0	330,4–780,4	0
NK23			326,4–776,4	0
NK24			365,5–815,5	0
NK26	rostfreier Stahl	15,9	406,5–781,5	38,0
NK27			435,3–810,3	0
NK28			500,1–800,1	18,0
NK29			562,6–862,6	16,5
NK30	Molybdän/Rhenium	19,8	937,6–2023,6	0
NK32	Molybdän/Rhenium	15,0	987,3–2037,3	18,0
NK33			980,1–2030,1	36,5
NK34			993,7–1893,7	58,0
NK35			1027,0–2002,0	0

Tabelle 3.1: Experimente zum gesättigten und unterkühlten Behälterfilmsieden

3.2 Auswertung der Versuche

In diesem Abschnitt ist erklärt, wie die in einzelnen Abkühlexperimenten gemessenen Temperaturtransienten aufbereitet werden, um Aussagen zum Wärmeübergang zu ermöglichen. Zunächst wird festgelegt, wie sich der Wärmestrom grundsätzlich berechnet. Anschließend werden ein Verfahren zur dynamischen Korrektur der Temperaturmessung und ein Verfahren zur Bestimmung des Emissionsgrades beschrieben, bevor anhand eines Beispiels die Schritte vom ursprünglich gemessenen Temperatursignal bis hin zu den daraus gewonnenen relevanten Größen für den Wärmeübergang noch einmal nachvollzogen werden.

3.2.1 Berechnung des Wärmestroms

Der von der Kugel nach Abschalten der Heizung abgegebene totale Wärmestrom berechnet sich aus der Abnahme der Temperatur gemäß:

$$\dot{q}_t = -\frac{mc_p}{\pi D^2} \frac{dT}{dt} \quad (3.1)$$

Strenggenommen muß bei der Auswertung der Versuche anhand von (3.1) die Abnahme der mittleren Kugeltemperatur, als der charakteristischen Temperatur des Körpers, eingesetzt werden. Wie in Abschnitt 3.2.2 gezeigt wird, ist die ersatzweise Verwendung der Abnahme der gemessenen Temperatur aus dem Kugelzentrum mit großen Einschränkungen verbunden. Verwendet man hingegen die Abnahme der Oberflächentemperatur, so kommt dies einer quasistationären Betrachtung gleich. Wie anhand der analytischen Lösung der instationären Wärmeleitung in Kugeln bei Vorgabe einer konstanten Temperaturabnahme auf der Oberfläche nachvollzogen werden kann [10], entspricht der Grenzwert des hiernach berechneten, von der Kugel abgegebenen Wärmestroms für unendlich lange Zeiten dem nach (3.1) unter Verwendung der Oberflächentemperaturabnahme berechneten Wärmestrom (s. Anhang B). Die Berechnung der Oberflächentemperatur aus der gemessenen Temperatur im Kugelzentrum ist gleichfalls in Abschnitt 3.2.2 beschrieben.

Der vom Einfluß der Wärmestrahlung befreite (s. Abschnitt 2.2) Wärmeleitungsanteil am totalen Wärmestrom berechnet sich aus:

$$\dot{q}_c^* = \dot{q}_t - J\dot{q}_r \quad (3.2)$$

Der Strahlungsanteil \dot{q}_r berechnet sich nach (2.12), wobei der Emissionsgrad der Kugeloberfläche gesondert bestimmt wird (s. Abschnitt 3.2.3).

3.2.2 Dynamische Korrektur der Temperaturmessung

Messungen der Temperaturtransiente mit Thermoelementen innerhalb einer sich abkühlenden Kugel sind von Verzögerungen durch instationäre Wärmeleitung gekennzeichnet. Änderungen des Zustandes an der Kugeloberfläche werden vom Thermoelement im Inneren nur verzögert und abgeschwächt registriert. Der momentane Wärmeverlust der Kugel drückt sich, insbesondere während des Einlaufvorgangs zu Beginn einer Transiente, nur ungenügend in der gemessenen Temperaturabnahme aus. Verzichtet man auf eine dynamische Korrektur, so kann, ohne dabei einen beträchtlichen Fehler zu machen, die gemessene Transiente ausschließlich im Zeitbereich nach Ende des Einlaufvorgangs ausgewertet werden. Dies schränkt automatisch auch den Temperaturbereich, für den Ergebnisse erzielt werden, ein. In Abbildung 3.8 und Abbildung 3.9 ist an einem Beispiel mit Transienten, die einmal bei 1000°C und einmal bei 2000°C beginnen, veranschaulicht, wie das Ausmaß dieser Einschränkung von der Anfangstemperatur abhängt. Die dargestellten Fälle entsprechen Experimenten mit einer 15 mm Molybdänkugel ($\varepsilon = 0,5$) in gesättigtem Wasser unter Naturkonvektion.

Die Kurven für die Innentemperatur sind von der Verzögerung durch instationäre Wärmeleitung gekennzeichnet und entsprechen dem, was im Experiment vom Thermoelement typischerweise gemessen wird. Die Kurven für die Außentemperatur entsprechen der eigentlichen Wärmeabgabe der Kugel gemäß (3.1). Vereint man als Ende des Einlaufvorgangs den Zeitpunkt, ab dem der relative Fehler im totalen Wärmestrom immer kleiner wird, so kommt man in beiden Fällen auf einen Wert von ca. 3 s. Bei der Transiente beginnend bei 2000°C sorgt insbesondere der gegenüber 1000°C etwa zehnfach höhere Strahlungsanteil für eine sehr schnelle Temperaturabnahme während dieser Zeit, so daß bei Verzicht auf eine dynamische Korrektur ein wesentlicher Teil des interessierenden Temperaturbereichs verschenkt würde. Bei der Transiente beginnend bei 1000°C hingegen ist ein vergleichsweise geringer Teil des Temperaturbereichs betroffen. Der relative Fehler im totalen Wärmestrom beträgt am Ende des Einlaufvorgangs ca. 12 % bei 2000°C gegenüber ca. 4 % bei 1000°C Anfangstemperatur. Drastischer noch werden die beschriebenen Verhältnisse durch den höheren Wärmeübergang bei Experimenten unter Zwangskonvektion, bei unterkühltem Wasser oder bei Verwendung von Kugeln mit höherem Emissionsgrad.

In der geringen Temperaturabnahme während des Einlaufvorgangs und den vergleichsweise geringen relativen Fehlern im totalen Wärmestrom sind die Gründe zu sehen, warum bei bisherigen experimentellen Untersuchungen im Temperaturbereich bis 1000°C eine dynamische Korrektur der Thermoelementmessung nicht für erforderlich gehalten wurde. Mit dem Argument, die maximal in diesen Expe-

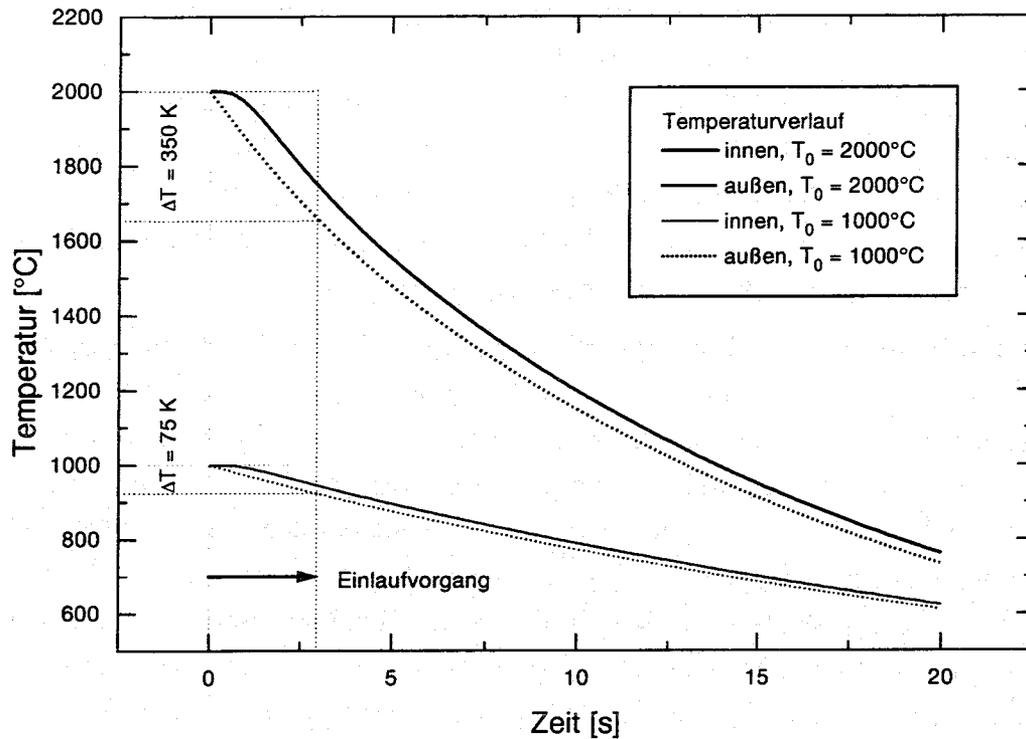


Abbildung 3.8: Typische Temperaturtransienten beim gesättigten Behälterfilmsieden für 1000°C und 2000°C Anfangstemperatur (konstruierte Kurven)

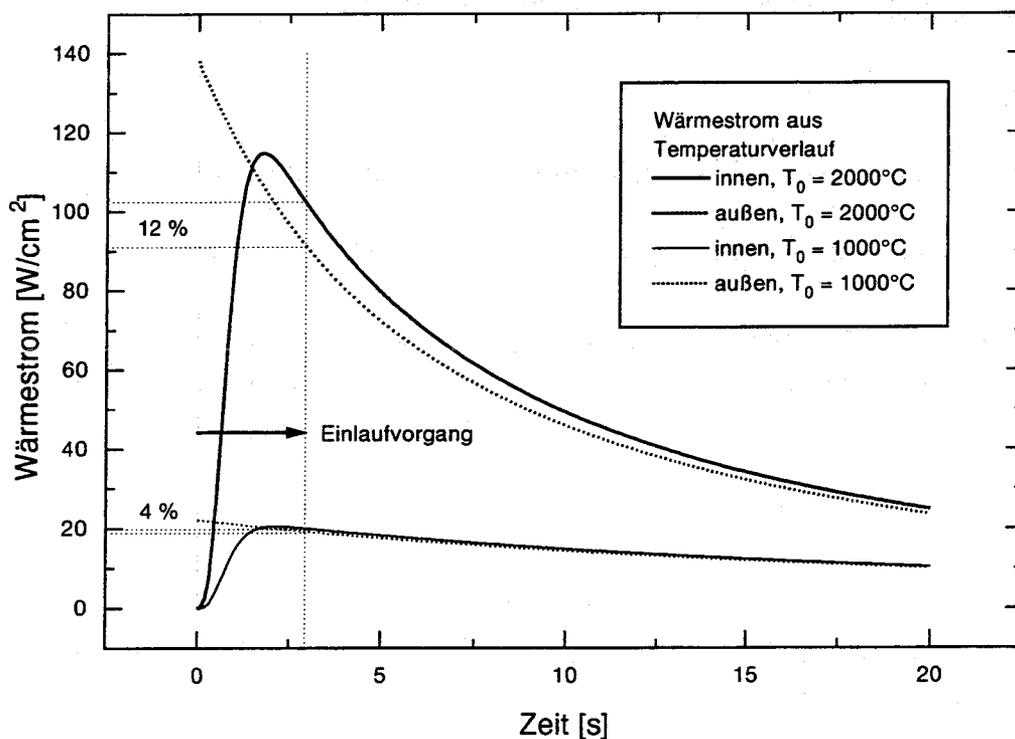


Abbildung 3.9: Zugehöriger totaler Wärmestrom nach Gleichung (3.1) für 1000°C und 2000°C Anfangstemperatur (konstruierte Kurven)

rimenten auftretenden Temperaturunterschiede innerhalb einer Kugel seien stets kleiner als 10 % der Wandüberhitzung, werden hier unter selbstverständlicher Weglassung des Einlaufvorgangs unkorrigierte Temperaturtransienten ausgewertet [42]. Es ist offensichtlich, daß dieses Argument bei experimentellen Untersuchungen im Temperaturbereich bis 2000°C nicht gelten kann. Schon allein zur Bestimmung des Strahlungsanteils ist die Kenntnis der Oberflächentemperatur und damit eine dynamische Korrektur der Thermoelementmessung unerlässlich.

Mit dieser Forderung stellt sich ein typisches inverses Wärmeleitproblem. Von der im Inneren eines Körpers gemessenen Temperatur muß auf die Temperatur bzw. den Wärmestrom auf der Oberfläche geschlossen werden. Für dieses Problem existieren zahlreiche numerische Lösungen [4, 59], die jedoch größtenteils von der Kenntnis der genauen geometrischen Anordnung und der thermophysikalischen Eigenschaften der beteiligten Materialien ausgehen. Prinzipiell besteht bei der dynamischen Temperaturmessung auch die Möglichkeit, den dynamischen Meßfehler unmittelbar durch Aufschaltung eines aktiven Netzwerkes zu korrigieren [32]. Die Größenordnung der im vorliegenden Problem auftretenden Verzögerungen sprengt jedoch den Rahmen der Verfügbarkeit passender elektronischer Bauteile. Im folgenden wird ein Korrekturverfahren beschrieben, in dessen Mittelpunkt eine experimentell ermittelte Zeitkonstante steht, und das auf die Laplace-Transformation sowie die Differentialgleichung für verzögernde Systeme 1. Ordnung zurückgreift.

Grundlagen

Die Laplace-Transformierte $F(s)$ einer Funktion $f(t)$ ist definiert als:

$$F(s) = \mathcal{L}\{f(t)\} = \int_0^{\infty} f(t)e^{-st} dt \quad \text{wobei} \quad f(t) = 0, t < 0 \quad (3.3)$$

$F(s)$ wird auch als Bildfunktion bezeichnet, $f(t)$ als Originalfunktion. Die Rückgewinnung der Originalfunktion aus der Bildfunktion ist über die Laplace-Rücktransformation gegeben:

$$f(t) = \mathcal{L}^{-1}\{F(s)\} = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} F(s)e^{st} ds \quad (3.4)$$

Kann die Dynamik eines Systems durch eine Gewichtsfunktion $g(t)$ bzw. deren Laplace-Transformierte, die Übertragungsfunktion $G(s)$, beschrieben werden, so gilt für den Zusammenhang zwischen Systemeingang $x(t)$ und Systemausgang $y(t)$ im Zeitbereich (Originalbereich)

$$y(t) = \int_0^t x(\tau)g(t-\tau)d\tau \quad (\text{Faltungsintegral}) \quad (3.5)$$

und im Frequenzbereich (Bildbereich)

$$Y(s) = X(s)G(s) \quad (3.6)$$

Umgekehrt kann das dynamische Verhalten $g(t)$, $G(s)$ eines Systems durch Wahl eines geeigneten Testsignals $x(t)$ und Analyse des zugehörigen Ausgangssignals $y(t)$ ermittelt werden.

Bestimmung der Zeitkonstante

Zunächst wird die Dynamik der instationären Wärmeleitung in Kugeln mit Mitteln der Systemidentifikation prinzipiell untersucht. Um ein dynamisches System zu definieren, wird die Temperatur der Kugeloberfläche als Eingangssignal und die des Kugelzentrums als Ausgangssignal betrachtet. Mit Hilfe einer analytischen Lösung für die instationäre Wärmeleitung in Kugeln [10], wird der Temperaturverlauf im Kugelzentrum als Antwort auf eine sprungartige Änderung der Oberflächentemperatur berechnet (s. Abbildung 3.10). Die Analyse der Sprungantwort ergibt ein verzögerndes Verhalten, das sich durch eine Übertragungsfunktion der Form

$$G(s) = \frac{1}{(1 + Ts)^n} = \frac{b^n}{(s + b)^n} \quad \text{mit} \quad b = \frac{1}{T} \quad (3.7)$$

beschreiben läßt. Abbildung 3.10 zeigt, daß ein verzögerndes Übertragungsverhalten 1. Ordnung ($n = 1$) die Dynamik nur ungenügend beschreibt. Für die Ordnung des verzögernden Übertragungsverhaltens ergibt sich ein Wert von $n = 4$. Sowohl ein gängiges Verfahren, bei dem auf Zeitprozentkennwerte der Sprungantwort zurückgegriffen wird [33], als auch eine nichtlineare Kurvenapproximation, basierend auf der Annahme, daß ein Verzögerungsverhalten n -ter Ordnung vorliegt, führen zu diesem Resultat.

Die noch offene Zeitkonstante T in (3.7) wird für jede im Experiment verwendete Kugel in einem Vorversuch ermittelt. Dieser Vorversuch dient gleichzeitig der Bestimmung des Emissionsgrades der Kugel (s. Abschnitt 3.2.2). Zunächst wird die Kugel induktiv aufgeheizt. Nach Abschalten der Heizung kühlt sie ohne fallengelassen zu werden in der Atmosphäre des oberen Behälters ab. Hierbei registriert das Quotientenpyrometer die Abnahme der Oberflächentemperatur, das Thermoelement mißt die verzögerte Temperaturabnahme im Kugelinneren. Durch diese Messung ist ein Paar von zusammengehörendem Ein- und Ausgangssignal gegeben, in dem die gesuchte Information über das dynamische Verhalten des Systems steckt.

Der vom Pyrometer gemessene Oberflächentemperaturverlauf wird im Abschnitt der ersten 10 s nach Abschalten der Heizung unter Verwendung von m abklingenden Exponentialfunktionen und einer Konstanten approximiert und im Sinne der

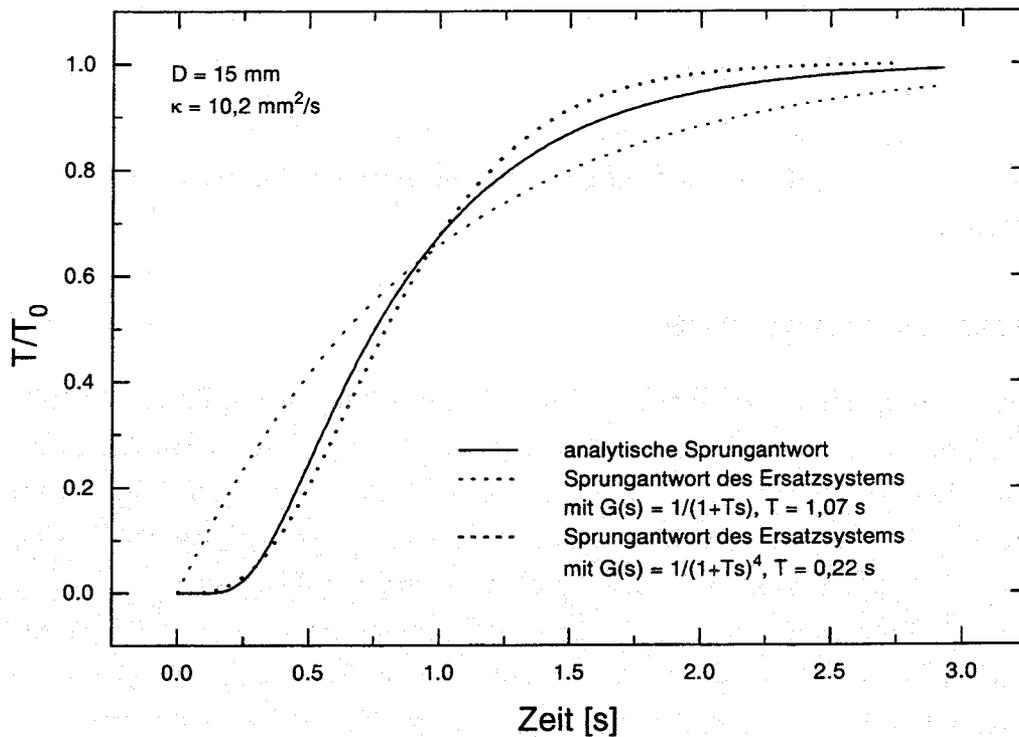


Abbildung 3.10: Temperaturverlauf im Zentrum einer Kugel als Folge einer sprungartigen Änderung ihrer Oberflächentemperatur

Laplace-Transformation wie folgt formuliert:

$$\vartheta_a(t) = A_0 + \sum_{j=1}^m A_j + \sigma(t) \sum_{j=1}^m (A_j e^{-a_j t} - A_j) \quad \text{mit} \quad \sigma(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

Die Laplace-Transformierte $\Theta_a(s)$ des approximierten Oberflächentemperaturverlaufs aus (3.8) ist gegeben durch [49]:

$$\Theta_a(s) = \mathcal{L}\{\vartheta_a(t)\} = \sum_{j=1}^m \left(\frac{A_j}{s + a_j} - \frac{A_j}{s} \right) \quad (3.9)$$

Nach (3.6) kann aus dem Produkt der Übertragungsfunktion $G(s)$ und der Laplace-Transformierten der Oberflächentemperatur $\Theta_a(s)$ durch Laplace-Rücktransformation eine Temperaturkurve für das Kugellinnere erzeugt werden. Sie ist durch fol-

genden Ausdruck gegeben [49]:

$$\vartheta_i(t) = A_0 + \sum_{j=1}^m A_j + \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{b^n}{(s+b)^n} \sum_{j=1}^m \left(\frac{A_j}{s+a_j} - \frac{A_j}{s} \right) \right\} =$$

$$A_0 + \sum_{j=1}^m A_j \left(1 + b^n \left(\frac{\sum_{i=0}^{n-1} (-1)^i (a_j - b)^i \frac{t^i}{i!} e^{-bt} - e^{-a_j t}}{(-1)^{n+1} (a_j - b)^n} - \frac{1 - \sum_{i=0}^{n-1} b^i \frac{t^i}{i!} e^{-bt}}{b^n} \right) \right) \quad (3.10)$$

Die gesuchte Zeitkonstante $T = 1/b$ aus (3.7) wird nun dadurch ermittelt, daß durch Variation des Parameters b in (3.10) diejenige Temperaturkurve für das Kugellinnere bestimmt wird, die am besten mit dem dort vom Thermoelement gemessenen Temperaturverlauf übereinstimmt. Nach wenigen Iterationen kann die Zeitkonstante angegeben werden. Die Beurteilung der Übereinstimmung von konstruierter Kurve und Messung erfolgt nach dem Prinzip der kleinsten Fehlerquadrate in einem Zeitintervall, das dem zehnfachen der letztlich ermittelten Zeitkonstante entspricht und in dem sich der wesentliche Teil der Dynamik abspielt.

In Abbildung 3.11 sind eine typische Messung, die Approximation des vom Pyrometer gemessenen Oberflächentemperaturverlaufs und eine Reihe konstruierter Temperaturkurven für das Kugellinnere zum Vergleich mit dem dort vom Thermoelement gemessenen Temperaturverlauf dargestellt. Ein vorhandener Offset zwischen Pyrometer- und Thermoelementmessung in einer typischen Größenordnung um 30 K ist hierbei ausgeglichen. Er ist meßtechnisch bedingt (s. Abschnitt 3.1.5), und die Dynamik des Systems zeigt sich unabhängig von ihm.

In Tabelle 3.2 sind die in den jeweiligen Experimenten ermittelten Zeitkonstanten der verwendeten Kugeln zusammengestellt.

Lösung des Entfaltungproblems

Bei bekanntem Systemverhalten $g(t)$, $G(s)$ kann durch Auswertung des Faltungsintegrals aus (3.5) zu jedem Eingangssignal $x(t)$ das zugehörige Ausgangssignal $y(t)$ berechnet werden. Will man, wie zur Lösung des inversen Wärmeleitproblems erforderlich, jedoch umgekehrt vom Ausgangssignal auf das Eingangssignal schließen, stößt man auf Schwierigkeiten. Weder kann das Faltungsintegral (3.5) nach dem Eingangssignal $x(t)$ aufgelöst werden, noch existiert bei verzögernden Systemen im allgemeinen die Laplace-Rücktransformierte seiner Bildfunktion $X(s) = Y(s)/G(s)$ gemäß (3.6) und (3.4). Durch die folgenden Überlegungen kann das Entfaltungsproblem dennoch gelöst werden.

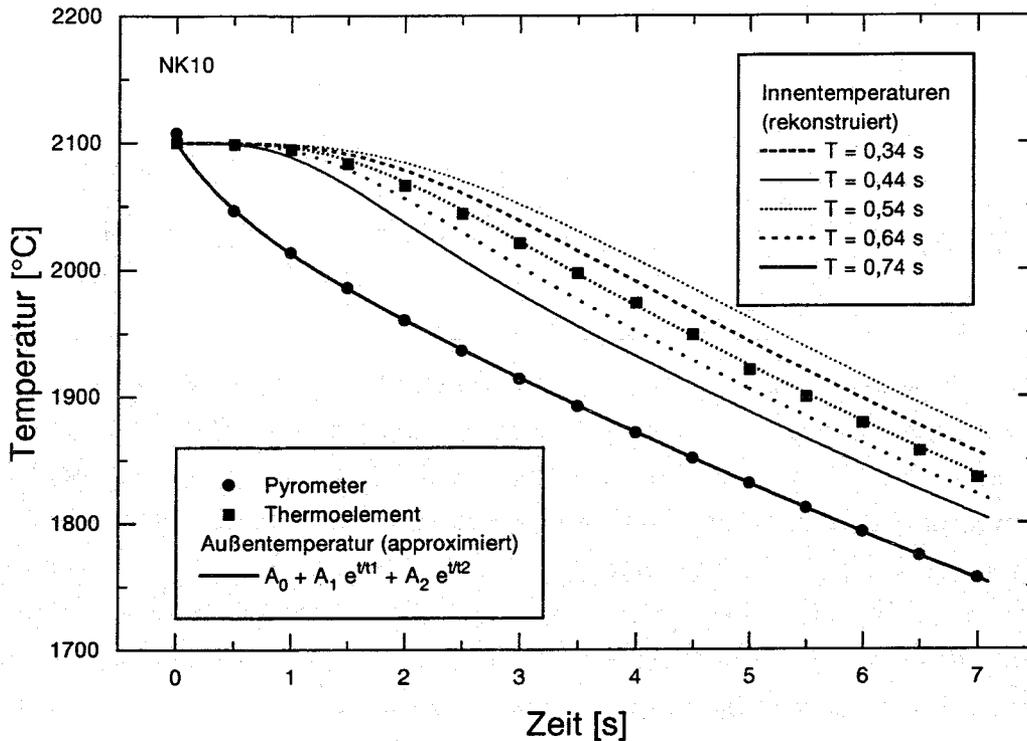


Abbildung 3.11: Bestimmung der Zeitkonstante durch Vergleich konstruierter Innentemperaturkurven mit der Thermoelementmessung

Die Übertragungsfunktion aus (3.7) mit $n = 4$ lässt sich wie folgt schreiben:

$$G(s) = \frac{1}{(1 + Ts)^4} = \frac{1}{(1 + Ts)} \cdot \frac{1}{(1 + Ts)} \cdot \frac{1}{(1 + Ts)} \cdot \frac{1}{(1 + Ts)} \quad (3.11)$$

Das dynamische System kann demnach als Hintereinanderschaltung von vier verzögernden Teilsystemen 1. Ordnung mit jeweils gleicher Zeitkonstante verstanden werden. Eine Hintereinanderschaltung bedeutet, das Ausgangssignal eines Teilsystems ist gleichzeitig das Eingangssignal des folgenden Teilsystems. Für die verzögernden Teilsysteme 1. Ordnung ist der Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangssignal jeweils direkt über die Differentialgleichung

$$\begin{aligned} \vartheta_k(t) &= \vartheta_{k-1}(t) + T \frac{d}{dt} \vartheta_{k-1}(t), \quad k = \{1, 2, 3, 4\} \\ \vartheta_0(t) &= \vartheta_i(t) \\ \vartheta_4(t) &= \vartheta_a(t) \end{aligned} \quad (3.12)$$

gegeben. Das Eingangssignal des Gesamtsystems, die Oberflächentemperatur $\vartheta_a(t)$, kann in diesem Fall schrittweise, d. h. durch viermaliges, nacheinander Anwenden von (3.12) auf das Ausgangssignal des Gesamtsystems bzw. die entstehenden Zwischenergebnisse, aus der Temperatur im Kugellinneren $\vartheta_i(t)$ rekonstruiert werden.

Exp. Bez.	Kugelmaterial	D [mm]	T [s]
NK98	Molybdän	15,0	0,22
NK99		15,0	0,22
NK01	Molybdän/Rhenium	15,0	0,20
NK02			0,22
NK03			0,18
NK08	Molybdän/Rhenium	15,0	0,31
NK09			0,32
NK10	Molybdän/Rhenium	19,8	0,54
NK11			0,53
NK12			0,45
NK13			0,45
NK20	rostfreier Stahl	19,0	0,58
NK21			0,91
NK22	rostfreier Stahl	19,0	0,92
NK23			0,93
NK24			0,92
NK26	rostfreier Stahl	15,9	0,56
NK27			0,54
NK28			0,55
NK29			0,56
NK30	Molybdän/Rhenium	19,8	0,51
NK32	Molybdän/Rhenium	15,0	0,27
NK33			0,23
NK34			0,24
NK35			0,22

Tabelle 3.2: Experimentell bestimmte Zeitkonstanten

Die jeweils zu bildenden Ableitungen in (3.12) erfordern hinreichend glatte Temperaturkurven. Hier erweisen sich Akima-Spline-Interpolationen bei einer Abtastrate von zwei Werten pro Sekunde als günstig. Diese Form der Interpolation verbindet die Stützpunkte mit kubischen Splines bei gleichzeitig minimalen Oszillationen, was das typische „Aufrauen“ bei Bildung der Ableitung vermindert. Dennoch weist die rekonstruierte Temperaturkurve nach dem 4. Schritt leichte Oszillationen auf und wird daher abschließend mit abklingenden Exponentialfunktionen und einer Konstanten approximiert. Nun liegt eine Temperaturtransiente vor, die über den gesamten interessierenden Temperaturbereich ein gutes Maß für die momentanen Wärmeabgabe der Kugel gemäß (3.1) ist und mit der der Strahlungsanteil an dieser Wärmeabgabe berechnet werden kann.

3.2.3 Bestimmung des Emissionsgrades

Die Berechnung des Strahlungsanteils an der momentanen Wärmeabgabe einer Kugel erfordert die Kenntnis des totalen hemisphärischen Emissionsgrades ihrer Oberfläche (s. Abschnitt 3.1.4). Der Emissionsgrad einer Oberfläche hängt stark von ihrer Beschaffenheit ab. Da ein und dieselbe Kugel mehrfach verwendet wird,

Exp. Bez.	Kugelmateriale	D [mm]	ϵ [-]
NK98	Molybdän	15,0	0,35
NK99		15,0	0,39
NK01	Molybdän/Rhenium	15,0	0,50
NK02			0,45
NK03			0,49
NK08	Molybdän/Rhenium	15,0	0,52
NK09			0,51
NK10	Molybdän/Rhenium	19,8	0,49
NK11			0,53
NK12			0,54
NK13			0,51
NK20	rostfreier Stahl	19,0	0,35
NK21			0,65
NK22	rostfreier Stahl	19,0	0,54
NK23			0,62
NK24			0,73
NK26	rostfreier Stahl	15,9	0,34
NK27			0,40
NK28			0,53
NK29			0,60
NK30	Molybdän/Rhenium	19,8	0,53
NK32	Molybdän/Rhenium	15,0	0,50
NK33			0,56
NK34			0,61
NK35			0,61

Tabelle 3.3: Experimentell bestimmte Emissivitäten

und sich ihre Oberflächenbeschaffenheit dabei ändert, muß ihr Emissionsgrad vor jedem Experiment neu bestimmt werden. Hierzu dient der bereits in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Vorversuch, wo die Kugel in der Atmosphäre des oberen Behälters unter Naturkonvektion in Argon aber hauptsächlich durch Abgabe von Wärmestrahlung abkühlt. Zur Formulierung der Wärmeabgabe durch Strahlung müßte an dieser Stelle strenggenommen die Wechselwirkung der Kugeloberfläche A_1, ϵ_1 bei Temperatur T_1 mit der Innenwand des oberen Behälters A_2, ϵ_2 bei Temperatur T_2 berücksichtigt werden:

$$\dot{q}_r = \frac{\sigma}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)} (T_1^4 - T_2^4) \quad (3.13)$$

Was die Abgabe und Reflexion von Wärmestrahlung an der Innenwand in Richtung Kugel angeht, besteht bei der vorliegenden Anordnung einer kleinen Kugel innerhalb eines vergleichsweise großen Zylinders jedoch ein sehr kleiner Konfigurationsfaktor [55]. Für den Grenzfall $A_2 \gg A_1$ „candle in the church“ vereinfacht sich eine Energiebilanz, in der der in der Abkühlkurve gemessene totale Wärmestrom der Summe aus Wärmestrahlung und dem konvektiven Wärmeübergang an Argon

gleichgesetzt werden, zu:

$$\dot{q}_t = -\frac{mc_p}{\pi D^2} \frac{dT_1}{dt} = \dot{q}_r + \dot{q}_{nc} = \varepsilon_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) + 0,53 \text{Pr}^{1/3} \text{Gr}^{1/4} \frac{\lambda_{Ar} (T_1 - T_2)}{D} \quad (3.14)$$

Aus Gründen der Konsistenz mit der Auswertung der Experimente zum Wärmeübergang beim Filmsieden wird die Temperaturabnahme in (3.14) der dynamisch korrigierten Thermoelementmessung (s. Abschnitt 3.2.2) entnommen, obwohl mit der Pyrometermessung direkt eine Oberflächentemperatur zur Verfügung steht. Die Korrelation für den konvektiven Wärmeübergang an Argon ist von JISCHA [37] übernommen. Die Stoffwerte von Argon werden für eine gemittelte Temperatur bestimmt. Auflösen von (3.14) nach dem gesuchten Emissionsgrad ergibt:

$$\varepsilon_1 = \frac{-\frac{mc_p}{\pi D^2} \frac{dT_1}{dt} - 0,53 \text{Pr}^{1/3} \text{Gr}^{1/4} \frac{\lambda_{Ar} (T_1 - T_2)}{D}}{\sigma (T_1^4 - T_2^4)} \quad (3.15)$$

In Tabelle 3.3 sind die in den jeweiligen Experimenten nach (3.15) ermittelten Emissionsgrade der verwendeten Kugeln zusammengestellt.

3.2.4 Beispiel für die Auswertung einer Transiente

Am Beispiel des Experiments NK02 mit einer 15 mm Molybdänkugel in gesättigtem Wasser sollen die einzelnen Schritte von der Messung der Abkühlkurve bis hin zu den daraus gewonnenen relevanten Daten für den Wärmübergang nachvollzogen werden. Abbildung 3.12 zeigt die vom Thermoelement gemessene Temperatur vom Moment des Abschaltens der Induktionsheizung an bis zum Ende der Datenerfassung. Zeitnullpunkt ist hier der Beginn der Datenerfassung.

Das Temperatursignal wird mittels einer digitalen Tiefpaßfilterung (Bessel, Grenzfrequenz 1 Hz) von seinen hochfrequenten Anteilen befreit. Mit Hilfe der Signale der Teilstrahlungs-pyrometer (s. Abschnitt 3.1.3) wird der Zeitpunkt, zu dem die Kugel im unteren Behälter zur Ruhe kommt, bestimmt und als neuer Zeitnullpunkt festgelegt. Für die weitere Auswertung wird nur der Teil der Transiente berücksichtigt, für den die gemessene Temperatur über 1000°C liegt. Im Bereich unter 1000°C machen sich zunehmend Einflüsse unvollkommener Oberflächenbeschaffenheit der Molybdänkugeln und der Wärmeverluste in die Kugelhalterung bemerkbar. Hier liefern die Experimente mit Stahlkugeln deutlich bessere und belastbarere Ergebnisse.

Abbildung 3.13 zeigt, wie durch Anwendung des in Abschnitt 3.2.2 Verfahrens aus dem für die Auswertung verwendeten Ausschnitt der Innentemperaturkurve schrittweise und jeweils vertreten durch zwei Stützwerte pro Sekunde eine zugehörige

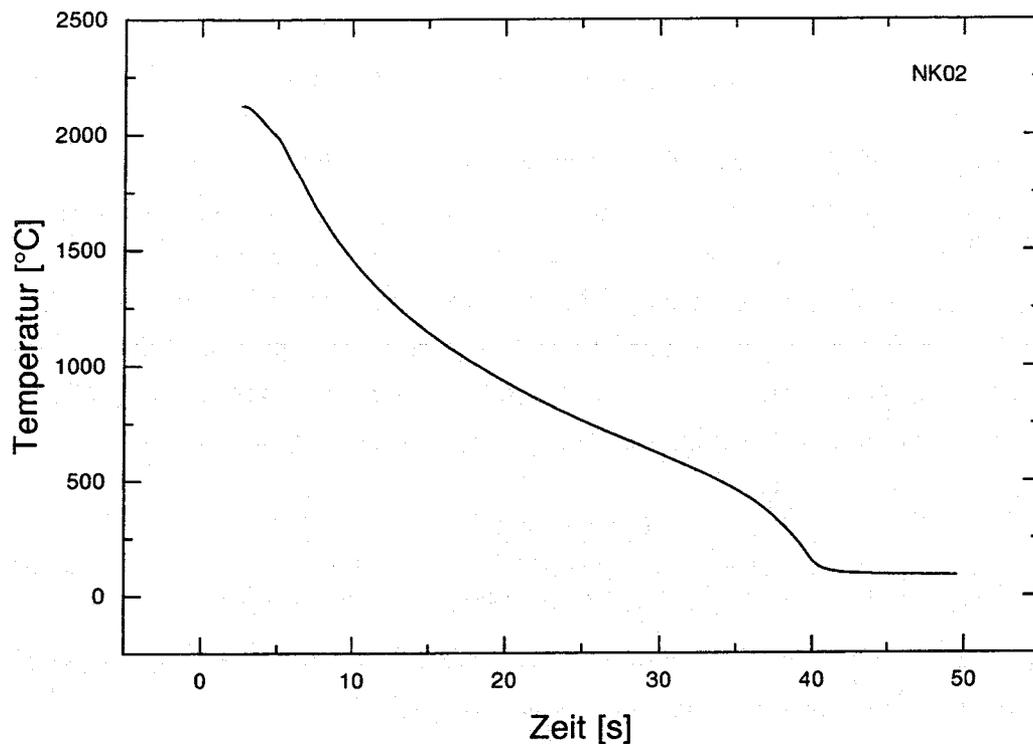


Abbildung 3.12: Tiefpaßgefiltertes Temperatursignal gemessen vom Hochtemperaturthermoelement

Temperaturkurve für die Kugeloberfläche entsteht. Diese wird schließlich durch eine nichtlineare Approximation der zuletzt errechneten Stützwerte in der Form

$$T_w(t) = A_0 + A_1 e^{-a_1 t} + A_2 e^{-a_2 t} \quad (3.16)$$

gebildet. Für das vorliegende Beispiel NK02 sind die Parameter:

A_0 [°C]	A_1 [°C]	a_1 [1/s]	A_2 [°C]	a_2 [1/s]
181,68	1323,4	24,243	428,55	497,28

Mit dem Ausdruck aus (3.16) können nun für beliebige Zeitpunkte die Oberflächentemperatur und die zugehörige momentane Temperaturabnahme

$$\frac{dT_w(t)}{dt} = -a_1 \cdot A_1 e^{-a_1 t} - a_2 \cdot A_2 e^{-a_2 t} \quad (3.17)$$

und damit, unter Verwendung der Abmessungen der Kugel sowie der Dichte und der temperaturabhängigen spezifischen Wärmekapazität ihres Materials [61], der totale Wärmestrom \dot{q}_t gemäß (3.1) berechnet werden. Der vom Einfluß der Wärmestrahlung befreite Wärmeleitungsanteil \dot{q}_c^* wird unter Verwendung des im Vorversuch gesondert ermittelten Emissionsgrads (s. Abschnitt 3.2.3) nach (3.2) bestimmt. Der Wärmeübergangskoeffizient h_c berechnet sich, in dem der Wärmeleitungsanteil auf

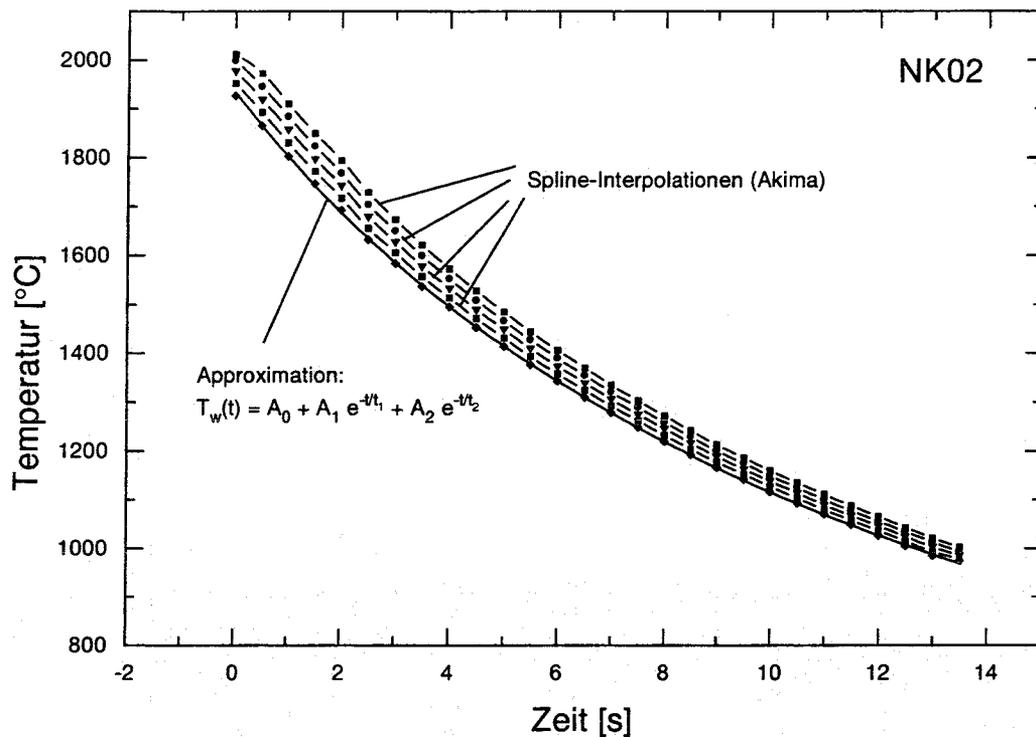


Abbildung 3.13: *Rekonstruktion der Oberflächentemperatur durch dynamische Korrektur der Thermoelementmessung*

das treibende Temperaturgefälle $T_w - T_\infty$ bezogen wird. Als Wassertemperatur T_∞ bei unterkühlten Experimenten wird hierfür ein über die Versuchsdauer gemittelter und auf 0,5 K genauer Wert der Thermoelementmessung genommen. Bei gesättigten Experimenten wird die Wassertemperatur T_∞ auf 100°C festgelegt. Angesichts der hohen Kugeltemperaturen spielen für die Rechnung die hiermit verbundene Ungenauigkeiten nur eine sehr geringe Rolle. Für die Physik des Vorgangs allerdings ist sehr entscheidend, ob tatsächlich Sättigung vorgelegen hat. Daher wurde, unabhängig von der gemessenen Temperatur, bei gesättigten Experimenten darauf geachtet, daß bis unmittelbar vor Versuchsbeginn das Wasser sichtbar siedete.

In Tabelle 3.4 sind die aus der Transiente von Experiment NK02 resultierenden, dimensionsbehafteten Daten für den Wärmeübergang zusammengefaßt. Auf die Darstellung der Ergebnisse in dimensionsloser Form wird in Abschnitt 3.3.1 eingegangen.

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [W/cm ²]	\dot{q}_r [W/cm ²]	J [-]	\dot{q}_c^* [W/cm ²]	h_c [W/m ² /K]
0.00	1931.3	2010.9	142.4	60.2	0.896	88.5	483.1
0.56	1856.3	1965.5	128.3	52.4	0.891	81.6	464.6
1.16	1781.3	1890.0	115.4	45.4	0.886	75.1	447.0
1.82	1706.3	1815.4	103.5	39.1	0.880	69.0	429.8
2.53	1631.3	1725.6	92.6	33.5	0.875	63.2	413.0
3.31	1556.3	1641.4	82.5	28.5	0.869	57.7	396.5
4.16	1481.3	1558.0	73.3	24.1	0.863	52.5	380.1
5.11	1406.3	1475.8	64.9	20.2	0.857	47.5	363.8
6.16	1331.3	1393.7	57.1	16.9	0.851	42.8	347.5
7.34	1256.3	1312.8	50.1	13.9	0.844	38.3	331.5
8.67	1181.3	1231.7	43.7	11.4	0.838	34.1	315.8
10.18	1106.3	1151.0	37.9	9.2	0.831	30.3	300.6
11.89	1031.3	1069.6	32.7	7.3	0.825	26.6	286.1

Tabelle 3.4: Ergebnisse für den Wärmeübergang bei Experiment NK02

3.3 Ergebnisse und Diskussion

3.3.1 Dimensionslose Darstellung

Die relevante dimensionslose Kenngröße für den Wärmeübergang ist die Nusselt-Zahl (s. Abschnitt 2.3). Beim Wärmeübergang unter Naturkonvektion ohne Sieden kennt man Abhängigkeiten der Nusselt-Zahl von der Grashof-Zahl und der Prandtl-Zahl:

$$\begin{aligned} \text{Nu}_{nc} &= f(\text{Gr}, \text{Pr}) & (3.18) \\ \text{Gr} &= \frac{gD^3\beta\Delta T}{\nu^2} \\ \text{Pr} &= \frac{\nu}{\kappa} \end{aligned}$$

Die Prandtl-Zahl erfaßt hierbei den Einfluß der physikalischen Eigenschaften des beteiligten Fluids, die Grashof-Zahl den Einfluß der Geometrie und der sich durch temperaturabhängige Dichteunterschiede einstellenden Auftriebsströmung.

Beim Wärmeübergang unter Naturkonvektion mit Filmsieden ergeben sich Abhängigkeiten von der Prandtl-Zahl beider Phasen des beteiligten Fluids. An die Stelle der Grashof-Zahl tritt die Archimedes-Zahl, die den Einfluß der Geometrie und der sich durch den Dichteunterschied der flüssigen und gasförmigen Phase einstellenden Auftriebsströmung erfaßt. Die Dampffilmdicke, als diejenige Länge, über die die Wärmeleitung stattzufinden hat, wird von der Wandüberhitzung und der Unterkühlung beeinflusst. Hierdurch ergeben sich zusätzliche Abhängigkeiten von der Jakob-Zahl der Wandüberhitzung und der Jakob-Zahl der Unterkühlung, so daß die Nusselt-Zahl sich insgesamt darstellen läßt als:

$$\begin{aligned} \text{Nu}_p &= f(\text{Ar}, \text{Pr}_v, \text{Pr}_l, \text{Ja}_v, \text{Ja}_l) & (3.19) \\ \text{Ar} &= \frac{gD^3(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v\nu_v^2} \\ \text{Ja}_v &= \frac{\Delta T_{sup}c_{pv}}{h'_{fg}} \\ \text{Ja}_l &= \frac{\Delta T_{sub}c_{pl}}{h'_{fg}} \end{aligned}$$

Zur Abkürzung und weil die Art der Abhängigkeiten es erlaubt, werden Jakob- und Prandtl-Zahlen häufig auch kombiniert zu:

$$\text{Sp} = \frac{\text{Ja}_v}{\text{Pr}_v} \quad (\text{Überhitzungsparameter}) \quad \text{bzw.} \quad (3.20)$$

$$\text{Sc} = \frac{\text{Ja}_l}{\text{Pr}_l} \quad (\text{Unterkühlungsparameter}) \quad (3.21)$$

3.3.2 Modell für die Berechnung des Wärmeübergangs

In diesem Abschnitt wird ein Modell beschrieben, das die Berechnung des Wärmeübergangs beim Filmsieden an umströmten Kugeln ermöglicht. Zunächst werden die Eigenschaften des Modells und die Lösungsidee erläutert. Dann erfolgt eine ausführliche Herleitung der zur Berechnung verwendeten Gleichungen.

Eigenschaften

Das zur Berechnung des Wärmeübergangs verwendete Modell macht folgende vereinfachende Annahmen:

- stationärer Zustand
- Potentialströmung des Wassers um die von Dampf umgebene Kugel
- laminare Strömung im Dampffilm
- lineares Temperaturprofil im Dampffilm
- thermophysikalische Eigenschaften des Wassers bzw. Dampfes bei mittlerer Dampf- bzw. Wassertemperatur
- kein konvektiver Wärmetransport in radialer Richtung
- Wärmeübertragung in unterkühltes Wasser spielt sich in einer dünnen Schicht, die sehr viel kleiner als der Kugeldurchmesser ist, ab
- Wärmeübertragung durch Strahlung konstant über die ganze Kugeloberfläche
- Wärmeübertragung durch Leitung im Nachlauf vernachlässigbar.

Das Modell berücksichtigt u.a. den Einfluß von Auftriebskräften und der Wärmestrahlung.

Das Lösungsverfahren basiert auf der numerischen Integration einer nichtlinearen Differentialgleichung 1. Ordnung für die Dampffilmdicke in Abhängigkeit vom Umströmungswinkel. Die zugrundeliegende Differentialgleichung für die Dampffilmdicke ist Ergebnis der Kopplung einer Energiebilanz an der Phasengrenze mit der Impulsgleichung für die Dampfströmung und geht aus folgenden Fragestellungen hervor:

Wieviel Dampf wird pro Flächenelement der Phasengrenze aus der Wärme gebildet, die dort durch Strahlung und Wärmeleitung über eine zu bestimmende Dampffilmdicke übertragen wird?

Wie sehen die Geschwindigkeitsprofile der Strömung aus, die den sich bildenden Dampf mit- und abführen, wenn die Randwerte durch die Haftbedingung an der Kugel und die Geschwindigkeit an der Phasengrenze gegeben sind?

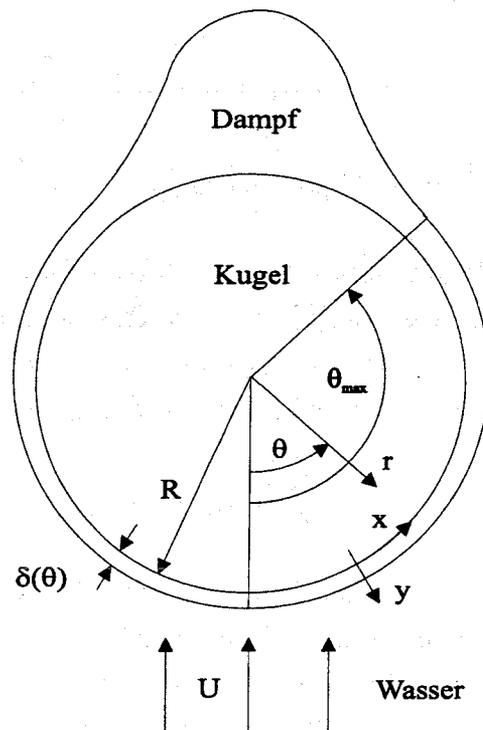
Durch Integration der Differentialgleichung ergeben sich Dampffilmdicken derart, daß an jeder Stelle die durch Strahlung und Wärmeleitung übertragene Energie gerade soviel Dampf erzeugt, wie von der dort vorherrschenden Dampfströmung abtransportiert werden kann.

Herleitung

Im folgenden wird analog zu einer Herleitung von WITTE & OROZCO [66] ein Modell aufgestellt, anhand dessen der Wärmeübergang beim Filmsieden an einer umströmten Kugel berechnet werden kann. Neu ist hier die Berücksichtigung von Auftriebskräften und Wärmestrahlung.

Eine Kugel wird mit einer Geschwindigkeit U angeströmt. Die Temperatur der Kugel sorgt für einen stabilen Dampf Film. Geht man davon aus, daß die Wasserströmung unbeeinflusst von Reibung an der Phasengrenze ist, kann eine Potentialströmung um die vom Dampf Film umgebene Kugel angenommen werden. Die Geschwindigkeit an der Phasengrenze beträgt in diesem Fall [62]:

$$u_{fg} = \frac{3}{2}U \sin \theta \quad (3.22)$$



Aus einer Kräftegleichgewichtsbetrachtung am differentiellen Stromfadenelement folgt für den Druckgradienten an der Phasengrenze in Strömungsrichtung:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_l g \sin \theta - \frac{9\rho_l U^2}{4R} \sin \theta \cos \theta \quad (3.23)$$

Unter Annahme einer ausgebildeten, laminaren Strömung in einem ebenen Spalt ergibt sich aus einer Kräftegleichgewichtsbetrachtung am differentiellen Dampf Film-

element die Impulsgleichung für die Dampfströmung:

$$\mu_v \frac{\partial^2 u_v(y)}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_v g \sin \theta \quad (3.24)$$

Zweimalige Integration von (3.24) unter Verwendung von (3.23) und Anpassung an die Randbedingungen

$$u_v(0) = 0 \quad (3.25)$$

$$u_v(\delta) = u_{fg} \quad (3.26)$$

ergibt das Geschwindigkeitsprofil der Dampfströmung:

$$u_v(y) = \frac{3}{2} U \sin \theta \cdot \frac{y}{\delta} + \left(\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{2\mu_v} \sin \theta + \frac{9\rho_l U^2}{8R\mu_v} \sin \theta \cos \theta \right) (y\delta - y^2) \quad (3.27)$$

Durch Integration von (3.27) über den Strömungsquerschnitt ergibt sich der Massenstrom:

$$\begin{aligned} \dot{m}_v &= \rho_v \int_A u_v(y) dA = 2\pi R \rho_v \int_0^\delta u_v(y) dy \quad (3.28) \\ &= 2\pi R \rho_v \left(\frac{3}{2} U \sin^2 \theta \cdot \frac{\delta}{2} + \left(\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{2\mu_v} \sin^2 \theta + \frac{9\rho_l U^2}{8R\mu_v} \sin^2 \theta \cos \theta \right) \frac{\delta^3}{6} \right) \end{aligned}$$

Die Energiebilanz für ein differentielles Flächenelement der Phasengrenze $dA = 2\pi R^2 \sin \theta d\theta$ setzt sich aus Termen zusammen, welche die Energiezufuhr durch Wärmeleitung und Strahlung, den Energieverbrauch durch Dampferzeugung sowie die Energieabfuhr in das unterkühlte Wasser erfassen, zusammen:

$$\frac{\lambda_v}{\delta} \Delta T_{sup} + \varepsilon \sigma (T_{sat}^4 - T_\infty^4) = h_{fg} \frac{d\dot{m}_v}{dA} - \lambda_l \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (3.29)$$

Um in (3.29) den Temperaturgradienten im Wasser an der Phasengrenze angeben zu können, muß die Energiegleichung für die Wasserströmung gelöst werden. Unter Vernachlässigung des konvektiven Wärmetransports in radialer Richtung und der Krümmung der Dampfblase lautet sie:

$$u_l \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa_l \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad \text{mit} \quad u_l \approx \frac{3}{2} U \sin \theta \quad (3.30)$$

Transformation von (3.30) mit $\varphi = \int_0^\theta \sin^3 \theta d\theta$ und $\psi = y \sin^2 \theta$ ergibt:

$$\frac{\partial T}{\partial \varphi} = \frac{2\kappa_l R}{3U} \frac{\partial^2 T}{\partial \psi^2} \quad (3.31)$$

Die Lösung der partiellen Differentialgleichung (3.31) unter Anpassung an die Randbedingungen $T(\psi = 0, \varphi \geq 0) = T_{sat}$ und $T(\psi \rightarrow \infty, \varphi \geq 0) = T_\infty$ lautet [54]:

$$\frac{T_{sat} - T(\varphi, \psi)}{\Delta T_{sub}} = \operatorname{erf} \frac{\psi}{\sqrt{\frac{8\kappa_l R}{3U}} \cdot \varphi} \quad (3.32)$$

Der Temperaturgradient im Wasser an der Phasengrenze ist gegeben durch:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{-\Delta T_{sub} \sin^2 \theta}{\sqrt{\pi \frac{2\kappa_l R}{3U}} \left(\frac{2}{3} - \cos \theta + \frac{1}{3} \cos^3 \theta \right)} \quad (3.33)$$

Einsetzen von (3.28) und (3.33) in (3.29) ergibt:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_v}{\delta} \Delta T_{sup} + \varepsilon \sigma (T_{sat}^4 - T_\infty^4) &= h_{fg} \rho_v \left(\frac{3U}{2D} \left(\frac{d\delta}{d\theta} \sin \theta + 2\delta \cos \theta \right) \right. \\ &+ \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{6D\mu_v} \left(3\delta^2 \frac{d\delta}{d\theta} \sin \theta + 2\delta^3 \cos \theta \right) \\ &+ \left. \frac{3\rho_l U^2}{4D^2\mu_v} \left(3\delta^2 \frac{d\delta}{d\theta} \sin \theta \cos \theta + \delta^3 (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \right) \right) \\ &+ \lambda_l \frac{\Delta T_{sub} \sin^2 \theta}{\sqrt{\pi \frac{2\kappa_l R}{3U}} \left(\frac{2}{3} - \cos \theta + \frac{1}{3} \cos^3 \theta \right)} \end{aligned} \quad (3.34)$$

Umgestellt und in dimensionslosen Größen ergibt sich die nichtlineare Differentialgleichung 1. Ordnung für die dimensionslose Dampffilmdicke δ/D in Abhängigkeit vom Umströmungswinkel θ :

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta/D)}{d\theta} \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\delta}{D} \right)^2 \frac{\operatorname{Ar}}{\operatorname{Re}_v} + \frac{3}{2} \left(\frac{\delta}{D} \right)^2 \frac{\rho_l}{\rho_v} \operatorname{Re}_v \cos \theta \right) &= \\ - 2 \left(\frac{\delta}{D} \right) \cot \theta - \frac{2}{9} \left(\frac{\delta}{D} \right)^3 \frac{\operatorname{Ar}}{\operatorname{Re}_v} \cot \theta - \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{D} \right)^3 \frac{\rho_l}{\rho_v} \operatorname{Re}_v \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{\sin \theta} \\ - \frac{2}{3} \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{\operatorname{Ja}_l \sin \theta}{\sqrt{\pi \operatorname{Re}_l \operatorname{Pr}_l} \frac{1}{3} \left(\frac{2}{3} - \cos \theta + \frac{1}{3} \cos^3 \theta \right)} + \frac{2}{3} \left(\frac{D}{\delta} \right) \operatorname{Ja}_v \frac{1 + (\delta/D) \operatorname{St}}{\operatorname{Re}_v \operatorname{Pr}_v \sin \theta} \end{aligned} \quad (3.35)$$

Die numerische Integration von (3.35) liefert den gewünschten Zusammenhang zwischen Dampffilmdicke und Winkelkoordinate. Der erforderliche Anfangswert der Dampffilmdicke am vorderen Staupunkt ist durch die Forderung

$$\left. \frac{d(\delta/D)}{d\theta} \right|_{\theta=0} = 0 \quad (3.36)$$

festgelegt. Zu seiner Bestimmung muß die positive, reelle Nullstelle eines Polynoms 4. Grades gefunden werden. Nach Mittelung der sich aus den Dampffilmdicken ergebenden lokalen Wärmeübergänge über der Kugeloberfläche kann der Wärmeübergang für die Kugel angegeben werden.

$$\text{Nu} = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_{max}} \frac{D}{\delta} d\theta \quad (3.37)$$

Der Einfluß der Froude-Zahl auf den Wärmeübergang wird deutlich, wenn man sieht, daß der Ausdruck Ar/Re_v in (3.35) proportional zu Re_v/Fr ist. Für kleine Froude-Zahlen (Naturkonvektion) ist damit der Einfluß der Archimedes-Zahl ausgezeichnet, während für große Froude-Zahlen (Zwangskonvektion) der Einfluß der Reynolds-Zahl überwiegt. Entsprechend tauchen diese Größen auch in den jeweiligen empirischen Beziehungen für den Wärmeübergang beim Filmsieden unter Natur- bzw. Zwangskonvektion auf.

Das hier beschriebene Modell diente zur Untersuchung des Strahlungseinflusses auf den Wärmeübergang in Form des Strahlungsfaktors J (s. Abschnitt 2.2). Desweiteren konnte mit Ergebnissen aus Rechnungen mit kleiner Anströmgeschwindigkeit ($\text{Fr} \ll 1$) eine Korrelation für den Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden aufgestellt werden (s. Abschnitt 3.3.3).

3.3.3 Empirische Beziehungen

Gesättigtes Behälterfilmsieden

Von BROMLEY [7] stammen die ersten systematischen Untersuchungen zum gesättigten Behälterfilmsieden an Zylindern. Er fand folgende Korrelation für den Wärmeübergang:

$$\text{Nu}_{sat,p} = C \cdot \left(\frac{\text{Ar}}{\text{Sp}} \right)^{1/4}, \quad C = 0,62 \quad (3.38)$$

Die Korrelation erwies sich auch für Kugelgeometrien als geeignet. FREDERKING & CLARK [29] fanden in einer theoretischen Untersuchung des gesättigten Behälterfilmsiedens an Kugeln den Wert $C = 0,586$. DHIR & PUROHIT [16] korrelierten ihre gemessenen Wärmeübergänge mit dem Wert $C = 0,8$. LIU & THEOFANOUS [42] ermittelten Werte im Bereich $C = 0,59..0,7$. MERTE & CLARK [45] ersetzen den Exponenten $1/4$ in (3.38) durch $1/3$ und korrelieren ihre Daten mit $C = 0,15$.

Abbildung 3.14 zeigt die mit dem in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Modell berechneten Ergebnisse für den Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden. Auch

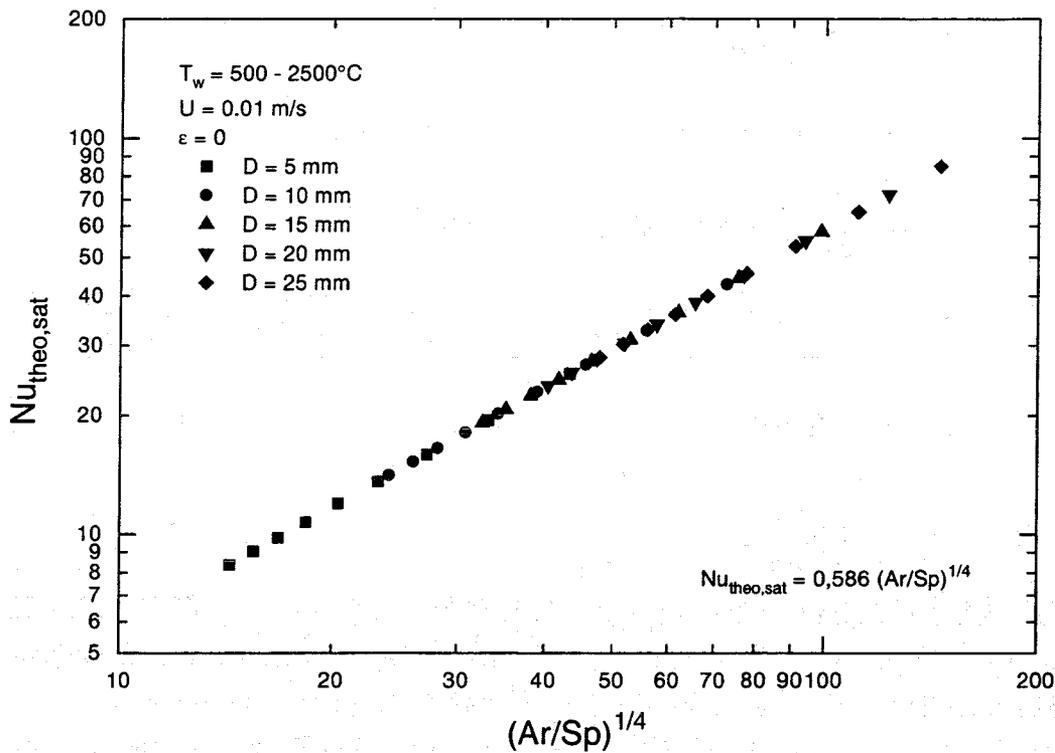


Abbildung 3.14: Theoretisch ermittelte Nusselt-Zahlen für den Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden

diese Daten lassen sich mit $C = 0,586$ nach der empirischen Beziehung aus (3.38) korrelieren.

Die in der vorliegenden Arbeit für Vergleiche zwischen Experiment und Theorie herangezogenen theoretischen Nusselt-Zahlen für gesättigtes Behälterfilmsieden basieren auf:

$$Nu_{theo,sat} = 0,586 \left(\frac{Ar}{Sp} \right)^{1/4} \quad (3.39)$$

Eine Abhängigkeit in dieser Form wird auch bei der Darstellung der in dieser Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse zum gesättigten Behälterfilmsieden unterstellt bzw. zugrundegelegt (s. Abschnitt 3.3.5).

Unterkühltes Behälterfilmsieden

Die folgende Korrelation für den Wärmeübergang beim unterkühlten Behälterfilmsieden entstammt einer theoretischen Analyse von MICHİYOSHI, TAKAHASHI und KIKUCHI [46].

$$Nu_{sub,p} = C \cdot M^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp} \right)^{1/4} \quad (3.40)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } M &= \frac{E^3}{R^2 \text{Sp}^2 \text{Pr}_l^2 (1 + E / (\text{SpPr}_l))} \\ E &= (A + BC^{1/2})^{1/3} + (A - BC^{1/2})^{1/3} + \text{Ja}_l^{1/3} \\ A &= \frac{1}{27} \text{Ja}_l^3 + \frac{1}{3} R^2 \text{SpPr}_l \text{Ja}_l + \frac{1}{4} R^2 \text{Sp}^2 \text{Pr}_l^2 \\ B &= -\frac{4}{27} \text{Ja}_l^2 + \frac{2}{3} \text{SpPr}_l \text{Ja}_l - \frac{32}{27} R^2 \text{SpPr}_l + \frac{1}{4} \text{Sp}^2 \text{Pr}_l + \frac{2}{27} \frac{\text{Ja}_l^3}{R^2} \\ C &= \frac{1}{2} R^2 \text{SpPr}_l \\ R &= \left(\frac{\mu_v \rho_v}{\mu_l \rho_l} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

Die Werte der Konstanten betragen $C = 0,696$ für die Kugel und $C = 0,61$ für den Zylinder. Die Korrelation beschreibt den Unterschied zum gesättigten Behälterfilmsieden über einen von der Unterkühlung abhängigen Faktor M („Ratio Law“). SIVIOUR & EDE [56], DHIR & PUROHIT [16] korrelieren den Wärmeübergang beim unterkühlten Behälterfilmsieden über die Summe von Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden und Wärmeübergang in unterkühltes Wasser bei Naturkonvektion („Addition Law“).

$$\begin{aligned} \text{Nu}_{sub,p} &= \text{Nu}_{sat,p} + \text{Nu}_{nc} \frac{\text{Sc} \mu_l}{\text{Sp} \mu_v} & (3.41) \\ \text{Nu}_{nc} &= 0,59 (\text{GrPr}_l)^{1/4} \text{Pr}_l^{1/4} \quad \text{bzw.} \\ \text{Nu}_{nc} &= 0,9 (\text{GrPr}_l)^{1/4} \end{aligned}$$

Die in der vorliegenden Arbeit für Vergleiche zwischen Experiment und Theorie herangezogenen theoretischen Nusselt-Zahlen für unterkühltes Behälterfilmsieden basieren auf:

$$\text{Nu}_{theo,sub} = 0,696 \cdot M^{1/4} \left(\frac{\text{Ar}}{\text{Sp}} \right)^{1/4} \quad (3.42)$$

Eine Abhängigkeit in dieser Form wird auch bei der Darstellung der in dieser Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse zum unterkühlten Behälterfilmsieden unterstellt bzw. zugrundegelegt (s. Abschnitt 3.3.6).

3.3.4 Behandlung der Wärmeverluste

Die Auswertung der ersten Experimente mit 15 mm Molybdänkugeln in gesättigtem Wasser zeigte, daß die Wärmeübergänge verglichen mit den theoretischen Vorhersagen bis zu einem Faktor 2 höher liegen. Dies steht in Einklang mit Messungen von

AZIZ [2] und DHIR & PUROHIT [16], die Abweichungen in vergleichbarer Größenordnung zeigen. Obwohl speziell bei letzteren, die im Bereich nahe der minimalen Filmsiedetemperatur gemessen haben, erhöhte Wärmeübergänge auch durch geringe Unterkühlung hervorgerufen werden können, und selbstverständlich auch die theoretischen Modelle durch vereinfachende Annahmen (s. Abschnitt 3.3.2) Unzulänglichkeiten aufweisen, ist der Hauptgrund für die Abweichungen in den Wärmeverlusten in die jeweils verwendeten Kugelhalterungen zu sehen. Ein Anhaltspunkt hierfür ist die Tatsache, daß für Filmsieden an Zylindern, wo keine Halterungen wie bei Kugeln benötigt werden, deutlich bessere Übereinstimmungen erzielt werden. Ein weiterer Anhaltspunkt ist, daß LIU & THEOFANOUS [42] bei ihren Messungen die Wärmeverluste durch Verwendung dünner Thermolemente, die gleichzeitig als Kugelhalterung dienten, minimierten und damit Ergebnisse erzielten, die deutlich weniger über den theoretischen Vorhersagen liegen.

In der vorliegenden Arbeit ermöglicht die Verwendung unterschiedlicher Kugelhalterungen, den Einfluß ihrer Durchmesser auf die Höhe der Wärmeverluste zu untersuchen. Neben Experimenten mit Molybdänkugeln ($D=15,0$ und $19,8$ mm) und Hochtemperaturmantelthermoelementen ($d=3,2$ mm) werden Experimente mit Stahlkugeln ($D=15,9$ und $19,0$ mm) und NiCr/NiAl-Thermoelementen ($d=0,5$ mm, bzw. ummantelt: $d=2$ mm) durchgeführt. In Abbildung 3.15 ist zusammen mit den Ergebnissen von LIU & THEOFANOUS [42] dargestellt, wie die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment, d.h. nach obiger Hypothese die Wärmeverluste, in 1. Näherung als lineare Funktion des Durchmesserverhältnisses d/D beschrieben werden können.

$$\text{Nu} = \text{Nu}_{\text{theo,sat}}(1 + 3,2 \cdot d/D) \quad (3.43)$$

Um nicht andere Ursachen für die Abweichungen völlig auszuschließen, wird hierbei für den experimentellen Wärmeübergang kein gemittelter sondern der jeweils minimale Wert aus der Transiente eines Experiments verwendet. In Anlehnung an (3.43) können nun die in den Experimenten ermittelten Wärmeübergänge um die Wärmeverluste korrigiert werden gemäß:

$$\text{Nu}_k = \frac{\text{Nu}}{1 + 3,2 \cdot d/D} \quad (3.44)$$

Die Höhe der Wärmeverluste ist nicht allein vom Durchmesser der Kugelhalterung abhängig. Entscheidend ist auch ein wie langer Teil der Halterung beim Aufheizen der Kugel mit auf Temperatur gebracht wird. Dies hat Einfluß auf den Zeitpunkt und den Ort, an dem im Verlauf des Abkühlvorgangs ein Quenchprozeß an der Kugelhalterung stattfindet, falls dort zu Beginn Filmsieden vorgelegen hat. In Abhängigkeit von der Kugeltemperatur zu diesem Zeitpunkt wird dabei unterschiedlich

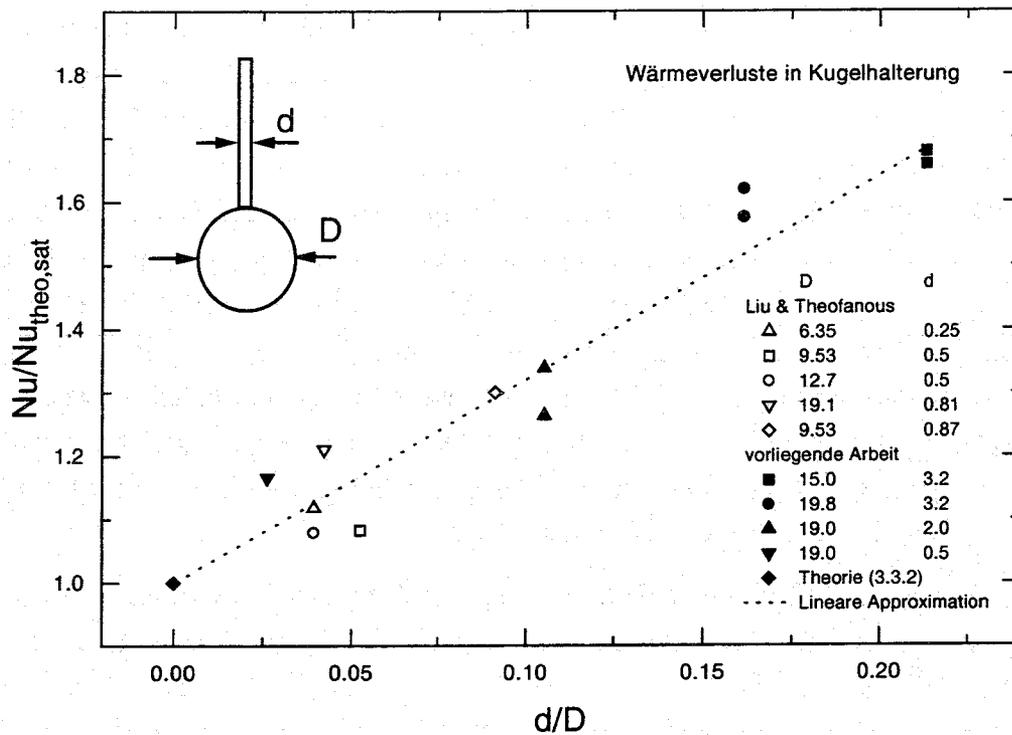


Abbildung 3.15: Abweichungen zwischen experimentell ermitteltem und theoretischem Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden

viel Wärme entspeichert. Dies mag sowohl der Grund dafür sein, daß für niedrigere Anfangstemperaturen bei sonst gleichen Bedingungen z.T. längere Abkühlzeiten beobachtet werden, als auch Ursache einer nur bedingt guten Reproduzierbarkeit bei gleichen Anfangstemperaturen. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Korrektur des gemessenen Wärmeübergangs nach (3.44) als Maßnahme dar, die allenfalls die Größenordnung der jeweiligen Wärmeverluste richtig bewertet. Der Grund, warum die obigen Sachverhalte bislang nicht diskutiert wurden, mag wiederum der gewesen sein daß die Auswirkungen auf Experimente mit Anfangstemperaturen bis 1000°C nicht so drastisch waren.

3.3.5 Ergebnisse zum gesättigten Behälterfilmsieden

Abbildung 3.16 zeigt die in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse der Experimente zum gesättigten Behälterfilmsieden. Jeweils aus der Transiente eines Versuchs wurden für verschiedene Wandüberhitzungen die dimensionslosen Kenngrößen für den Wärmeübergang (s. Abschnitt 3.3.1) berechnet und die gemäß (3.44) korrigierte Nusselt-Zahl über dem Korrelationsparameter aufgetragen. Die Stoffwerte für Wasser und Dampf wurden hierbei für die mittlere Wassertemperatur $(T_{sat} + T_{\infty})/2$

bzw. Dampftemperatur $(T_w + T_{sat})/2$ ermittelt. Der doppelt logarithmische Maßstab wurde gewählt, um den Bereich hoher Wandüberhitzungen am unteren Ende der Abszisse besser aufzulösen. Abbildung 3.17 zeigt die Ergebnisse von LIU & THEOFANOUS [42]. Sie entstammen jeweils einer Transienten aus Experimenten mit Kugeln unterschiedlichen Durchmessers, während die Ergebnisse aus der vorliegenden Arbeit auf wiederholten Versuchen beruhen, die eine bereits in Abschnitt 3.3.4 diskutierte, bedingt gute Reproduzierbarkeit erkennen lassen.

Setzt man die Richtigkeit der in Abschnitt 3.3.4 getroffenen Überlegungen zur Behandlung der Wärmeverluste voraus, folgen die Experimente mit Molybdänkugeln bei Temperaturen bis zu ca. 2100°C den bisher in Experimenten bis 1000°C gefundenen Zusammenhängen für Höhe und Trend der Nusselt-Zahl. Eine gemittelte Charakteristik für den Wärmeübergang $C = Nu/(Ar/Sp)^{1/4}$ kann mit dem Wert $C = 0,66$ angegeben werden.

Der Übersichtlichkeit wegen werden in Abbildung 3.16 keine Fehlerbalken gezeigt. Typische Größenordnungen der Fehler bei den hier beschriebenen Experimenten sind in Abschnitt 5.1 dargestellt.

In Anhang A sind im Abschnitt A.1 sämtliche Ergebnisse zum Wärmeübergang aus den Experimenten mit gesättigtem Wasser in Form von Tabellen zusammengestellt.

3.3.6 Ergebnisse zum unterkühlten Behälterfilmsieden

Abbildung 3.18 zeigt die in der vorliegenden Arbeit erzielten Ergebnisse der Experimente zum unterkühlten Behälterfilmsieden. Bei der Berechnung und Darstellung der dimensionslosen Kenngrößen wurde wie in Abschnitt 3.3.5 beschrieben verfahren. Abbildung 3.19 zeigt die Ergebnisse von LIU & THEOFANOUS [42]. Sie entstammen jeweils einer Transienten aus Experimenten mit einer Kugel bei unterschiedlichen Unterkühlungen, während die Ergebnisse aus der vorliegenden Arbeit auf z.T. wiederholten Versuchen mit Kugeln unterschiedlichen Durchmessers beruhen, die eine bedingt gute Reproduzierbarkeit erkennen lassen.

Die Experimente mit Molybdänkugeln bei Temperaturen bis zu ca. 2000°C und Unterkühlungen bis zu ca. 60 K folgen den bisher in Experimenten bis 1000°C gefundenen Zusammenhängen für Höhe und Trend der Nusselt-Zahl. Eine gemittelte Charakteristik für den Wärmeübergang $C = Nu/(M \cdot Ar/Sp)^{1/4}$ kann mit dem Wert $C = 0,8$ angegeben werden.

In Anhang A sind im Abschnitt A.2 sämtliche Ergebnisse zum Wärmeübergang aus den Experimenten mit unterkühltem Wasser in Form von Tabellen zusammengestellt.

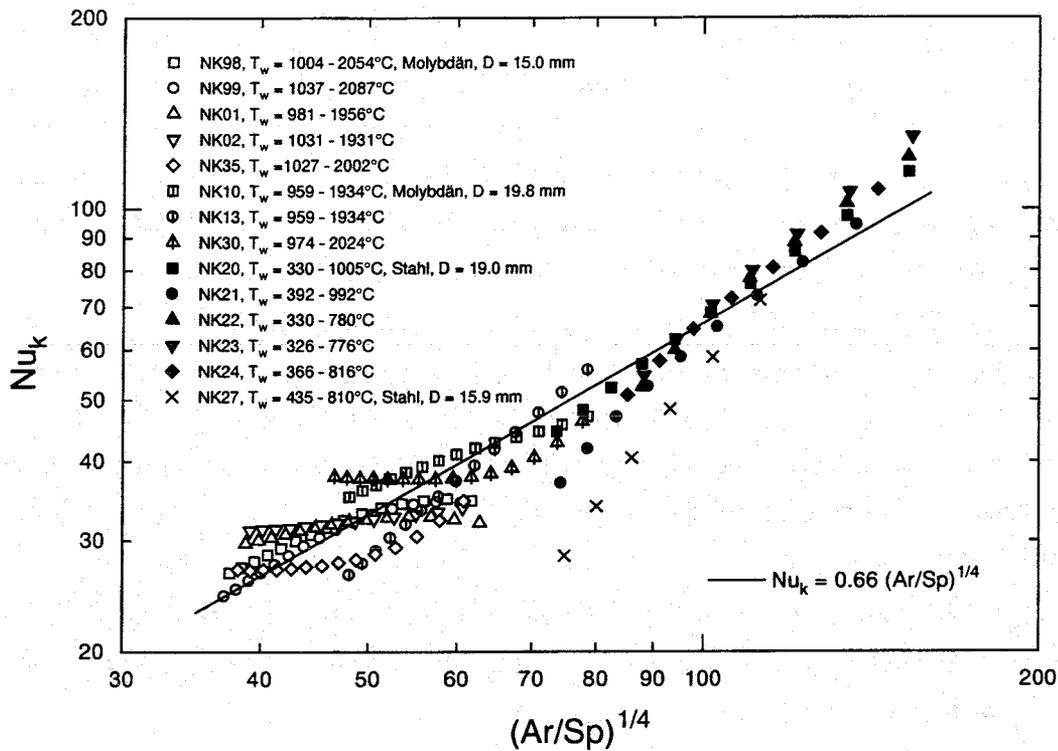


Abbildung 3.16: Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 2100°C

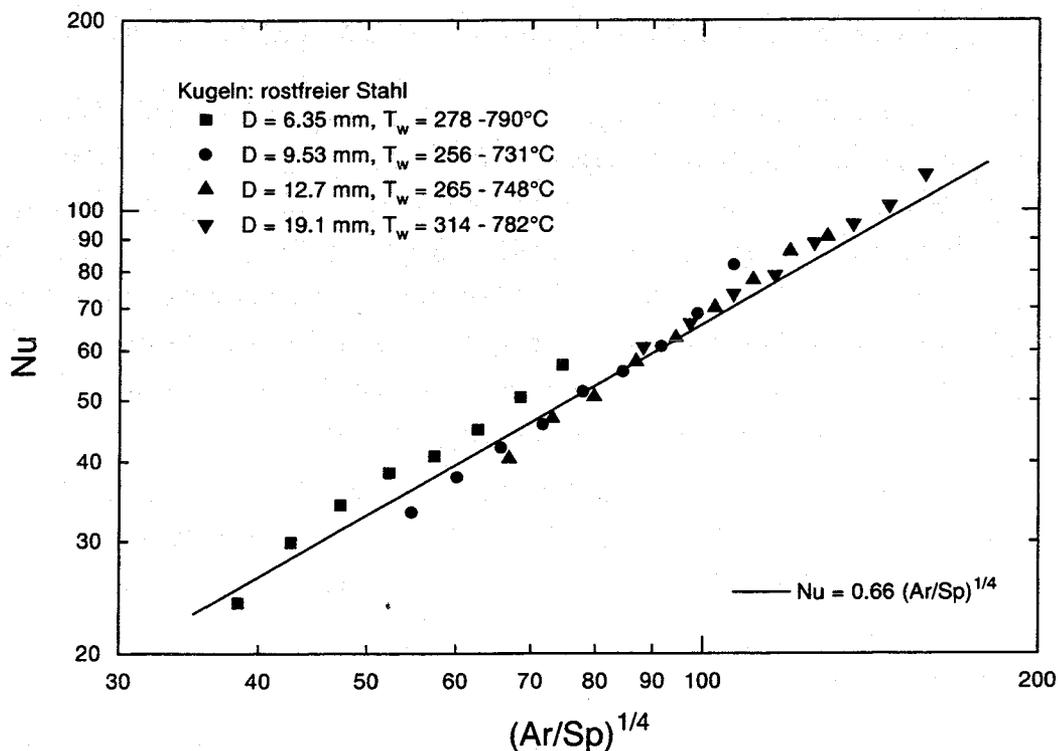


Abbildung 3.17: Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 800°C (nach Liu und Theofanous [42])

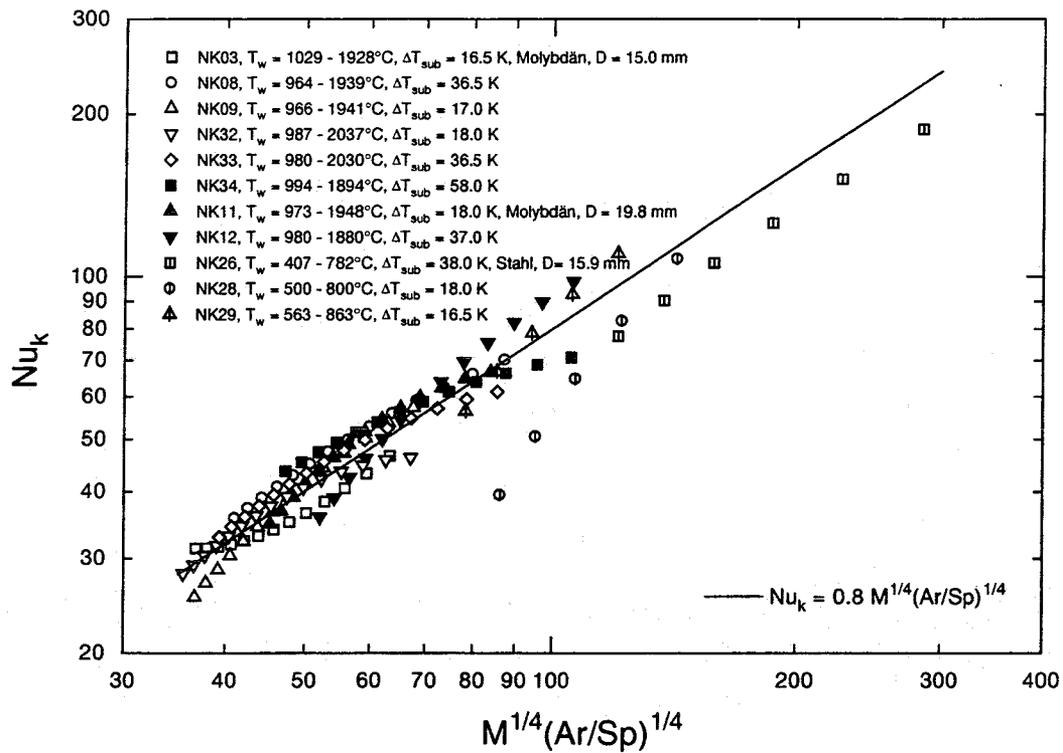


Abbildung 3.18: Wärmeübergang beim unterkühlten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 2000°C

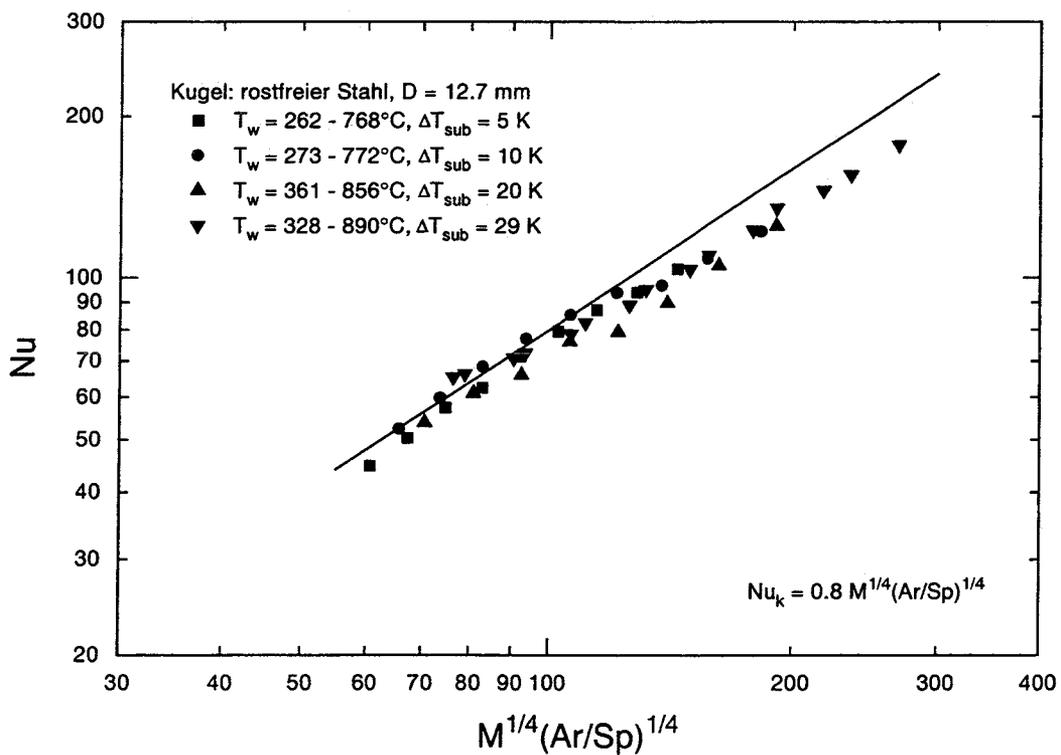


Abbildung 3.19: Wärmeübergang beim unterkühlten Behälterfilmsieden und Kugeltemperaturen bis ca. 900°C (nach Liu und Theofanous [42])

Kapitel 4

Untersuchungen zum Strömungswiderstand

4.1 Beschreibung der Experimente

4.1.1 Versuchsaufbau

Abbildung 4.1 zeigt den Wasserbehälter, der für die Untersuchungen zum Strömungswiderstand alternativ zu dem in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen unteren Behälter verwendet wird. Er hat eine Höhe von ca. 1,10 m, einen Querschnitt von 200×200 mm und wird mit ca. 40 l vollentsalztem Wasser gefüllt.

Der Behälter besteht aus 6 Glasscheiben, die mit Silikonmasse zu einem Aquarium zusammengefügt sind. Die Seitenscheiben sind 15 mm, Deckel- und Bodenscheibe 19 mm stark. Die Bodenscheibe ist für die Montage eines Wasserablaufhahns und zweier Rohrheizkörper (je 2,5 kW) mit Durchführungsbohrungen versehen. Eine weite Öffnungsbohrung in der Deckelscheibe dient dem Anschluß des oberen Teils eines zylindrischen Glasreaktiosgefäßes (Innendurchmesser 150 mm), mit dessen Glasflansch eine gasdichte Verbindung zum oberen Behälter hergestellt wird. In ein Zwischenstück sind dabei Ringscheiben eingepaßt, die eine Membran aus Aluminiumfolie ($6 \mu\text{m}$) tragen. Die Membran schließt den oberen Behälter zunächst gegen Sauerstoff und Dampf aus dem unteren Behälter ab und wird erst während eines Versuches durch die herabfallende Kugel durchstoßen.

Eine Seitenscheibe ist mit verschiedenen Bohrungen versehen, die der Montage eines Druckaufnehmers (Kistler 4201 A2, Meßbereich bis 2 bar) sowie der Durchführung dreier K-Typ-Thermoelemente mit Auswertegerät (Thermopaar NiCr/NiAl, Meßbereich $0-200^\circ\text{C}$) zur Bestimmung der Wassertemperatur in verschiedenen Höhen

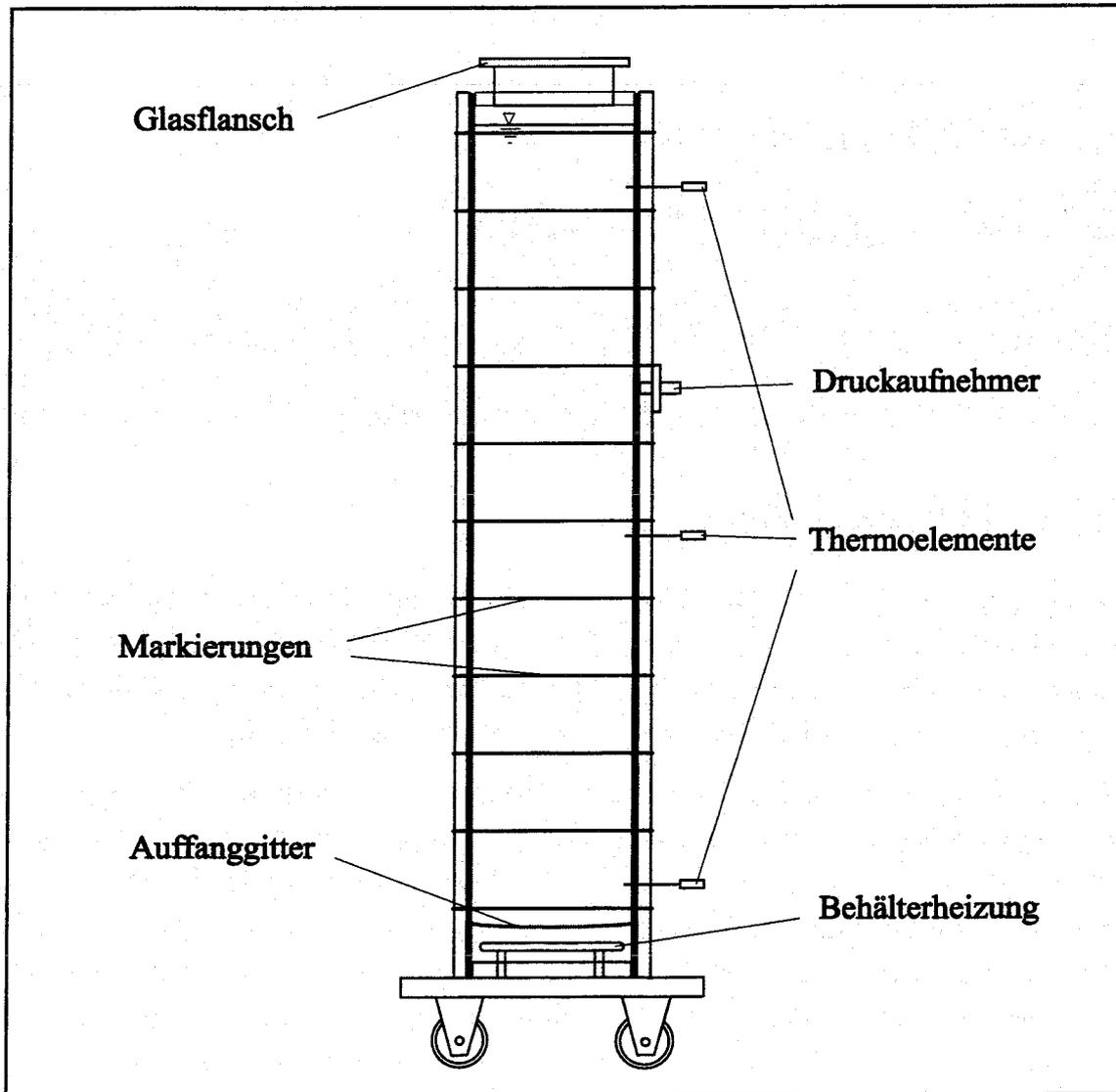


Abbildung 4.1: Aquarium für die Untersuchungen zum Strömungswiderstand

dienen. Der Behälter ist mit Markierungen versehen, die bei der Auswertung der Filmaufnahmen die Berechnung eines Faktors für die Längenskalierung und die Korrektur des Parallaxefehlers erlauben.

4.1.2 Testkugeln

Die zur Bestimmung des Widerstandskoeffizienten beim gesättigten und unterkühlten Filmsieden verwendeten Kugeln haben alle einen Durchmesser von ca. 10 mm. Dies gewährleistet, daß sie auf ihrer etwa 1 m langen Fallstrecke im Wasser bei ca. 2 m/s Eintrittsgeschwindigkeit ihre Endgeschwindigkeit erreichen. So kann ihre Bewegung zuverlässig hinsichtlich des Widerstandskoeffizienten ausgewertet werden (s. Abschnitt 4.2.1). Durch Verwendung von Kugeln aus ZrO_2 , rostfreiem Stahl, Molybdän, Tantal und Wolfram wird ein Dichtebereich von 6,04–19,1 g/cm³ abgedeckt. Mit Ausnahme der Stahlkugeln sind alle verwendeten Kugeln etwas unrund. Ein mittlerer Durchmesser wird anhand einer Wägung und der Verrechnung mit der jeweiligen Dichte des Kugelmaterials ermittelt.

4.1.3 Video- und Hochgeschwindigkeitskamera

Um über den Mechanismus der Dampfblasenbildung beim Filmsieden unter Natur- und Zwangskonvektion zu erfahren sowie um die Bewegung sinkender Kugeln auswerten zu können, werden die Vorgänge im unteren Behälter filmtechnisch festgehalten. Hierfür stehen sowohl eine S-VHS-Videokamera mit 50 Halbbildern pro Sekunde und 1/1000 s High-Speed-Shutter als auch verschiedene Hochgeschwindigkeitskameras mit bis zu 8000 Bildern pro Sekunde zur Verfügung. Für die Videoaufnahmen werden handelsübliche S-VHS-Videocassetten verwendet. In den Hochgeschwindigkeitskameras kommen Farbnegativfilme zum Einsatz. Von Vorteil wegen ihrer hohen Auflösung ist die Verwendung von Filmen niedriger Empfindlichkeit. Deren Einsatz stellt aufgrund der vorhandenen Helligkeit kein Problem dar.

Eine ideale Beleuchtung ergibt sich durch die Anordnung mehrerer Fotolampen mit maximal je 2000 W Leistung in ca. 30 cm Abstand von den Glasscheiben des unteren Behälters: Ein Teil der Fotolampen sorgt mit Hilfe einer zwischengestellten Milchglasscheibe von der Rückseite aus für eine gleichmäßige Aufhellung des Hintergrundes, um ein Überstrahlen des Bildes durch glühende Kugeln zu verhindern, der andere Teil schafft für die Unterscheidung von Kugeln, Dampfblasen und Wasser zusätzliche Kontraste von der Seite aus.

Sowohl Video- als auch Filmaufnahmen können mit Hilfe einer Frame-Grabber-

Karte und Bildverarbeitungssoftware digitalisiert werden und stehen dann für Auswertung und Präsentation zur Verfügung.

4.1.4 Versuchsablauf und Meßtechnik

Zunächst wird die Testkugel in einen Tiegel aus Molybdän gefüllt, der im oberen Behälter innerhalb der Induktorspule montiert ist. Der Tiegel ist unten von zwei halbkreisförmigen Deckeln verschlossen, die bei Betätigen des elektromagnetischen Auslösers über ein Scharnier wegklappen und dann den Weg für die Kugel freigeben. Im nächsten Schritt wird der untere Behälter angeflanscht, das Wasser auf eine gewünschte Temperatur gebracht und der obere Behälter inertisiert. Dann wird die Induktionsheizung in Betrieb gesetzt und mit der Aufheizung des Tiegels begonnen. Die Temperatur des Tiegels wird mit dem Quotientenpyrometer durch das Schauglas gemessen. Nachdem ein stationärer Zustand bei einer gewünschten Temperatur erreicht ist, wird dieser eine Weile gehalten, bis davon ausgegangen werden kann, daß auch die Kugel im Innern des Tiegels die entsprechende Temperatur aufweist. Dann wird die Kugel ausgelöst. Sie fällt, durchstößt die Membran und sinkt im Wasser bis sie auf einem Auffanggitter aus Edelstahlgewebe am Grund des Aquariums zur Ruhe kommt und auf Wassertemperatur abkühlt.

Hauptergebnis der Experimente sind die mit Video- und Hochgeschwindigkeitskamera gefilmte Sinkbewegung der Kugel im Wasser. Während mit der Videoaufnahme die Bewegung hinsichtlich des Widerstandskoeffizienten ausgewertet wird, können mit den Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen, die einen gezoomten Bereich des Behälters in Nähe der Wasseroberfläche zeigen, Phänomene beim Kugeleintritt sowie die Dampfkongfiguration studiert werden.

4.2 Versuchsauswertung

4.2.1 Vorbetrachtung

Experimente, bei denen der Strömungswiderstand eines Körpers anhand seiner Sinkbewegung im betrachteten Fluid bestimmt werden soll, finden zweckmäßigerweise in einem Geschwindigkeitsbereich nahe der dem Strömungswiderstand entsprechenden stationären Endgeschwindigkeit statt. Nur dann ist eine beschleunigte oder verzögerte Bewegung deutlich vom gesuchten Widerstandskoeffizient geprägt. Im günstigsten Fall wird dem Körper eine Anfangsgeschwindigkeit u_a mitgegeben, die ihn schon nach kurzer Strecke im Fluid seine stationäre Endgeschwindigkeit u_e erreichen läßt.

Die Bewegungsgleichung für eine unter Einfluß des Schwerfeldes in einer Flüssigkeit sinkende Kugel hat die Gestalt:

$$\ddot{z}(t) + K\dot{z}^2(t) = G \quad \text{mit} \quad K = C_d \frac{3\rho_l}{4D\rho_s}$$

$$G = \frac{(\rho_s - \rho_l)g}{\rho_s} \quad (4.1)$$

und den Anfangsbedingungen $\dot{z}(0) = u_a$

$$z(0) = 0$$

Die Funktion $z(t) = \sqrt{G/K} \cdot t$ ist eine spezielle Lösung der Bewegungsgleichung (4.1) und beschreibt den Fall, daß die Kugel von Anfang an mit der stationären Endgeschwindigkeit u_e sinkt. Also ist $\sqrt{G/K} = u_e$, und durch Umstellen von (4.1) folgt für den Widerstandskoeffizienten:

$$C_d = \frac{4D(\rho_s - \rho_l)g}{3u_e^2\rho_l} \quad (4.2)$$

Experimente, bei denen die Kugel ihre stationäre Endgeschwindigkeit erreicht, können hinsichtlich des Widerstandskoeffizienten gemäß (4.2) ausgewertet werden. Die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung (4.1) erfordert eine Fallunterscheidung für beschleunigte und verzögerte Bewegungen.

(a) beschleunigte Bewegung ($u_a < u_e$) :

Transformation von (4.1) auf $\dot{y}(t) + Ky^2(t) = G$ und Integration bei getrennten Veränderlichen ergibt:

$$y(t) = \dot{z}(t) = u_e \tanh(\sqrt{GK}(t + E)) \quad (4.3)$$

Integration von (4.3) führt auf die allgemeine Lösung:

$$z(t) = \frac{1}{K} \ln (\cosh (\sqrt{GK}(t+E))) + F \quad (4.4)$$

Da die Funktion $y = \tanh x$ nur Werte $-1 \leq y \leq 1$ liefert, kann mit der Konstanten E in (4.3) nur der Fall $u_a < u_e$ angepaßt werden. Die Integrationskonstante F dient der Anpassung an die Anfangsbedingung $z(0) = 0$.

(b) verzögerte Bewegung ($u_a > u_e$):

Transformation von (4.1) auf $\dot{y}(t) + Ky^2(t) = G$ und eine weitere Umformung [9] mit der speziellen Lösung $y(t) = \sqrt{G/K}$ ergibt:

$$y(t) = \dot{z}(t) = u_e \left(1 + \frac{1}{u_e E \exp(2\sqrt{GK} \cdot t) - 1/2} \right) \quad (4.5)$$

Integration von (4.5) führt auf die allgemeine Lösung:

$$z(t) = \frac{1}{K} \ln \left(\frac{1}{u_e} (u_e E \exp(2\sqrt{GK} \cdot t) - 1/2) \right) - u_e \cdot t + F \quad (4.6)$$

Die Funktion $y = \ln x$ ist nur für $x > 0$ definiert. In (4.6) muß daher $u_e E \exp(2\sqrt{GK} \cdot t) - 1/2 > 0$ gelten, d. h. mit der Konstanten E kann in (4.5) nur der Fall $u_a > u_e$ angepaßt werden. Die Integrationskonstante F dient der Anpassung an die Anfangsbedingung $z(0) = 0$.

Mit den allgemeinen Lösungen der Bewegungsgleichung aus (4.4) und (4.6) können in Form nichtlinearer Kurvenapproximationen die in Experimenten gemessenen Weg-Zeit-Gesetze sinkender Kugeln angenähert werden. Hiermit steht ein leistungsfähiges Werkzeug zur Verfügung, mit dem auch die beschleunigte oder verzögerte Bewegung einer sinkenden Kugel hinsichtlich des Widerstandskoeffizienten ausgewertet werden kann. Man erhält auf diese Weise einen über den betrachteten Geschwindigkeitsbereich gemittelten Widerstandskoeffizienten, da dieser in der Bewegungsgleichung (4.1) als konstant angenommen wurde, also keine Funktion der Geschwindigkeit ist. Dies stellt für die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente keine wesentliche Einschränkung dar, da für den hier untersuchten Geschwindigkeitsbereich nur eine schwache Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten von der Reynolds-Zahl (s. Abschnitt 2.3) zu erwarten ist (max. 10 %). Ohnehin erreichten bei allen durchgeführten Experimenten die Kugeln frühzeitig ihre stationäre Endgeschwindigkeit, so daß die Widerstandskoeffizienten mit der sehr viel einfacheren Gleichung (4.2) bestimmt werden konnten.

4.2.2 Auswertung der Filmaufnahmen

Die Experimente mit sinkenden Kugeln werden mit Video- und teilweise mit Hochgeschwindigkeitskamera filmtechnisch festgehalten (s. Abschnitt 4.1.3). Die Videokameraaufnahme liefert 50 Bilder pro Sekunde, was für die Beschreibung der Bewegung ausreichend ist. Die Bilder werden einzeln im TIFF-Format digitalisiert und zu einem AVI-Videofilm zusammengefügt. Mit einem VISUAL BASIC-Programm [44] kann der digitale Videofilm abgespielt und für jedes Einzelbild die momentane Position der Kugel im Behälter zunächst in Pixel-Koordinaten ausgelesen werden. Mit Hilfe von Abstandsmarkierungen auf dem Behälter wird ein Längenskalierungsfaktor und ein Faktor zur Korrektur des Parallaxefehlers festgelegt. Mit diesen werden die Pixel-Koordinaten der Kugelposition in die physikalische Längeneinheit umgerechnet. Die Festlegung des zugehörigen Zeitpunktes erfolgt über die Frame-Nummer des jeweiligen Einzelbilds. Hiermit liegt punktweise ein Weg-Zeit-Gesetz der Bewegung der sinkenden Kugel vor, das mit einem der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Verfahren hinsichtlich des Widerstandskoeffizienten ausgewertet werden kann (s. Abbildung 4.4). Für die hier beschriebenen Experimente wird die Endgeschwindigkeit über die Steigung einer linearen Approximation der Weg-Zeit-Gesetze im Abschnitt nach Ende des Verzögerungsvorgangs bestimmt. Tabelle 4.1 faßt die ermittelten Sinkgeschwindigkeiten zusammen.

Zu Testzwecken wird mit der Videokamera eine in Luft fallende Kugel aufgenommen. Bei der Erstellung und Auswertung des Filmstreifens wird wie oben beschrieben verfahren. Abbildung 4.2 zeigt die Approximation des erhaltenen Weg-Zeit-Gesetzes mit einem Polynom 2. Ordnung. Der quadratische Term enthält die Erdbeschleunigung mit einer Abweichung von unter 0,1 %.

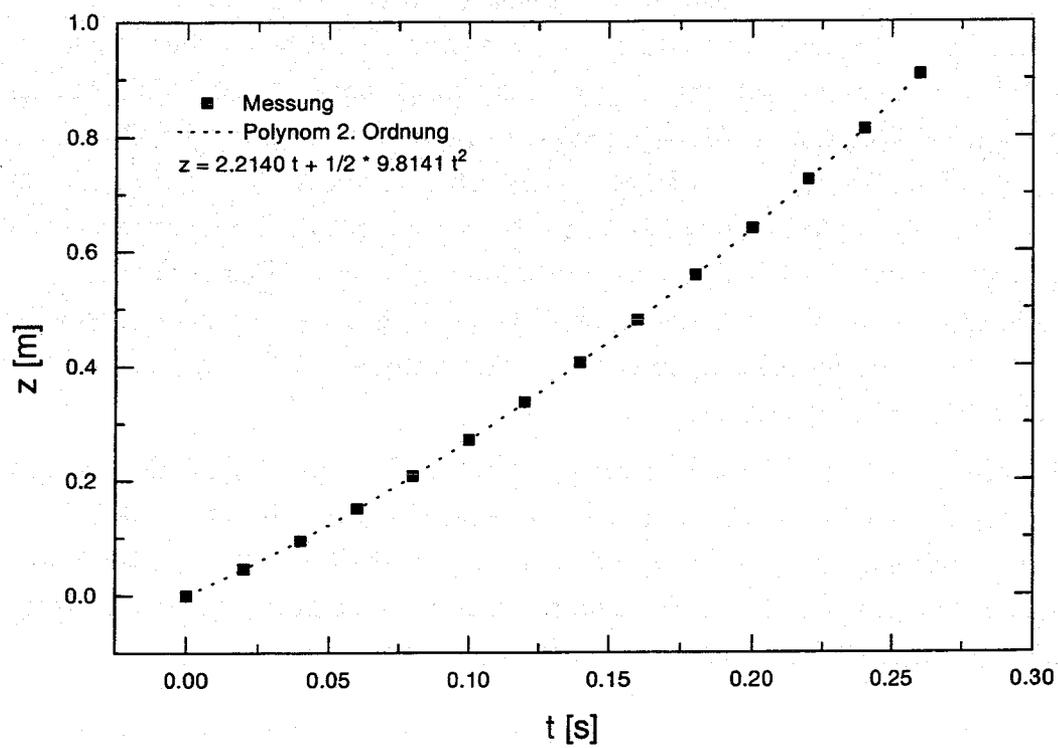


Abbildung 4.2: Approximation des punktweise vorliegenden Weg-Zeit-Gesetzes einer frei fallenden Kugel mit einem Polynom 2. Ordnung

4.3 Ergebnisse und Diskussion

4.3.1 Widerstandskoeffizienten kalter Kugeln

In einer ersten Versuchsserie werden Experimente mit kalten Kugeln ($T_w=20^\circ\text{C}$) in kaltem und gesättigtem Wasser ($T_\infty=18^\circ\text{C}$ bzw. 100°C) durchgeführt. Hier soll zunächst untersucht werden, wie die mit der beschriebenen Versuchsanordnung erzielten Widerstandskoeffizienten C_d im Vergleich zur Standardkurve $C_{d,0}$ [15] liegen (s.a. Abbildung 2.3). Abbildung 4.3 zeigt, daß die ermittelten Werte die der Standardkurve um ca. 1–12 % übertreffen, also unter Berücksichtigung der Streuung der einzelnen Experimente tendenziell um etwa 5 % zu hoch liegen. Als Grund hierfür können Einflüsse der Behälterwand auf die erreichte stationäre Endgeschwindigkeit angegeben werden. DI FELICE [22] beschreibt die experimentelle Ermittlung „zu niedriger“ Endgeschwindigkeiten als Funktion des Verhältnisses von Kugel- und Behälterdurchmesser in einer Größenordnung, die die hier bei Verwendung von 10 mm Kugeln und einem Behälterquerschnitt von 200×200 mm auftretenden Abweichungen erklärt. Einen sehr starken Einfluß kann die Rotation von Kugeln auf den Strömungswiderstand haben. Eine Stahlkugel, die mit „top spin“ in den Behälter fiel, erreichte eine Endgeschwindigkeit, die um fast 20 % über der Endgeschwindigkeit der selben Stahlkugel ohne Rotation lag (s. Tabelle 4.1, Experimente FF01 u. FF14).

4.3.2 Widerstandskoeffizienten heißer Kugeln

In einer zweiten Versuchsserie werden Experimente mit heißen Kugeln ($T_w=600^\circ\text{C}$ – 1800°C) in gesättigtem und unterkühltem Wasser ($T_\infty=100^\circ\text{C}$ bzw. 60°C) durchgeführt. Hier soll der Einfluß der Existenz eines Dampffilms auf den Strömungswiderstand untersucht werden. Abbildung 4.4 zeigt als Beispiel die aus den Videoaufnahmen gewonnenen Weg-Zeit-Gesetze der Kugeln aus Molybdän, Tantal, Wolfram und ZrO_2 bei 1800°C bzw. der Stahlkugel bei 1000°C jeweils für gesättigtes Wasser. Sämtliche ermittelten Widerstandskoeffizienten sind in Abbildung 4.5 als Quotient $C_d/C_{d,0}$ in Abhängigkeit von der Kugeltemperatur dargestellt.

Zunächst sei festgestellt, daß der Strömungswiderstand in Anwesenheit eines Dampffilms in der gleichen Größenordnung bleibt, wie für kalte Kugeln. Was den Einfluß der Kugeltemperatur angeht, besteht ein uneinheitliches Bild. ZVIRIN, HEWITT & KENNING [72] beschreiben ein Abfallen des Widerstandskoeffizienten mit steigender Temperatur im Bereich zwischen 100°C und 700°C . GUNNERSON & CHAPPIDI [30] finden ein Minimum des Strömungswiderstandes im frühen Bereich des Filmsiedens (ca. 300°C) von dem ab der Strömungswiderstand mit steigender Temperatur (bis

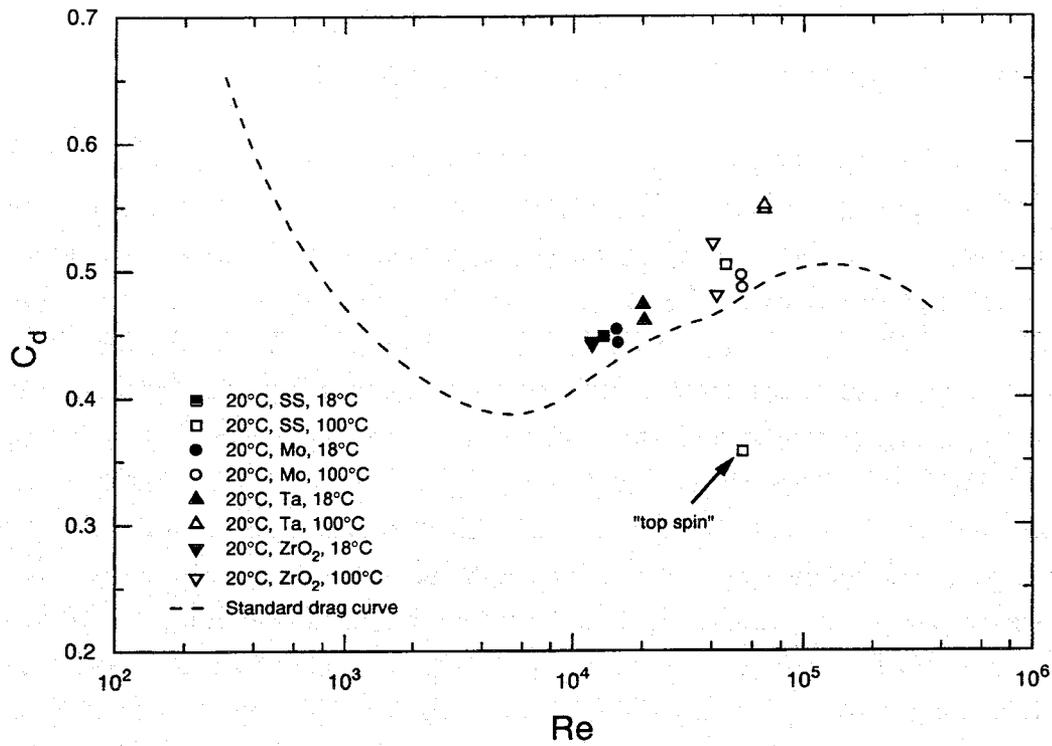


Abbildung 4.3: Widerstandskoeffizienten kalter Kugeln

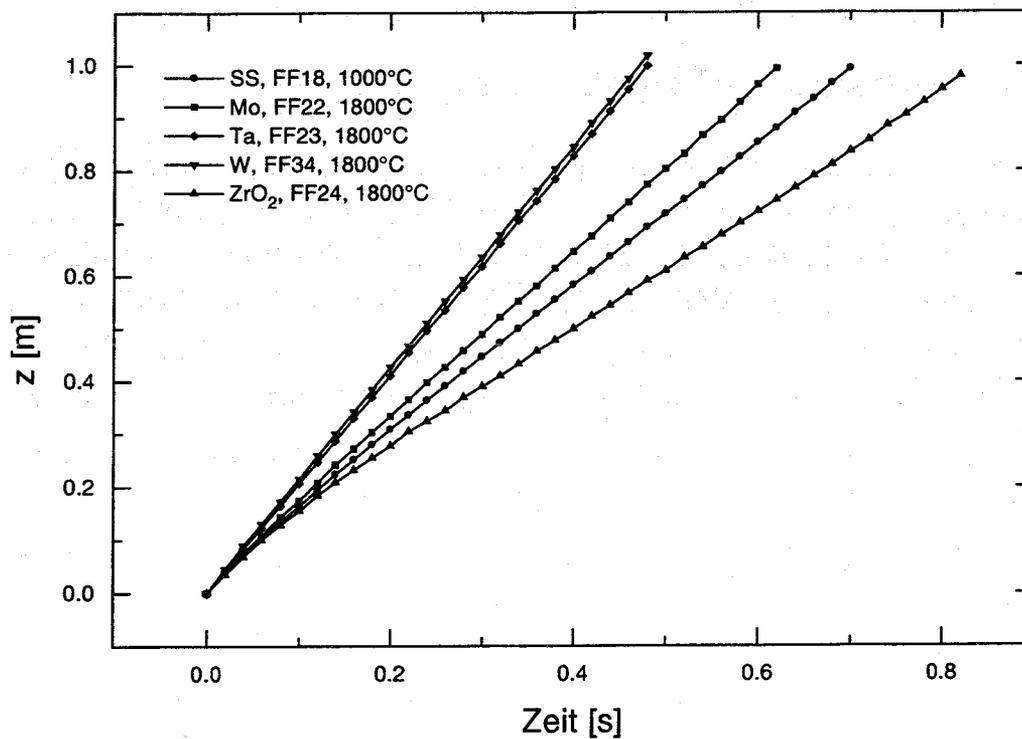


Abbildung 4.4: Weg-Zeit-Gesetze der in gesättigtem Wasser sinkenden heißen Kugeln

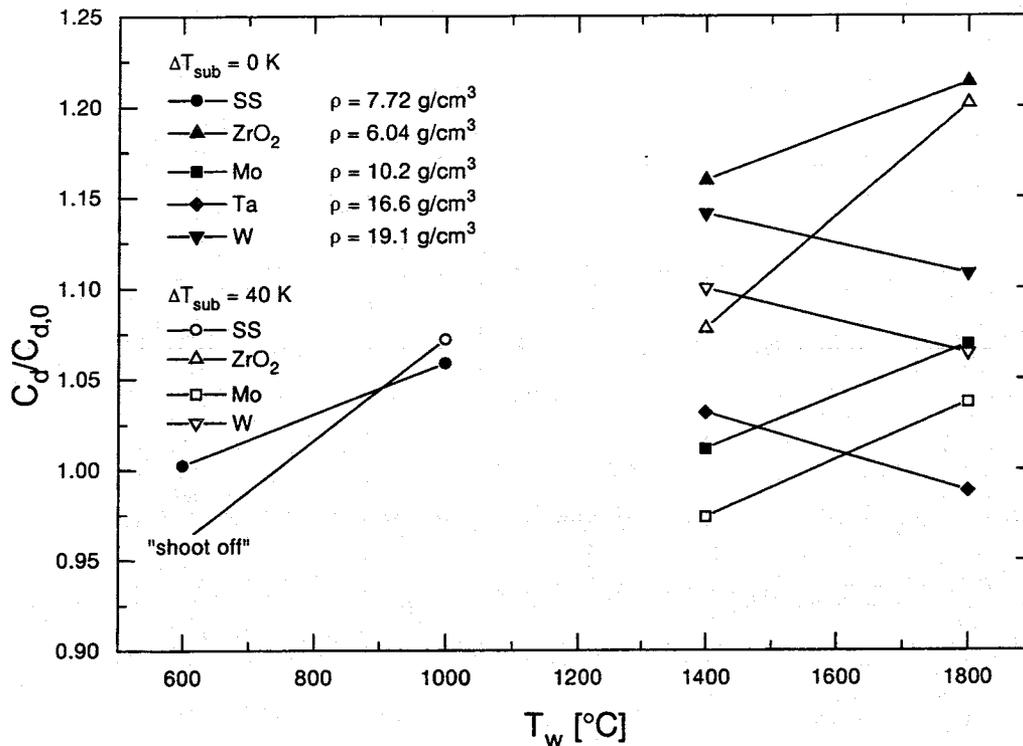


Abbildung 4.5: Widerstandskoeffizienten beim Filmsieden an Kugeln

ca. 500°C) wächst und sich langsamere Sinkgeschwindigkeiten ergeben als mit kalten Kugeln. In Abbildung 4.5 ist zu sehen, wie sich dieser Trend für Kugeln aus Stahl, ZrO₂ und Molybdän zwischen 600°C und 1000°C bzw. 1400°C und 1800°C fortsetzt. Für schwere Kugeln aus Wolfram und Tantal kehrt sich der Trend zwischen 1400°C und 1800°C um. Es wird angenommen, daß die Streuung in den einzelnen Experimenten so hoch ist, daß keine zuverlässigen Aussagen zum Einfluß der Kugeltemperatur anhand der Statistik weniger Versuche zu treffen sind. Dennoch seien mögliche Effekte angesprochen.

Als Grund für niedrigere Sinkgeschwindigkeiten beim Filmsieden als bei kalten Kugeln wird allgemein die Dampfproduktion und der damit verbundene Auftrieb gesehen. Offensichtlich jedoch ist das Ausmaß der Dampfproduktion nicht allein relevant für den Strömungswiderstand, auch die Dichte des Kugelmaterials spielt eine Rolle. So hängt die Dampffilmdicke auf der Kugelvorderseite nicht nur von der bei einer bestimmten Temperatur abgegebenen Wärme und der daraus produzierten Dampfmenge ab, sondern womöglich auch davon, inwieweit das „Dampfpolster“ zwischen Kugel und Wasser von einer schwereren oder leichteren Kugel komprimiert wird.

Es bleibt festzustellen, daß die aus der Unterkühlung des Wassers resultierenden geringeren Dampffilmdicken zu niedrigeren Widerstandskoeffizienten führen, und

Exp. Bez.	Kugelmaterial	ρ [g/cm ³]	D [mm]	T_w [°C]	T_∞ [°C]	v_e [m/s]
FF04 FF11	ZrO ₂	6,04	10,16	20	18	1,234 1,232
FF02 FF12	rostfreier Stahl	7,72	10,00	20	18	1,402 1,405
FF05 FF09	Molybdän	10,2	9,89	20	18	1,647 1,625
FF03 FF10	Tantal	16,6	10,00	20	18	2,084 2,112
FF08 FF16	ZrO ₂	6,04	10,16	20	100	1,212 1,163
FF01 FF14	rostfreier Stahl	7,72	10,00	20	100	1,607 1,351
FF06 FF13	Molybdän	10,2	9,89	20	100	1,605 1,587
FF07 FF15	Tantal	16,6	10,00	20	100	1,977 1,968
FF21 FF24	ZrO ₂	6,04	10,16	1400 1800	100	1,144 1,119
FF17 FF18	rostfreier Stahl	7,72	10,00	600 1000	100	1,397 1,361
FF19 FF22	Molybdän	10,2	9,89	1400 1800	100	1,647 1,625
FF20 FF23	Tantal	16,6	10,00	1400 1800	100	2,050 2,084
FF33 FF34	Wolfram	19,1	9,89 9,83	1400 1800	100	2,087 2,110
FF28 FF31	ZrO ₂	6,04	10,36	1400 1800	60	1,196 1,135
FF25 FF26	rostfreier Stahl	7,72	10,00	600 1000	60	— 1,355
FF27 FF30	Molybdän	10,2	9,89	1400 1800	60	1,642 1,594
FF29 FF32	Wolfram	19,1	9,95 9,88	1400 1800	60	2,141 2,168

Tabelle 4.1: Gemessene stationäre Sinkgeschwindigkeiten

daß die Werte für Tantal eine Sonderstellung einnehmen, da dort bei den hohen Temperaturen neben Dampf auch Wasserstoff gebildet wird. Für eine Stahlkugel mit 600°C und Wassertemperatur 60°C (Experiment FF25) wurde ein „shoot off“ beobachtet, die plötzliche Seitwärtsbewegung als Folge eines einseitigen Zusammenbrechens des Dampffilms.

Kapitel 5

Fehlerbetrachtung

In diesem Abschnitt wird anhand der Gesetze der Fehlerfortpflanzung untersucht, in welchem Maß sich Unsicherheiten in den gemessenen Größen auf die Endergebnisse für Wärmeübergang und Strömungswiderstand auswirken. Darüberhinaus werden Fehlerquellen, die in der Versuchstechnik begründet sind, diskutiert.

5.1 Wärmeübergang

Als im Sinne der Fehleranalyse feststehend werden folgende Versuchsparameter betrachtet:

- Kugeldurchmesser D
- Kugelmaterial mit Eigenschaften ρ, c_p
- Sättigungstemperatur T_{sat}
- Wärmeleitfähigkeit von Wasserdampf λ_v

Die Fehler in diesen Größen sind vergleichsweise gering. Als im Sinne der Analyse fehlerbehaftet werden sowohl die während des Versuchs gemessene Größen

- Kugeltemperatur T_w und
- Wassertemperatur T_∞

als auch die im Vorfeld bzw. nachträglich bestimmten Größen

- Emissionsgrad ε und

- totaler Wärmestrom \dot{q}_t

betrachtet. Die Messungen zum Wärmeübergang werden hinsichtlich der Nusselt-Zahl ausgewertet gemäß:

$$\text{Nu} = \frac{\dot{q}_c D}{(T_w - T_\infty) \lambda_v} \quad \text{mit} \quad (5.1)$$

$$\dot{q}_c = \dot{q}_t - J \cdot \dot{q}_r, \quad \dot{q}_r = \varepsilon \sigma (T_w^4 - T_{sat}^4) \quad \text{und} \quad \dot{q}_t = -\frac{m c_{p_s}}{\pi D^2} \frac{dT_w}{dt}$$

Geht man von Fehlern bei der Messung bzw. Bestimmung von Kugeltemperatur, Wassertemperatur, Emissionsgrad und totalem Wärmestrom aus, führt dies durch Bildung der entsprechenden partiellen Ableitungen zu folgenden Sensitivitätskoeffizienten:

$$\frac{\partial \text{Nu}}{\partial \dot{q}_t} = D \frac{1}{(T_w - T_\infty) \lambda_v} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \text{Nu}}{\partial T_\infty} = D \frac{\dot{q}_c}{(T_w - T_\infty)^2 \lambda_v} \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \text{Nu}}{\partial \varepsilon} = -D \frac{J \sigma (T_w^4 - T_{sat}^4)}{(T_w - T_\infty) \lambda_v} \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial \text{Nu}}{\partial T_w} = -D \frac{4 \varepsilon \sigma T_w^3 (T_w - T_\infty) + \dot{q}_c}{(T_w - T_\infty)^2 \lambda_v} \quad (5.5)$$

Der gesamte Fehler in der Nusselt-Zahl ergibt sich als geometrisches Mittel der Einzelfehler:

$$\Delta \text{Nu} = \left(\left(\frac{\partial \text{Nu}}{\partial \dot{q}_t} \Delta \dot{q}_t \right)^2 + \left(\frac{\partial \text{Nu}}{\partial T_\infty} \Delta T_\infty \right)^2 + \left(\frac{\partial \text{Nu}}{\partial \varepsilon} \Delta \varepsilon \right)^2 + \left(\frac{\partial \text{Nu}}{\partial T_w} \Delta T_w \right)^2 \right)^{1/2} \quad (5.6)$$

Bei der obigen Betrachtung ist unberücksichtigt, daß die fehlerbehafteten Größen Kugeltemperatur und totaler Wärmestrom nicht unabhängig voneinander sind. Strenggenommen müßte noch eine Korrelation zwischen Kugeltemperatur und ihrer zeitlichen Ableitung, die den Fehler in der Nusselt-Zahl weiter vergrößert, beachtet werden. Da die Unsicherheiten in den einzelnen Größen aber ohnehin geschätzte Werte sind, wurde der Einfachheit halber hierauf verzichtet.

In Abbildung 5.1 ist anhand eines Beispiels für gesättigtes Behälterfilmsieden mit 15 mm Kugel und Emissionsgrad $\varepsilon = 0,5$ gezeigt, wie sich der gesamte relative Fehler in der Nusselt-Zahl aus den Fehlern durch Unsicherheiten im totalen Wärmestrom, im Emissionsgrad und in der Kugeltemperatur zusammensetzt. Abbildung 5.2 zeigt die daraus resultierenden Streubreiten der Nusselt-Zahl. Die zugrundegelegten Unsicherheiten in den experimentell bestimmten Größen sind geschätzte Werte und in den Abbildungen angegeben.

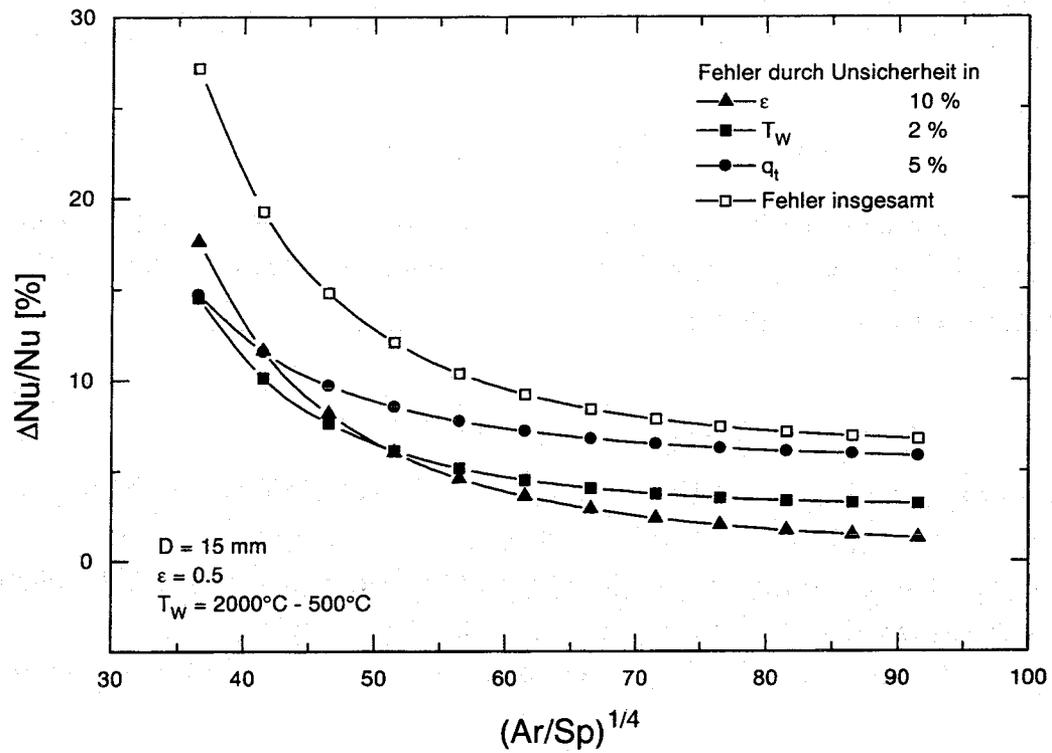


Abbildung 5.1: relative Fehler in der Nusselt-Zahl

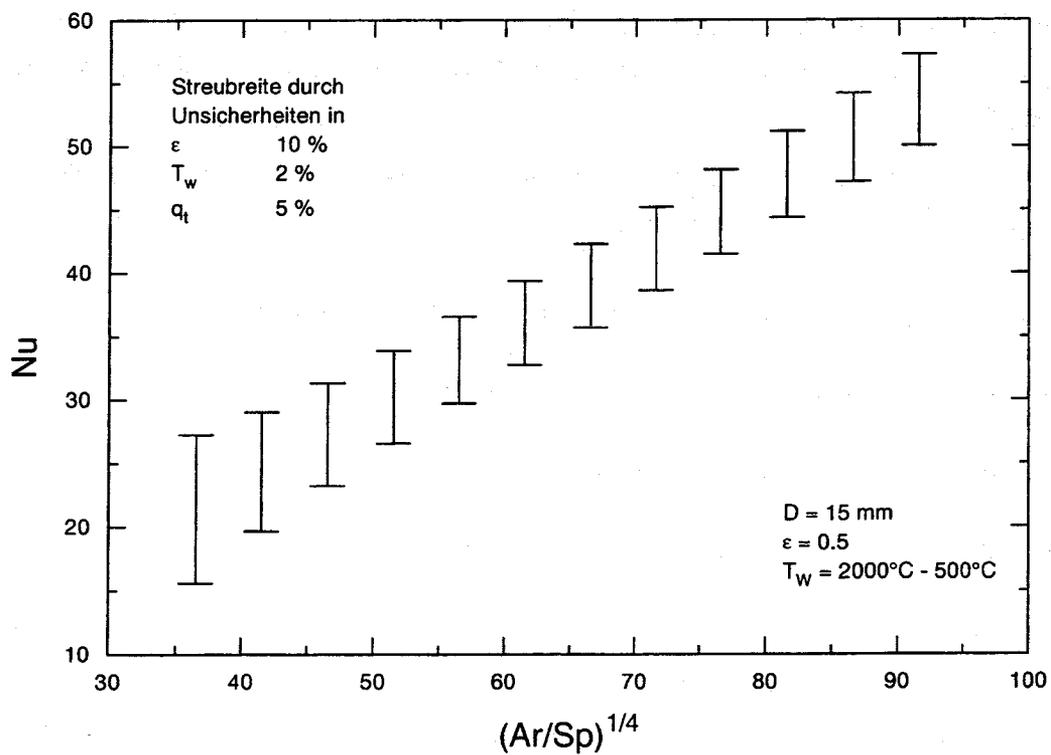


Abbildung 5.2: Streubreiten der Nusselt-Zahl

Bei Auftragung der Nusselt-Zahlen im Sinne der Korrelation für gesättigtes ($M = 1$) bzw. unterkühltes ($M = f(T_w, T_\infty)$) Behälterfilmsieden (s. Abschnitt 3.3.2) in der Form

$$\text{Nu} = C \cdot X = C \left(M \frac{\text{ArPr}_v h'_{fg}}{(T_w - T_{sat}) c_{p_v}} \right)^{1/4} \quad (5.7)$$

ergeben sich durch Unsicherheiten in der Kugel- und Wassertemperatur auch in der Abszisse Fehler. Der Sensitivitätskoeffizient für den Abszissenfehler beim gesättigten Behälterfilmsieden ($M = 1$) lautet:

$$\frac{\partial X}{\partial T_w} = - \frac{X}{4(T_w - T_{sat})}. \quad (5.8)$$

Die Angabe der Sensitivitätskoeffizienten für den Abszissenfehler beim unterkühlten Behälterfilmsieden ($M = f(T_w, T_\infty)$) ist ungleich schwieriger. Der Einfluß der Unsicherheiten in der Kugeltemperatur dürfte ähnlich sein wie im gesättigten Fall, während Unsicherheiten in der Wassertemperatur sich stärker auf den Abszissenfehler auswirken. Im Vergleich zu den Fehlern in der Nusselt-Zahl sind die Abszissenfehler klein.

Grundsätzlich werden höhere Wärmeübergänge gemessen als in theoretischen Analysen vorausgesagt. Hauptursache hierfür scheinen die Wärmeverluste in die unvermeidliche Kugelhalterung zu sein, die irrtümlich der Kugel zugeschrieben werden. Als Maß für den zu erwartenden Fehler kann das Verhältnis zwischen dem Durchmesser d der Kugelhalterung und dem Kugeldurchmesser D gelten (s. Abschnitt 3.3.3).

Weitere Ursachen für gegenüber theoretischen Vorhersagen „zu hohe“ Wärmeübergänge beim gesättigten Behälterfilmsieden sind:

- nicht vollständig gesättigtes Wasser (geringe Unterkühlung)
- Wasserbewegungen (als eine Art Anströmung)
- unvollkommene Kugeloberflächenbeschaffenheit
- turbulenter Wärmetransport im Dampffilm

Diese Umstände können bei den Experimenten schwer kontrolliert bzw. von theoretischen Modellen nicht ohne weiteres erfaßt werden.

Eine wesentliche Beeinflussung des Wärmeübergangs beim gesättigten Behälterfilmsieden ergibt sich laut Theorie nur im Zusammenspiel von Unterkühlung und Anströmung bei niedrigen Kugeltemperaturen. Nur echtes Behälterfilmsieden ist

für den Einfluß geringer Unterkühlungen verbunden mit Wasserbewegungen anfällig. Bei Experimenten mit Anströmung wird durch niedrige Geschwindigkeiten, die formal dem Behälterfilmsieden zugerechnet werden können (s. Abschnitt 1.2.1), das in Aufruhr gebrachte Wasser stromabwärts befördert, was für gleichmäßige Bedingungen während des gesamten Abkühlvorgangs sorgt.

Die Oberflächenbeschaffenheit hat auf den Wärmeübergang bei niedrigen Temperaturen Einfluß. Ihr kommt vor allem beim Übergangssieden bzw. der minimalen Filmsiedetemperatur im Zusammenhang mit geringer Unterkühlung Bedeutung zu.

Die Existenz turbulenter Wärmetransportmechanismen kann man sich angesichts der heftigen Blasenbildung bei Temperaturen um 2000°C vorstellen. Der hier beobachtete Vorgang weicht von bisherigen Beschreibungen der Blasenbildung beim gesättigten Behälterfilmsieden im Temperaturbereich bis 1000°C ab. Kapitel 6 widmet sich der Beschreibung dieses Phänomens.

5.2 Strömungswiderstand

Als im Sinne der Fehleranalyse feststehend werden folgende Versuchsparameter betrachtet:

- Kugeldurchmesser D
- Kugelmaterialeigenschaft ρ
- Flüssigkeitseigenschaft ρ_l

Fehlerbehaftet ist die Bestimmung der Geschwindigkeit u_e aus den Filmaufnahmen. Die Messungen zum Strömungswiderstand werden hinsichtlich des Widerstandskoeffizienten ausgewertet gemäß:

$$C_d = \frac{4D(\rho - \rho_l)g}{3u_e^2\rho_l} \quad (5.9)$$

Durch den quadratischen Einfluß der gemessenen Geschwindigkeit in (5.9) verdoppeln sich bei Berechnung des Widerstandskoeffizienten die Unsicherheiten. In Anlehnung an die Standardabweichung bei der linearen Approximation der Weg-Zeit-Gesetze zur Geschwindigkeitsbestimmung (s. Abschnitt 4.2.1) wird der Fehler im Widerstandskoeffizienten auf unter 1 % geschätzt.

Kapitel 6

Dampfblasenbildung beim gesättigten Filmsieden an heißen Kugeln unter Naturkonvektion

6.1 Darstellung und Beschreibung der Beobachtungen

Die Experimente zum Wärmeübergang beim Behälterfilmsieden lassen im Temperaturbereich über 1500°C einen anderen Blasenbildungsvorgang beobachten als den, der für niedrige Temperaturen beschrieben wird: Während sich dort an der Kugeloberseite blasenartige Dampfmenge aus dem Film lösen, bilden sich bei hohen Temperaturen aus dem Dampf film mehr oder weniger konzentrische Blasen um die Kugel. Wenn diese Blasen beginnen sich aufwärts zu bewegen, zeigt sich an der „freiwerdenden“ Kugelunterseite wieder ein Dampf film, in dem neu produzierter Dampf in die aufsteigende Blase strömt. Erst wenn sich die aufsteigende Dampfmenge oberhalb des Kugeläquators vom Dampf film löst, bläht dieser sich wieder zu einer neuen konzentrischen Blase auf, so daß sich ein periodischer Vorgang ergibt. Ein ähnlicher Mechanismus, was Form und Größe der Blasen angeht, tritt im Verlauf des Abkühlvorgangs erst wieder beim Quenching auf.

Abbildung 6.1 zeigt eine Sequenz von Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen der Dampfblasenbildung beim gesättigten Behälterfilmsieden an einer 15 mm Molybdänkugel bei ca. 2000°C (Experiment NK01). Es sei an dieser Stelle erwähnt, daß die in Abbildung 6.1 gezeigten Aufnahmen ein idealisiertes Bild wiedergeben. Häufig ist die Symmetrie der Dampfblasen und der Ablösevorgang von heftigen Wasserbewegungen, die sich infolge der starken Dampfentwicklung in dem vergleichsweise

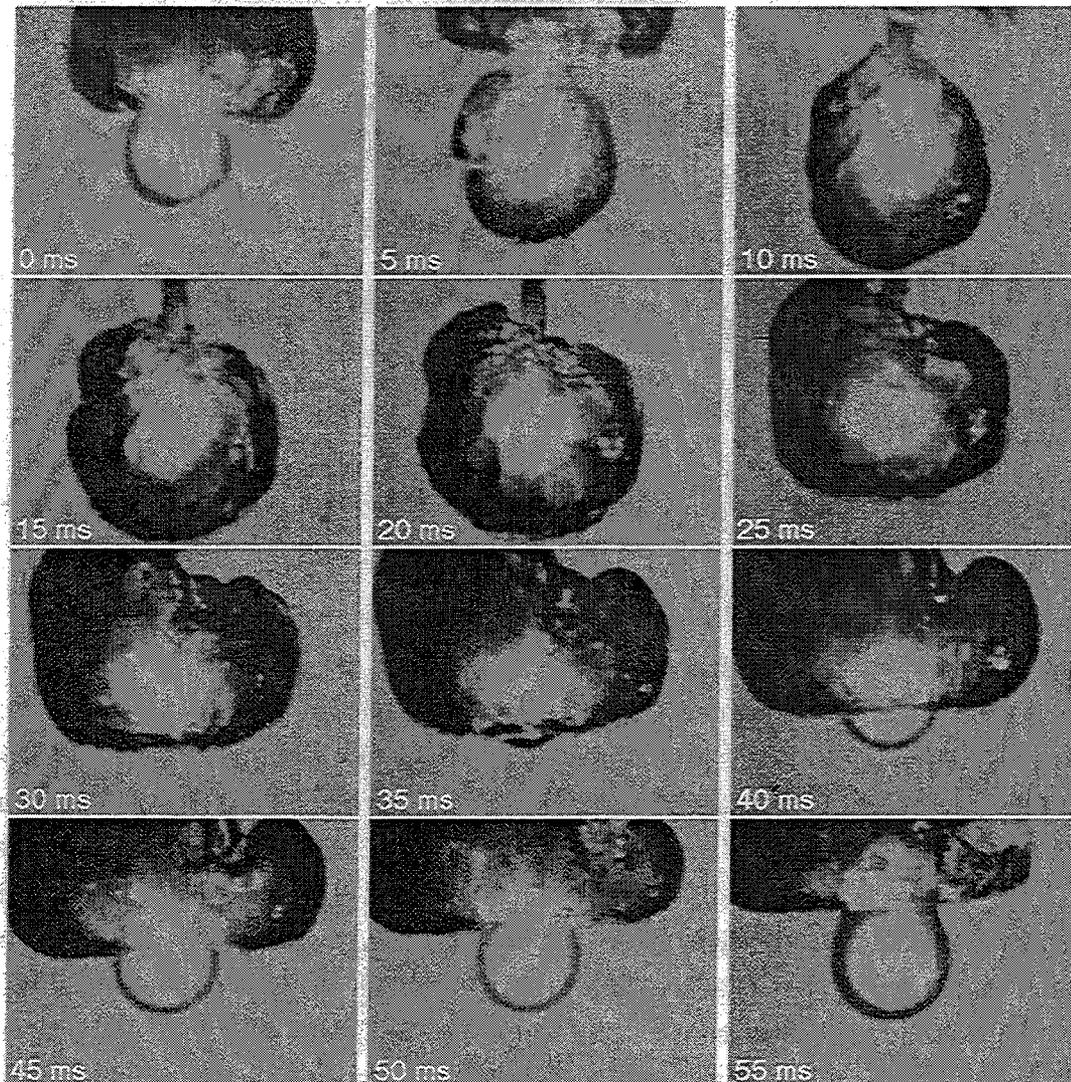


Abbildung 6.1: Sequenz von Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen der Blasenbildung an einer 15 mm Molybdänkugel bei ca. 2000°C

kleinen Behälter einstellen, beeinträchtigt, so daß der Blasenablösevorgang nicht als streng periodisch bezeichnet werden kann. Sowohl die Druckmessung als auch die Messungen der Farbpyrometer sind von Blasenwachstum und Blasenablösevorgang beeinflusst. Um Aussagen über signifikante Frequenzen dieser Vorgänge treffen zu können, werden die Signale im folgenden Abschnitt 6.2 einer Spektralanalyse unterzogen.

6.2 Frequenzanalyse

Abbildung 6.2 und Abbildung 6.3 zeigen Ausschnitte der von ihrem Gleichanteil befreiten Signale des Farbpyrometers bzw. des Druckaufnehmers nahe der Wasseroberfläche aus einem Experiment mit einer 15 mm Molybdänkugel bei ca. 2000°C (Experiment NK99).

Das Pyrometersignal zeichnet sich durch scharfe, regelmäßig wiederkehrende Sprünge nach unten aus, die in Zusammenhang mit der periodischen Blasenbildung und den damit verbundenen Störungen des optischen Pfades stehen. Das zugehörige Leistungsdichtespektrum (s. Abbildung 6.4) weist hohe Anteile in einem Frequenzband um 20 Hz auf, so daß eine mittlere Blasenbildungsfrequenz in diesem Bereich angegeben werden kann. Die gefundene Frequenz steht in Einklang mit der Periodendauer von ca. 50 ms aus den Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen in Abbildung 6.1.

Das Leistungsdichtespektrum des Drucksignals (s. Abbildung 6.5) zeigt hohe Anteile in drei Bereichen. Der auffälligste Peak findet sich in einem Frequenzband um 50 Hz. Er gehört zu Eigenschwingungen wachsender Dampfblasen, die sich als Folge der Volumenarbeit der kompressiblen Dampfblase gegen die Trägheitskräfte des zu verdrängenden Wassers einstellen. Diese Eigenschwingungen werden auch bei Kavitationsblasen beobachtet [63]. Die Anteile im Frequenzband zwischen 100 und 150 Hz können mit dem Kollabieren bzw. dem Austreten der Dampfblasen an der Wasseroberfläche in Verbindung gebracht werden. Signale des Druckaufnehmers in der Nähe des Behälterbodens sind frei von diesen Anteilen. Schließlich ist noch ein kleinerer Peak bei ca. 20 Hz zu sehen, der von den regelmäßigen Abständen, in denen die bei Bildung einer neuen Blase auftretenden Druckspitzen stehen, herrührt und daher ebenfalls stellvertretend für eine mittlere Blasenbildungsfrequenz steht.

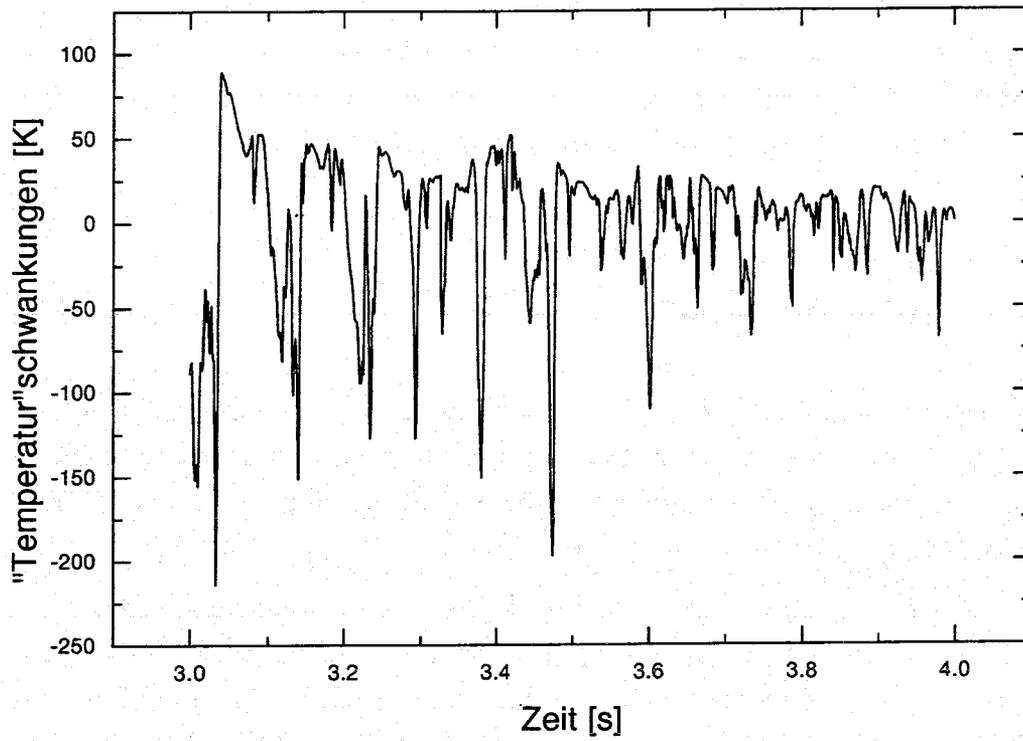


Abbildung 6.2: Schwankungen des Farbpyrometersignals aus NK99

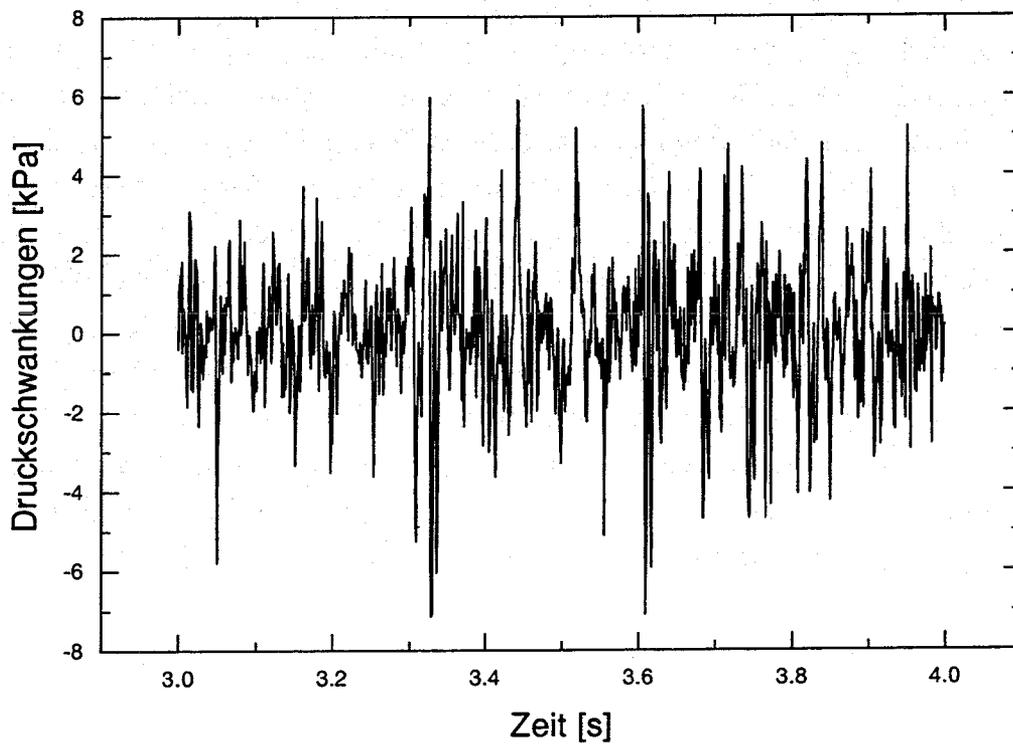


Abbildung 6.3: Druckschwankungen aus NK99

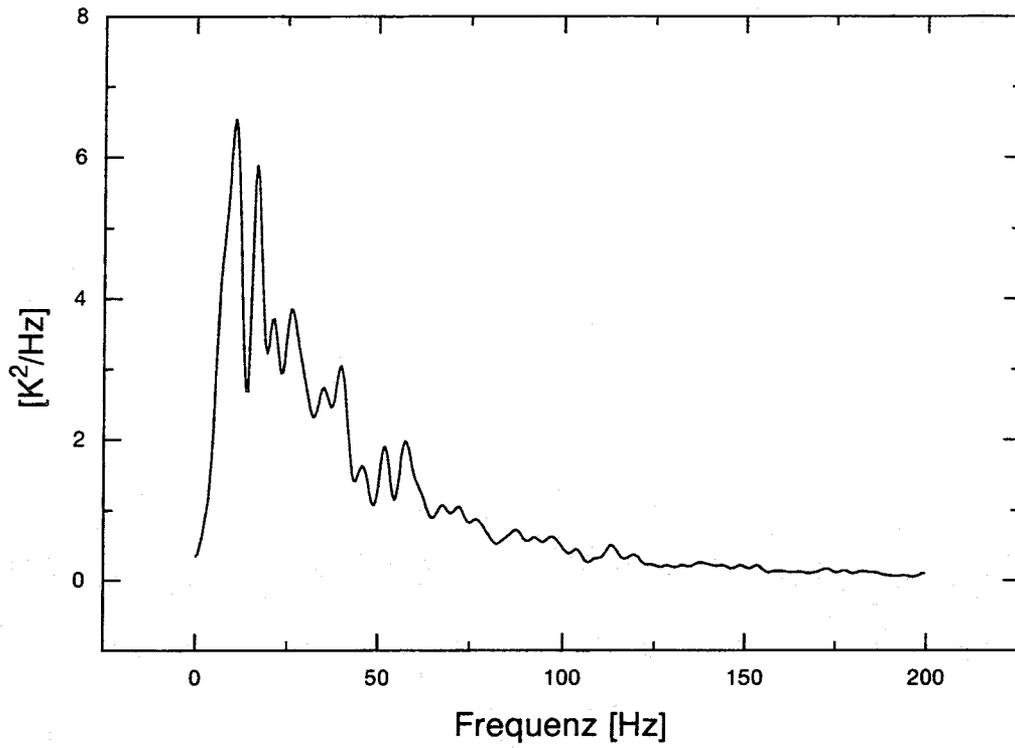


Abbildung 6.4: Leistungsdichtespektrum des Farbpyrometersignals aus NK99

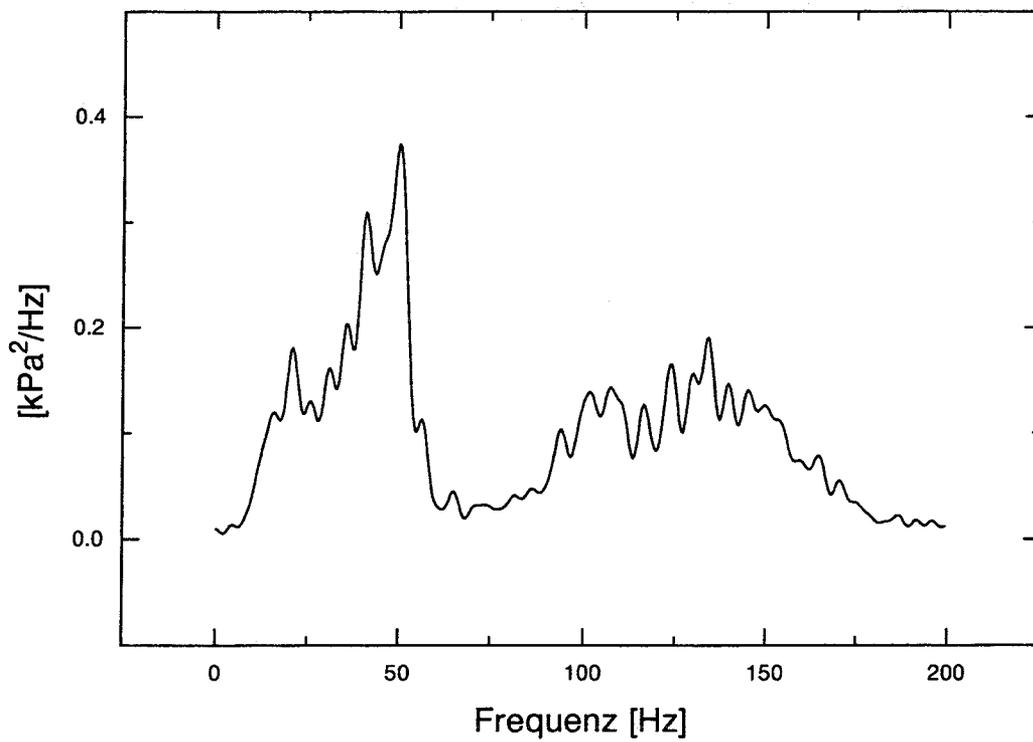


Abbildung 6.5: Leistungsdichtespektrum der Druckschwankungen aus NK99

Kapitel 7

Zusammenfassung

Rechenmodelle, die den Verlauf möglicher Dampfexplosionen beim Kontakt von heißen Schmelzen mit Wasser analysieren können, verwenden zur Beschreibung der Vorvermischungsphase empirische Beziehungen für den Wärmeübergang und den Strömungswiderstand beim Filmsieden an Kugeln. Bislang verwendete Korrelationen waren experimentell nur bis zu Temperaturen von 900°C abgesichert.

Experimente zur Bestimmung des Wärmeübergangs bei Temperaturen bis zu 2100°C wurden durchgeführt. Die Daten wurden aus transienten Abkühlversuchen in gesättigtem und unterkühltem Wasser gewonnen. Die thermische Trägheit bei Messung der Temperaturtransienten mit Thermoelementen führt zu unerwünscht großen dynamischen Meßfehlern. Ein Verfahren zu deren Korrektur wurde entwickelt und ist beschrieben. Erst durch seine Anwendung wurde eine Auswertung der Messungen möglich.

Der Einfluß der Abmessungen versuchstechnisch unverzichtbarer Kugelhalterungen auf die Höhe unerwünschter Wärmeverluste konnte annähernd beschrieben werden. Bei korrekter Berücksichtigung der Wärmeverluste zeigen die Ergebnisse zum Wärmeübergang im Temperaturbereich zwischen 1000°C und 2100°C gute Übereinstimmung mit den Korrelationen für Ergebnisse im Temperaturbereich unter 1000°C. Deren Gültigkeit kann nun auch für Temperaturen bis 2100°C als abgesichert angesehen werden.

Ein Modell für den Wärmeübergang beim Filmsieden an umströmten Kugeln wurde aufgestellt und für die Untersuchung des Strahlungseinflusses auf den Wärmeübergang sowie zur Bestätigung der empirischen Beziehung für den Wärmeübergang beim gesättigten Behälterfilmsieden verwendet.

Die stark vom hohen Wärmeübergang durch Strahlung im Temperaturbereich um 2000°C geprägte Dampfblasenbildung beim gesättigten Behälterfilmsieden wurde

beobachtet. Eine Frequenzanalyse von Druck- und Pyrometersignalen ergab Aufschluß über eine mittlere Blasenbildungsfrequenz.

Die Bestimmung des Strömungswiderstands bei Temperaturen bis zu 1800°C erfolgte anhand von Experimenten, in denen die stationäre Endgeschwindigkeit sinkender Kugeln unterschiedlicher Dichte gemessen wurde. Die ermittelten Widerstandskoeffizienten wichen nur wenig von denen für kalte Kugeln ab. Unterkühlung des Wassers verringerte den Strömungswiderstand. Kugeln geringer Dichte zeigten sich am vergleichsweise stärksten von den Effekten des Vorhandenseins eines Dampffilms beeinflusst.

Literaturverzeichnis

- [1] AMARASOORIYA, W. H. & THEOFANOUS, T. G. (1991), *Premixing of Steam Explosions: A Three-Fluid-Model*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 126, pp. 23–39
- [2] AZIZ, S., HEWITT, G. F. & KENNING, D. B. R. (1986), *Heat Transfer Regimes in Forced Convection Film Boiling on Spheres*, Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference, Vol. 5, pp. 2149–2154, San Francisco, California, August 17–22
- [3] BANG, K. H. (1994), *Numerical Prediction of Forced Convection Film Boiling Heat Transfer from a Sphere*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 37, pp. 2415–2424
- [4] BECK, J. V., BLACKWELL, B. & ST. CLAIR, C. R., JR. (1985), *Inverse Heat Conduction: Ill-posed Problems*, John Wiley & Sons, Inc., New York
- [5] BEER, H. (1971), *Das dynamische Blasenwachstum beim Sieden von Flüssigkeiten an Heizflächen*, Forschung im Ingenieurwesen, Bd. 37, Nr. 3
- [6] BERENSON, P. J. (1961), *Film Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface*, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, August, pp. 351–358
- [7] BROMLEY, L. A. (1950), *Heat Transfer in Stable Film Boiling*, Chemical Engineering Progress, Vol. 46, No. 5, pp. 221–227
- [8] BROMLEY, L. A., LEROY, N. R. & ROBBERS, J. A. (1953), *Heat Transfer in Forced Convection Film Boiling*, Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 45, No. 12, pp. 2639–2646
- [9] BRONSTEIN, I. N. UND SEMENDJAJEW, K. A. (1985), *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 22. Auflage
- [10] CARLSLAW, H. S. & JAEGER, J. C. (1959), *Conduction of Heat in Solids*, Oxford Univ. Press, London, 2nd Edition

- [11] CESS, R. D. & SPARROW, E. M. (1961), *Film Boiling in a Forced Convection Boundary Layer Flow*, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, August, pp. 370-376
- [12] CESS, R. D. & SPARROW, E. M. (1961), *Subcooled Forced Convection Film Boiling on a Flat Plate*, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, August, pp. 377-379
- [13] CHU, C. C. & CORRADINI, M. L. (1989), *One-Dimensional Transient Fluid Model for Fuel/Coolant Interaction Analysis*, Nuclear Science and Engineering, Vol. 101, pp. 48-71
- [14] CHAPPIDI, P. R., PASAMEHMETOGLU, K. O. & GUNNERSON, F. S. (1990), *The Influence of Surface Radiation on Forced Convection Film Boiling*, Advances in Gas-Liquid Flows, FED - Vol. 99, pp. 375-382, ASME Annual Meeting, Dallas, Texas, November 25-30
- [15] CLIFT, R., GRACE, J. R. & WEBER, M. E. (1978), *Bubbles, Drops and Particles*, Academic Press, New York
- [16] DHIR, V. K. & PUROHIT, G. P. (1978), *Subcooled Film Boiling Heat Transfer from Spheres*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 47, pp. 49-66
- [17] DINCER, I. & GENÇELI, O. F. (1995), *Determination of Surface Heat Transfer Coefficients from Measured Temperature Data for Spherical and Cylindrical Bodies during Cooling*, Wärme- und Stoffübertragung, S. 215-220
- [18] DIX, D. & OROZCO, J. (1990), *Film Boiling Heat Transfer from a Sphere in Natural and Forced Convection of Freon-113*, Experimental Heat Transfer, Vol. 3, pp. 129-148
- [19] EPSTEIN, M. & HAUSER, G. M. (1980), *Subcooled Forced Convection Film Boiling in the Forward Stagnation Region of a Sphere or Cylinder*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 23, pp. 179-189
- [20] FARAHAT, M. M., ARMSTRONG, D. R. & EGGEN, D. T. (1977), *Transient Heat Transfer between Hot Metal Spheres and Subcooled Water*, Atomkernenergie (ATKE), Bd. 29, Lfg. 1, S. 17-22
- [21] FARAHAT, M. M. & NASR, T. N. (1975), *Film Boiling Heat Transfer from Small Spherical Particles to Saturated Sodium and Water*, Atomkernenergie (ATKE), Bd. 26, Lfg. 2, S. 99-102

- [22] DI FELICE, R. (1996), *A Relationship for the Wall Effect on the Settling Velocity of a Sphere at any Flow Regime*, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 22, No. 3, pp. 527–533
- [23] FIDLERIS, V. & WHITMORE, R. L. (1961), *Experimental Determination of the Wall Effects for Spheres Falling Axially in Cylindrical Vessels*, Brit. Journal Appl. Phys., Vol. 2, pp. 490–494
- [24] FIEDLER A. (1985), *Experimentelle Untersuchung an kleinen heißen Kugeln zur Bestimmung von Einflüssen auf den Wärmeübergang und die Wärmespeicherungszeiten im Quenchprozeß*, IKE Nr. 2-69, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart
- [25] FILIPOVIC, J., VISKANTA R. & INCROPERA, F. P. (1994), *An Analysis of Subcooled Film Boiling on a Moving Isothermal Surface*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 27, pp. 2661–2673
- [26] FODEMSKI, T. R. (1985), *The Influence of Liquid Viscosity and System Pressure on Stagnation Point Vapour Thickness During Forced Convection Film Boiling*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 28, No. 1, pp. 69–80
- [27] FODEMSKI, T. R. (1986), *Experimental Investigation of Steady and Destabilized Forced Convection Film Boiling on a Hemisphere Using the Electrical Capacity Method*, Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference, Vol. 5, pp. 2142–2148, San Francisco, California, August 17–22
- [28] FODEMSKI, T. R. (1992), *Forced Convection Film Boiling in the Stagnation Region of a Molten Drop and Its Application to Vapour Explosions*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 35, No. 8, pp. 2005–2016
- [29] FREDERKING, T. H. K. & CLARK, J. A. (1963), *Natural Convection Film Boiling on a Sphere*, Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 8, pp. 501–506
- [30] GUNNERSON, F. S. & CHAPPIDI, P. R. (1991), *Behaviour of Free Falling Spheres with Relation to Vapour Explosion Phenomena*, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 154, Technical papers from the 13th International Colloquium on Dynamics of Explosions, Nagoya, Japan, July
- [31] HENDRICKS, R. C. & BAUMEISTER, K. J. (1970), *Similarity and Curvature Effects in Pool Film Boiling*, Proceedings of the 4th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 5, B 3.7, Paris/Versailles, August 31–September 5

- [32] HOFMANN, D. (1976), *Dynamische Temperaturmessung*, VEB Verlag Technik, Berlin
- [33] ISERMANN, R. (1992), *Identifikation dynamischer Systeme*, Springer-Verlag, Berlin, 2. Auflage
- [34] ITO, T. I., NISHIKAWA, K. & SHIGECHI, T. (1981), *Forced Convection Film Boiling Heat Transfer from a Horizontal Cylinder to Liquid Cross-Flow Upward: 1st Report, Saturated Liquid* Bulletin of the JSME, Vol. 24, No. 198, pp. 2107–2114
- [35] JACOBS, H., LUMMER, M., MEYER, L., STEHLE, B., THURNAY, K. & VÄTH, L. (1995), *Multifield Simulations of Premixing Experiments*, NSFIJSPS Seminar, Santa Barbara, California, June 9–13
- [36] JACOBSON, R. N. & SHAIR, F. H. (1970), *Film Boiling from a Sphere during Forced Convection of Subcooled Water*, I&EC Fundamentals, Vol. 9, No. 1, pp. 183–185
- [37] JISCHA, M. (1982), *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*, Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden
- [38] KIM, B. J. & CORRADINI, M. L. (1986), *Recent Film Boiling Calculations: Implication on Fuel-Coolant Interactions*, Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 29, No. 8, pp. 1159–1167
- [39] KOBAYASI, K. (1965), *Film Boiling Heat Transfer around a Sphere in Forced Convection*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 2, No. 2, pp. 62–67
- [40] KOLEV, N. I. (1991), *A Three-Field Model of Transient 3D Multiphase, Three-Component Flow for the Computer Code IVA 3, Part 1–3*, KfK-Berichte 4948–4950
- [41] LIU, C., THEOFANOUS, T. G. & YUEN, W. W. (1992), *Film Boiling on Spheres in Single- and Two-Phase-Flow*, Proceedings of the ANS National Heat Transfer Conference, Vol. 6, pp. 211–218, San Diego, California, August 9–12
- [42] LIU, C. & THEOFANOUS, T. G. (1995), *Film Boiling on Spheres in Single- and Two-Phase-Flows Part I: Experimental Studies, Part II: A Theoretical Study*, Proceedings of the ANS National Heat Transfer Conference Portland, Oregon, August 5–9

- [43] MACDONALD, R. A. (1992), *An Analytical Method of Determining the Heat Capacity at High Temperatures from the Surface Temperature of a Cooling Sphere*, High Temperatures – High Pressures, Vol. 24, pp. 127–133
- [44] MASSIER, H. (1997), *Programm zur geometrischen Auswertung von AVI-Videofilmen*, persönliche Mitteilung
- [45] MERTE, H. & CLARK, J. A. (1964), *Boiling Heat Transfer with Cryogenic Liquids at Standard, Fractional and Near-Zero Gravity*, Trans. of ASME, August, pp. 351–359
- [46] MICHİYOSHI, I., TAKAHASHI, O. & KIKUCHI, Y. (1988), *Heat Transfer and the Low Limit of Film Boiling*, Proc. of the First World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Dubrovnik, Yugoslavia, pp. 1404–1415
- [47] NISHIKAWA, K., ITO, T. & MATSUMOTO, K. (1976), *Investigation of Variable Thermophysical Property Problem Concerning Pool Film Boiling from Vertical Plate with Prescribed Uniform Temperature*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 19, pp. 1173–1182
- [48] PEEBLES, F. N. & GARBER, H. J. (1953), *Studies on the Motion of Gas Bubbles in Liquids*, Chemical Engineering Progress, Vol. 49, No. 2, pp. 88–97
- [49] ROBERTS, G. E. & KAUFMAN, H. (1966), *Table of Laplace Transforms*, W. B. Saunders Company, Philadelphia and London
- [50] SAKURAI, A., SHIOTSU, M. & HATA, K. (1990), *A General Correlation for Pool Film Boiling Heat-Transfer from a Horizontal Cylinder to Subcooled Liquid: Part 1 – A Theoretical Pool Film Boiling Heat Transfer Model Including Radiation Contributions and Its Analytical Solution*, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, Vol. 112, pp. 430–440
- [51] SAKURAI, A., SHIOTSU, M. & HATA, K. (1990), *A General Correlation for Pool Film Boiling Heat-Transfer from a Horizontal Cylinder to Subcooled Liquid: Part 2 – Experimental Data for Various Liquids and Its Correlation*, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, Vol. 112, pp. 441–450
- [52] SARMA, P. K. & SHARMA, K. V. (1990), *Turbulent Film Boiling from a Vertical, Non-Isothermal Surface*, Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 25, S. 93–99

- [53] SARMA, P. K., PRASAD, P. R. K., DHARMA RAO, V. & SUBRAHMANYAM, T. (1994), *Effect of Thermophysical Properties on Turbulent Film Boiling*, Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 30, S. 83–88
- [54] SIDEMAN S. (1966), *The Equivalence of the Penetration and Potential Flow Theories*, I&EC Fundamentals, Vol. 58, No. 2, pp. 54–58
- [55] SIEGEL, R. & HOWELL, J. R. (1981), *Thermal Radiation Heat Transfer*, McGraw-Hill Book Company, New York, 2nd Edition
- [56] SIVIOUR, J. B. & EDE, A. J. (1970), *Heat Transfer in Subcooled Pool Film Boiling*, Proceedings of the 4th Int. Heat Transfer Conference, Vol. 5, B 3.12, Paris/Versailles, August 31–September 5
- [57] SPARROW, E. M. (1964), *The Effect of Radiation on Film Boiling Heat Transfer*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 7, pp. 229–238
- [58] STEVENS, J. W. & WITTE, L. C. (1971), *Transient Film and Transition Boiling from a Sphere*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 14, pp. 443–450
- [59] STOLZ, G., JR. (1960), *Numerical Solutions to an Inverse Problem of Heat Conduction for Simple Shapes*, Journal of Heat Transfer, February, pp. 20–26
- [60] STRAUB, J. (1994), *The Role of Surface Tension for Two-Phase Heat and Mass Transfer in the Absence of Gravity*, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 9, pp. 253–273
- [61] TOULOUKIAN, Y. S. & BUYCO, E. H. (1970), *Specific Heat: Metallic Elements and Alloys*, Thermophysical Properties of Matter 4, IFI/Plenum, New York
- [62] TRUCKENBRODT E. (1992), *Fluidmechanik Bd. 2: Elementare Strömungsvorgänge dichteänderlicher Fluide sowie Potential- und Grenzschichtströmungen*, Springer-Verlag, Berlin, 3. Auflage
- [63] VEIT, I. (1979), *Flüssigkeitsschall*, Vogel-Verlag, Würzburg, 1. Auflage
- [64] WALFORD, F. J. (1969), *Transient Heat Transfer from a Hot Nickel Sphere Moving through Water*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 12, pp. 1621–1625
- [65] WILSON, S. D. R. (1979), *Steady and Transient Film Boiling on a Sphere in Forced Convection*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 22, pp. 207–218

- [66] WITTE, L. C. & OROZCO, J. (1984), *The Effect of Vapor Velocity Profile Shape on Flow Film Boiling from Submerged Bodies*, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, Vol. 106, pp. 191–197
- [67] WITTE, L. C. (1968), *Film Boiling from a Sphere*, I&EC Fundamentals, Vol. 7, No. 3, pp. 517–518
- [68] YUE, P.-L. & WEBER, M. E. (1973), *Film Boiling of Saturated Binary Mixtures*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 16, pp. 1877–1888
- [69] ZIEREP, J. (1982), *Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre*, G. Braun, Karlsruhe, 2. Auflage
- [70] ZINN, S. & SEMIATIN, L. (1988), *Elements of Induction Heating*, ASM International, Ohio
- [71] ZVIRIN, Y., AZIZ, S., HEWITT, G. F. & KENNING, D. B. R. (1988), *Experimental Investigation of the Transition from Film Boiling on Free Falling Spheres*, Proceedings of the ANS National Heat Transfer Conference, HTC - Vol. 3, Houston, Texas, July 24–27
- [72] ZVIRIN, Y., HEWITT, G. F. & KENNING, D. B. R. (1990), *Boiling on Free Falling Spheres: Drag and Heat Transfer Coefficients*, Experimental Heat Transfer, Vol. 3, pp. 185–214

11/11/2019 10:11:11 AM

Dear Sir,
I am writing to you regarding the matter of the late Mr. [Name] who passed away on [Date]. I am the executor of his will and I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

The will of the late Mr. [Name] was made on [Date] and it provides for the distribution of his assets to his children, [Name] and [Name]. The assets of the estate include [List of Assets].

I am writing to you to inform you that I have been appointed as the executor of the will and I am responsible for the administration of the estate. I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

I am writing to you to inform you that I have been appointed as the executor of the will and I am responsible for the administration of the estate. I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

I am writing to you to inform you that I have been appointed as the executor of the will and I am responsible for the administration of the estate. I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

I am writing to you to inform you that I have been appointed as the executor of the will and I am responsible for the administration of the estate. I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

I am writing to you to inform you that I have been appointed as the executor of the will and I am responsible for the administration of the estate. I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

I am writing to you to inform you that I have been appointed as the executor of the will and I am responsible for the administration of the estate. I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

I am writing to you to inform you that I have been appointed as the executor of the will and I am responsible for the administration of the estate. I am writing to you to inform you of the details of the will and the assets of the estate.

Anhang A

Experimentelle Daten

A.1 Gesättigtes Behälterfilmsieden

NK98: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,35$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	2053.9	2092.5	138.1	58.1	0.890	86.4	442.0	262.7	2.03	1.021	44.9	26.7
0.60	1978.9	2056.4	126.6	51.0	0.885	81.5	433.8	257.8	2.19	0.998	45.8	27.2
1.24	1903.9	1999.5	116.0	44.5	0.880	76.8	425.9	253.1	2.37	0.974	46.8	27.8
1.91	1828.9	1944.4	106.2	38.7	0.875	72.3	418.4	248.6	2.58	0.949	48.0	28.5
2.62	1753.9	1854.5	97.1	33.5	0.870	68.0	410.8	244.2	2.82	0.924	49.2	29.2
3.39	1678.9	1768.4	88.5	28.8	0.865	63.7	403.2	239.6	3.08	0.897	50.4	30.0
4.20	1603.9	1682.7	80.6	24.6	0.859	59.4	395.1	234.8	3.39	0.869	51.7	30.7
5.08	1528.9	1598.8	73.1	20.9	0.854	55.2	386.5	229.7	3.75	0.841	53.1	31.5
6.04	1453.9	1518.8	66.0	17.6	0.848	51.0	377.0	224.1	4.16	0.811	54.4	32.3
7.07	1378.9	1440.8	59.3	14.7	0.842	46.9	366.4	217.8	4.65	0.780	55.7	33.1
8.21	1303.9	1363.6	52.9	12.2	0.836	42.7	354.5	210.7	5.22	0.748	56.8	33.8
9.47	1228.9	1283.5	46.8	10.1	0.830	38.5	340.9	202.6	5.90	0.715	57.8	34.3
10.88	1153.9	1203.5	41.0	8.2	0.824	34.3	325.4	193.4	6.71	0.680	58.4	34.7
12.47	1078.9	1122.6	35.5	6.6	0.818	30.1	307.4	182.7	7.68	0.643	58.7	34.9
14.31	1003.9	1038.1	30.2	5.2	0.812	25.9	286.7	170.4	8.86	0.605	58.3	34.7

NK99: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,39$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	2087.2	2150.7	143.5	68.6	0.897	81.9	412.2	245.0	1.96	1.031	41.2	24.5
0.59	2012.2	2107.0	131.7	60.3	0.893	77.9	407.6	242.2	2.12	1.008	42.3	25.1
1.21	1937.2	2037.2	120.9	52.7	0.888	74.1	403.3	239.7	2.29	0.985	43.6	25.9
1.86	1862.2	1973.9	110.9	45.9	0.883	70.3	399.1	237.2	2.49	0.960	44.9	26.7
2.55	1787.2	1892.5	101.6	39.8	0.878	66.6	394.8	234.6	2.71	0.935	46.3	27.5
3.29	1712.2	1803.3	92.8	34.3	0.873	62.9	390.2	231.9	2.96	0.909	47.8	28.4
4.08	1637.2	1721.0	84.7	29.4	0.868	59.2	385.0	228.8	3.25	0.882	49.4	29.4
4.92	1562.2	1638.1	77.0	25.0	0.862	55.4	379.2	225.3	3.58	0.854	51.0	30.3
5.83	1487.2	1556.8	69.8	21.2	0.856	51.6	372.3	221.3	3.97	0.825	52.6	31.2
6.82	1412.2	1477.2	62.9	17.8	0.850	47.8	364.2	216.5	4.42	0.794	54.1	32.1
7.90	1337.2	1398.3	56.4	14.8	0.844	43.9	354.6	210.7	4.96	0.763	55.5	33.0
9.08	1262.2	1319.4	50.1	12.2	0.838	39.9	343.0	203.8	5.58	0.730	56.7	33.7
10.41	1187.2	1238.5	44.1	10.0	0.832	35.8	329.1	195.6	6.33	0.695	57.6	34.2
11.89	1112.2	1157.7	38.3	8.1	0.825	31.6	312.5	185.7	7.23	0.660	58.1	34.5
13.60	1037.2	1075.7	32.7	6.5	0.819	27.4	292.6	173.9	8.31	0.622	57.9	34.4

NK01: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,50$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	1955.5	2005.0	149.7	69.9	0.903	86.6	466.6	277.3	2.25	0.990	49.9	29.7
0.54	1880.5	1964.9	135.3	60.9	0.898	80.6	452.7	269.0	2.44	0.966	50.4	30.0
1.11	1805.5	1903.8	122.1	52.9	0.893	74.9	439.2	261.0	2.65	0.941	51.0	30.3
1.73	1730.5	1831.6	109.9	45.6	0.888	69.4	425.8	253.1	2.90	0.915	51.6	30.7
2.41	1655.5	1751.3	98.7	39.2	0.882	64.1	412.4	245.1	3.18	0.889	52.3	31.1
3.14	1580.5	1661.5	88.3	33.4	0.877	59.0	398.6	236.9	3.50	0.861	53.0	31.5
3.95	1505.5	1578.1	78.7	28.3	0.871	54.0	384.3	228.4	3.87	0.832	53.6	31.8
4.83	1430.5	1495.6	69.7	23.8	0.865	49.1	369.3	219.5	4.31	0.802	54.1	32.2
5.82	1355.5	1413.7	61.4	19.9	0.858	44.4	353.5	210.1	4.82	0.770	54.6	32.4
6.92	1280.5	1333.5	53.8	16.5	0.852	39.8	336.7	200.1	5.42	0.738	54.9	32.6
8.17	1205.5	1254.1	46.7	13.5	0.845	35.3	319.0	189.6	6.14	0.704	55.0	32.7
9.59	1130.5	1174.7	40.1	10.9	0.838	30.9	300.2	178.4	6.99	0.669	54.9	32.7
11.23	1055.5	1092.9	34.1	8.8	0.831	26.8	280.4	166.6	8.03	0.632	54.6	32.4
13.14	980.5	1009.3	28.6	6.9	0.824	22.8	259.5	154.2	9.28	0.593	53.9	32.0

NK02: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,45$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	1931.3	2010.9	142.4	60.2	0.896	88.5	483.1	287.1	2.30	0.983	52.3	31.1
0.56	1856.3	1965.5	128.3	52.4	0.891	81.6	464.6	276.1	2.50	0.958	52.4	31.2
1.16	1781.3	1890.0	115.4	45.4	0.886	75.1	447.0	265.6	2.73	0.933	52.6	31.3
1.82	1706.3	1815.4	103.5	39.1	0.880	69.0	429.8	255.4	2.98	0.907	52.9	31.4
2.53	1631.3	1725.6	92.6	33.5	0.875	63.2	413.0	245.5	3.27	0.880	53.2	31.6
3.31	1556.3	1641.4	82.5	28.5	0.869	57.7	396.5	235.6	3.61	0.851	53.5	31.8
4.16	1481.3	1558.0	73.3	24.1	0.863	52.5	380.1	225.9	4.00	0.822	53.9	32.0
5.11	1406.3	1475.8	64.9	20.2	0.857	47.5	363.8	216.2	4.46	0.792	54.2	32.2
6.16	1331.3	1393.7	57.1	16.9	0.851	42.8	347.5	206.5	5.00	0.760	54.6	32.5
7.34	1256.3	1312.8	50.1	13.9	0.844	38.3	331.5	197.0	5.64	0.727	55.0	32.7
8.67	1181.3	1231.7	43.7	11.4	0.838	34.1	315.8	187.7	6.40	0.693	55.5	33.0
10.18	1106.3	1151.0	37.9	9.2	0.831	30.3	300.6	178.6	7.31	0.657	56.1	33.3
11.89	1031.3	1069.6	32.7	7.3	0.825	26.6	286.1	170.1	8.40	0.619	56.9	33.8

NK10: Kugel: Molybdän, $D=19,8$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,49$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	1933.5	2043.8	128.1	65.8	0.904	68.6	374.0	246.5	5.29	0.983	53.4	35.2
0.82	1858.5	2020.4	116.0	57.3	0.899	64.5	366.6	241.6	5.74	0.959	54.6	36.0
1.70	1783.5	1963.6	104.9	49.6	0.894	60.5	359.2	236.7	6.26	0.934	55.8	36.8
2.64	1708.5	1886.9	94.6	42.8	0.889	56.6	351.7	231.8	6.84	0.908	57.0	37.6
3.67	1633.5	1804.7	85.1	36.7	0.884	52.7	343.8	226.6	7.51	0.880	58.4	38.5
4.78	1558.5	1721.8	76.3	31.2	0.878	48.9	335.6	221.2	8.28	0.852	59.7	39.3
6.00	1483.5	1628.7	68.2	26.4	0.872	45.2	326.8	215.4	9.18	0.823	61.0	40.2
7.34	1408.5	1537.1	60.7	22.2	0.865	41.5	317.4	209.2	10.23	0.793	62.4	41.1
8.83	1333.5	1447.3	53.8	18.5	0.859	37.9	307.4	202.6	11.46	0.761	63.7	42.0
10.48	1258.5	1359.7	47.4	15.2	0.852	34.4	296.9	195.7	12.92	0.728	65.0	42.8
12.33	1183.5	1274.7	41.5	12.4	0.845	31.0	286.1	188.6	14.66	0.694	66.3	43.7
14.41	1108.5	1190.3	36.2	10.1	0.839	27.8	275.3	181.5	16.74	0.658	67.7	44.6
16.78	1033.5	1104.9	31.4	8.0	0.831	24.7	264.9	174.6	19.24	0.621	69.4	45.7
19.47	958.5	1019.9	27.2	6.3	0.824	21.9	255.4	168.4	22.30	0.582	71.4	47.1

NK13: Kugel: Molybdän, $D=19,8$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,51$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	1934.2	2031.0	113.7	68.6	0.906	51.6	281.2	185.3	5.28	0.984	40.2	26.5
0.92	1859.2	1996.2	103.4	59.7	0.902	49.6	281.9	185.8	5.74	0.959	41.9	27.6
1.90	1784.2	1926.0	94.0	51.7	0.897	47.6	282.7	186.3	6.25	0.934	43.9	28.9
2.96	1709.2	1845.0	85.4	44.6	0.891	45.6	283.6	187.0	6.84	0.908	46.0	30.3
4.09	1634.2	1753.0	77.5	38.2	0.886	43.7	284.6	187.6	7.50	0.881	48.3	31.8
5.31	1559.2	1665.9	70.3	32.5	0.880	41.7	285.5	188.2	8.28	0.853	50.8	33.5
6.62	1484.2	1586.7	63.7	27.5	0.874	39.7	286.5	188.8	9.17	0.823	53.5	35.2
8.05	1409.2	1502.7	57.7	23.1	0.868	37.6	287.4	189.5	10.22	0.793	56.4	37.2
9.59	1334.2	1421.3	52.2	19.2	0.861	35.6	288.5	190.2	11.45	0.761	59.7	39.4
11.27	1259.2	1342.1	47.2	15.9	0.854	33.6	289.9	191.1	12.91	0.728	63.4	41.8
13.10	1184.2	1262.3	42.6	13.0	0.848	31.6	291.8	192.3	14.64	0.694	67.6	44.5
15.09	1109.2	1181.9	38.5	10.5	0.841	29.7	294.3	194.0	16.71	0.658	72.3	47.7
17.27	1034.2	1101.0	34.8	8.4	0.833	27.8	297.8	196.3	19.22	0.621	77.9	51.4
19.65	959.2	1013.3	31.5	6.6	0.826	26.0	302.7	199.5	22.27	0.582	84.6	55.8

NK30: Kugel: Molybdän, $D=19,8$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,53$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	2023.6	2149.7	157.5	83.5	0.914	81.1	421.8	278.0	4.81	1.012	57.5	37.9
0.69	1948.6	2111.8	141.2	73.1	0.909	74.7	403.9	266.2	5.20	0.988	57.2	37.7
1.45	1873.6	2052.9	126.3	63.7	0.905	68.6	386.8	255.0	5.65	0.964	57.1	37.6
2.26	1798.6	1984.1	112.6	55.3	0.900	62.9	370.2	244.0	6.15	0.939	57.0	37.6
3.16	1723.6	1900.5	100.1	47.7	0.895	57.5	354.0	233.3	6.72	0.913	56.9	37.5
4.14	1648.6	1815.2	88.7	40.9	0.889	52.4	338.2	222.9	7.37	0.886	56.9	37.5
5.22	1573.6	1722.7	78.4	34.9	0.883	47.5	322.6	212.6	8.12	0.858	56.8	37.5
6.42	1498.6	1631.9	68.9	29.5	0.877	43.0	307.5	202.7	8.99	0.829	56.9	37.5
7.76	1423.6	1541.5	60.4	24.8	0.871	38.8	293.1	193.2	10.01	0.799	57.0	37.6
9.27	1348.6	1455.0	52.9	20.7	0.865	34.9	279.9	184.5	11.20	0.767	57.3	37.8
10.96	1273.6	1369.1	46.2	17.1	0.858	31.5	268.3	176.8	12.61	0.735	58.0	38.3
12.87	1198.6	1282.9	40.4	14.0	0.851	28.5	259.1	170.8	14.28	0.701	59.3	39.1
15.01	1123.6	1196.7	35.5	11.4	0.844	25.9	253.3	166.9	16.29	0.665	61.5	40.6
17.40	1048.6	1112.3	31.5	9.1	0.837	23.9	251.4	165.7	18.70	0.628	65.0	42.8
20.05	973.6	1029.9	28.2	7.2	0.829	22.2	254.4	167.7	21.63	0.590	70.2	46.3

NK35: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $\varepsilon=0,61$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	2002.0	2071.3	167.5	92.6	0.916	82.6	434.5	258.2	2.14	1.005	45.4	27.0
0.49	1927.0	2029.1	150.1	81.0	0.912	76.3	417.4	248.1	2.32	0.981	45.3	26.9
1.02	1852.0	1974.0	134.2	70.5	0.907	70.3	401.1	238.4	2.52	0.957	45.4	27.0
1.60	1777.0	1896.5	119.7	61.0	0.902	64.6	385.3	229.0	2.74	0.932	45.5	27.0
2.23	1702.0	1813.8	106.4	52.6	0.897	59.3	370.1	219.9	3.00	0.905	45.7	27.1
2.93	1627.0	1727.0	94.4	45.0	0.891	54.3	355.3	211.2	3.29	0.878	45.9	27.3
3.69	1552.0	1641.0	83.5	38.3	0.886	49.5	341.2	202.7	3.63	0.850	46.2	27.4
4.54	1477.0	1556.7	73.6	32.4	0.880	45.1	327.7	194.8	4.03	0.820	46.6	27.7
5.49	1402.0	1470.6	64.8	27.2	0.873	41.1	315.5	187.5	4.49	0.790	47.2	28.0
6.54	1327.0	1387.6	57.0	22.6	0.867	37.4	304.8	181.2	5.03	0.758	48.0	28.6
7.72	1252.0	1306.5	50.2	18.6	0.860	34.2	296.5	176.2	5.68	0.725	49.4	29.3
9.04	1177.0	1227.0	44.3	15.2	0.853	31.4	291.2	173.1	6.44	0.691	51.4	30.5
10.50	1102.0	1147.4	39.4	12.3	0.845	29.0	289.9	172.3	7.36	0.655	54.3	32.3
12.12	1027.0	1070.2	35.4	9.8	0.838	27.2	293.1	174.2	8.47	0.617	58.5	34.7

NK20: Kugel: rostfreier Stahl, $D=19,0$ mm, Kugelhalterung: $d=2,0$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $\varepsilon=0,35$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	1005.1	1010.7	25.2	5.3	0.815	20.9	231.3	173.0	17.96	0.606	59.6	44.6
4.92	930.1	964.6	22.8	4.1	0.809	19.4	234.1	175.1	20.87	0.567	64.4	48.2
10.45	855.1	885.6	20.4	3.2	0.803	17.9	236.6	177.0	24.46	0.525	69.9	52.3
16.67	780.1	807.0	18.2	2.4	0.797	16.3	239.1	178.9	28.90	0.482	76.1	56.9
23.69	705.1	729.0	16.0	1.8	0.791	14.6	241.9	180.9	34.49	0.438	83.3	62.3
31.65	630.1	651.1	14.0	1.3	0.786	13.0	245.0	183.3	41.60	0.391	91.7	68.6
40.73	555.1	573.6	12.0	0.9	0.780	11.3	248.8	186.1	50.77	0.343	101.8	76.2
51.22	480.1	495.7	10.1	0.6	0.775	9.6	253.6	189.7	62.78	0.292	114.3	85.5
63.56	405.1	418.1	8.2	0.4	0.771	8.0	260.7	195.0	78.84	0.239	130.2	97.4
78.45	330.1	341.3	6.5	0.2	0.766	6.3	273.3	204.4	100.80	0.184	152.7	114.2

NK21: Kugel: rostfreier Stahl, $D=19,0$ mm, Kugelhalterung: $d=2,0$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $\varepsilon=0,65$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	992.3	1030.3	24.8	9.4	0.840	17.0	190.0	142.1	18.42	0.599	49.5	37.0
4.99	917.3	973.8	22.5	7.3	0.832	16.4	201.1	150.4	21.43	0.560	56.0	41.9
10.58	842.3	890.6	20.2	5.6	0.824	15.6	210.1	157.2	25.15	0.518	62.8	47.0
16.86	767.3	810.4	18.0	4.2	0.817	14.5	217.5	162.7	29.77	0.475	70.1	52.5
23.97	692.3	730.7	15.8	3.1	0.809	13.2	223.7	167.3	35.59	0.430	78.1	58.4
32.09	617.3	650.2	13.6	2.2	0.801	11.8	229.0	171.3	43.00	0.383	87.0	65.1
41.43	542.3	569.8	11.6	1.6	0.794	10.4	234.1	175.1	52.59	0.334	97.4	72.8
52.33	467.3	490.8	9.6	1.0	0.786	8.8	239.8	179.4	65.20	0.283	109.9	82.2
65.30	392.3	412.9	7.7	0.7	0.780	7.2	247.7	185.3	82.11	0.230	126.0	94.3

NK22: Kugel: rostfreier Stahl, $D=19,0$ mm, Kugelhalterung: $d=0,5$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $\varepsilon=0,54$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	780.4	805.1	15.2	3.7	0.811	12.2	178.6	164.7	28.89	0.483	56.8	52.4
8.32	705.4	737.0	13.7	2.7	0.804	11.4	189.1	174.4	34.47	0.438	65.1	60.0
17.60	630.4	659.3	12.1	2.0	0.797	10.5	197.9	182.5	41.57	0.391	74.0	68.3
28.09	555.4	581.3	10.5	1.4	0.790	9.4	205.5	189.6	50.72	0.343	84.1	77.6
40.12	480.4	502.1	8.8	0.9	0.783	8.1	212.9	196.3	62.73	0.292	95.9	88.4
54.23	405.4	423.7	7.2	0.6	0.777	6.8	221.2	204.1	78.77	0.240	110.5	101.9
71.25	330.4	345.1	5.7	0.3	0.771	5.4	233.9	215.7	100.70	0.185	130.6	120.5

NK23: Kugel: rostfreier Stahl, $D=19,0$ mm, Kugelhalterung: $d=0,5$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $\varepsilon=0,62$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10 ⁶]	Sp [-]	Nu [-]	Nu _k [-]
0.00	776.4	800.8	16.0	4.2	0.816	12.5	185.4	171.0	29.15	0.480	59.2	54.6
7.93	701.4	734.5	14.3	3.1	0.808	11.8	195.4	180.3	34.81	0.436	67.6	62.3
16.86	626.4	656.3	12.5	2.2	0.800	10.7	203.2	187.4	42.00	0.389	76.4	70.5
27.03	551.4	578.0	10.7	1.6	0.793	9.5	210.3	193.9	51.28	0.340	86.5	79.8
38.78	476.4	498.7	9.0	1.0	0.786	8.2	218.0	201.1	63.47	0.290	98.7	91.0
52.53	401.4	420.2	7.4	0.7	0.779	6.9	229.2	211.4	79.77	0.237	115.1	106.1
68.86	326.4	342.2	6.0	0.4	0.773	5.7	250.2	230.7	102.08	0.182	140.6	129.7

NK24: Kugel: rostfreier Stahl, $D=19,0$ mm, Kugelhalterung: $d=0,5$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $\varepsilon=0,73$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	815.5	842.2	17.6	5.7	0.827	12.8	179.5	165.6	26.68	0.503	55.1	50.9
7.24	740.5	777.0	15.6	4.3	0.818	12.1	188.5	173.9	31.69	0.459	62.5	57.6
15.47	665.5	697.4	13.6	3.1	0.810	11.0	195.0	179.9	38.03	0.413	70.1	64.7
24.93	590.5	618.6	11.6	2.2	0.802	9.8	199.7	184.2	46.14	0.366	78.3	72.2
35.97	515.5	538.9	9.7	1.5	0.794	8.5	203.6	187.8	56.69	0.316	87.6	80.8
49.05	440.5	460.3	7.9	1.0	0.787	7.1	208.7	192.5	70.66	0.265	99.2	91.5
64.77	365.5	381.9	6.3	0.6	0.779	5.8	219.3	202.3	89.54	0.211	116.1	107.1

NK27: Kugel: rostfreier Stahl, $D=15,9$ mm, Kugelhalterung: $d=0,5$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $\varepsilon=0,54$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{W}{cm^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{W}{cm^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{W}{cm^2}$]	h_c [$\frac{W}{m^2K}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{W}{m^2K}$]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	810.3	828.0	11.1	3.1	0.802	8.6	120.9	109.9	15.82	0.500	31.2	28.4
9.38	735.3	749.2	10.3	2.3	0.796	8.5	134.0	121.8	18.80	0.456	37.4	34.0
19.43	660.3	679.0	9.6	1.7	0.790	8.2	147.2	133.8	22.58	0.410	44.6	40.5
30.26	585.3	601.8	8.8	1.2	0.784	7.8	161.3	146.5	27.42	0.362	53.3	48.4
41.98	510.3	523.3	7.9	0.8	0.779	7.3	177.3	161.1	33.72	0.313	64.2	58.4
54.78	435.3	446.0	7.0	0.5	0.774	6.6	197.4	179.3	42.07	0.261	79.1	71.8

A.2 Unterkühltes Behälterfilmsieden

NK03: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_\infty=83,5^\circ\text{C}$, $\varepsilon=0,49$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	1928.7	1982.9	148.1	65.2	0.894	89.8	486.9	289.4	0.774	2.32	0.982	52.8	31.4
0.54	1853.7	1936.1	133.3	56.8	0.888	82.8	468.0	278.1	0.789	2.53	0.957	52.9	31.4
1.12	1778.7	1871.7	119.9	49.2	0.883	76.5	451.1	268.1	0.805	2.75	0.932	53.2	31.6
1.74	1703.7	1796.7	107.8	42.4	0.877	70.7	436.1	259.2	0.824	3.01	0.906	53.7	31.9
2.42	1628.7	1708.7	97.0	36.3	0.871	65.4	423.0	251.4	0.845	3.31	0.879	54.5	32.4
3.16	1553.7	1625.8	87.3	30.9	0.865	60.5	411.8	244.7	0.868	3.65	0.850	55.7	33.1
3.97	1478.7	1545.5	78.6	26.1	0.859	56.2	402.6	239.2	0.895	4.04	0.821	57.1	34.0
4.84	1403.7	1465.8	70.9	21.9	0.853	52.2	395.3	235.0	0.925	4.51	0.791	59.0	35.1
5.80	1328.7	1385.9	64.0	18.2	0.846	48.6	390.2	231.9	0.960	5.05	0.759	61.4	36.5
6.83	1253.7	1306.1	57.9	15.0	0.839	45.3	387.3	230.2	1.000	5.70	0.726	64.4	38.3
7.96	1178.7	1226.5	52.6	12.3	0.832	42.4	386.8	229.8	1.048	6.46	0.691	68.1	40.5
9.18	1103.7	1147.5	47.8	9.9	0.825	39.6	388.6	230.9	1.105	7.38	0.656	72.7	43.2
10.50	1028.7	1068.9	43.6	7.9	0.818	37.1	392.9	233.5	1.174	8.49	0.618	78.3	46.5

NK08: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_\infty=63,5^\circ\text{C}$, $\varepsilon=0,52$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	1938.8	2014.5	167.1	70.5	0.891	104.3	556.2	330.5	1.210	2.32	0.985	60.0	35.7
0.47	1863.8	1984.9	154.7	61.4	0.885	100.3	557.4	331.2	1.263	2.51	0.961	62.7	37.2
0.97	1788.8	1947.4	143.2	53.2	0.879	96.4	558.9	332.2	1.324	2.74	0.936	65.5	38.9
1.48	1713.8	1891.1	132.6	45.9	0.873	92.5	560.6	333.2	1.393	2.99	0.909	68.7	40.8
2.03	1638.8	1811.4	122.7	39.3	0.867	88.6	562.4	334.3	1.473	3.28	0.882	72.1	42.8
2.61	1563.8	1730.7	113.5	33.5	0.861	84.6	564.1	335.3	1.566	3.62	0.854	75.8	45.0
3.22	1488.8	1648.9	104.8	28.3	0.854	80.6	565.6	336.1	1.675	4.01	0.825	79.7	47.4
3.87	1413.8	1567.0	96.7	23.8	0.847	76.5	566.7	336.8	1.803	4.47	0.795	84.0	49.9
4.57	1338.8	1486.1	89.0	19.8	0.840	72.3	567.3	337.1	1.957	5.01	0.763	88.7	52.7
5.31	1263.8	1398.2	81.7	16.4	0.833	68.1	567.3	337.1	2.143	5.64	0.730	93.7	55.7
6.10	1188.8	1308.0	74.8	13.4	0.826	63.8	566.6	336.7	2.371	6.39	0.696	99.0	58.9
6.96	1113.8	1220.5	68.2	10.8	0.819	59.3	565.1	335.8	2.656	7.30	0.660	104.8	62.3
7.89	1038.8	1136.1	61.9	8.7	0.812	54.9	562.7	334.4	3.020	8.39	0.623	111.1	66.0
8.90	963.8	1054.0	55.9	6.8	0.805	50.4	559.5	332.5	3.493	9.71	0.584	118.0	70.1

NK09: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_\infty=83,0^\circ\text{C}$, $\varepsilon=0,51$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	1940.8	2031.8	135.9	69.4	0.896	73.7	396.4	235.6	0.780	2.30	0.986	42.7	25.4
0.58	1865.8	1999.8	125.9	60.5	0.891	72.0	403.9	240.0	0.796	2.49	0.961	45.4	27.0
1.19	1790.8	1944.3	116.7	52.4	0.886	70.2	411.2	244.4	0.813	2.71	0.936	48.2	28.6
1.82	1715.8	1872.3	108.1	45.2	0.880	68.3	418.4	248.6	0.832	2.97	0.910	51.2	30.4
2.50	1640.8	1787.1	100.1	38.7	0.874	66.2	425.2	252.7	0.853	3.26	0.883	54.4	32.3
3.21	1565.8	1702.6	92.7	33.0	0.868	64.0	431.6	256.5	0.877	3.59	0.855	57.9	34.4
3.95	1490.8	1621.5	85.7	27.9	0.862	61.6	437.4	260.0	0.904	3.98	0.826	61.6	36.6
4.75	1415.8	1544.7	79.1	23.5	0.855	59.0	442.7	263.1	0.935	4.43	0.796	65.6	39.0
5.60	1340.8	1459.8	72.8	19.6	0.849	56.2	447.2	265.8	0.971	4.96	0.764	69.8	41.5
6.50	1265.8	1376.8	66.9	16.2	0.842	53.3	450.9	268.0	1.013	5.58	0.731	74.3	44.2
7.47	1190.8	1294.1	61.3	13.2	0.835	50.3	453.7	269.7	1.061	6.33	0.697	79.2	47.1
8.52	1115.8	1209.4	55.9	10.7	0.828	47.1	455.6	270.8	1.120	7.22	0.661	84.4	50.2
9.66	1040.8	1124.1	50.7	8.6	0.821	43.7	456.5	271.3	1.191	8.30	0.624	90.0	53.5
10.89	965.8	1042.8	45.8	6.8	0.814	40.3	456.2	271.1	1.278	9.61	0.586	96.0	57.1

NK11: Kugel: Molybdän, $D=19,8$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_\infty=82,0^\circ\text{C}$, $\varepsilon=0,53$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	1947.6	2057.4	135.3	73.0	0.902	69.4	372.0	245.2	0.796	5.24	0.988	52.7	34.8
0.77	1872.6	2037.7	124.9	63.6	0.897	67.8	378.6	249.5	0.813	5.69	0.964	55.9	36.8
1.58	1797.6	1983.0	115.2	55.2	0.892	66.0	384.6	253.5	0.831	6.19	0.939	59.2	39.0
2.44	1722.6	1907.0	106.2	47.6	0.886	64.0	390.1	257.1	0.852	6.77	0.913	62.7	41.4
3.35	1647.6	1821.7	97.8	40.8	0.880	61.8	394.8	260.2	0.875	7.42	0.886	66.4	43.8
4.31	1572.6	1754.7	89.8	34.8	0.874	59.4	398.5	262.7	0.901	8.18	0.858	70.3	46.3
5.34	1497.6	1664.0	82.4	29.5	0.868	56.8	401.0	264.3	0.930	9.06	0.829	74.2	48.9
6.44	1422.6	1569.7	75.3	24.8	0.861	53.9	402.2	265.1	0.964	10.08	0.798	78.3	51.6
7.62	1347.6	1481.1	68.5	20.7	0.854	50.9	401.8	264.9	1.003	11.29	0.767	82.4	54.3
8.90	1272.6	1395.9	62.1	17.1	0.847	47.6	399.6	263.4	1.048	12.71	0.734	86.5	57.0
10.30	1197.6	1311.6	55.8	14.0	0.840	44.1	395.2	260.5	1.101	14.40	0.700	90.6	59.7
11.83	1122.6	1228.3	49.9	11.3	0.833	40.4	388.4	256.0	1.164	16.42	0.665	94.4	62.2
13.54	1047.6	1144.1	44.0	9.1	0.825	36.6	378.6	249.5	1.242	18.85	0.628	98.0	64.6
15.45	972.6	1059.0	38.4	7.2	0.818	32.5	365.4	240.8	1.338	21.81	0.589	100.9	66.5

NK12: Kugel: Molybdän, $D=19,8$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_{\infty}=63,0^{\circ}\text{C}$, $\varepsilon=0,54$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	1880.3	1983.6	125.7	65.8	0.892	67.0	368.9	243.2	1.266	5.68	0.966	54.2	35.8
0.80	1805.3	1960.7	117.7	57.1	0.886	67.1	385.3	254.0	1.326	6.18	0.941	59.1	38.9
1.64	1730.3	1898.3	110.3	49.3	0.880	66.9	401.4	264.5	1.395	6.75	0.915	64.3	42.4
2.51	1655.3	1816.4	103.4	42.3	0.874	66.4	417.0	274.9	1.475	7.40	0.888	69.8	46.0
3.41	1580.3	1733.3	96.9	36.1	0.868	65.6	432.4	285.0	1.567	8.15	0.861	75.8	50.0
4.35	1505.3	1654.0	90.8	30.6	0.861	64.5	447.3	294.8	1.675	9.02	0.832	82.3	54.3
5.34	1430.3	1572.6	85.1	25.7	0.854	63.1	461.7	304.3	1.802	10.04	0.802	89.4	58.9
6.37	1355.3	1487.3	79.7	21.5	0.847	61.5	475.8	313.6	1.954	11.23	0.770	97.0	63.9
7.46	1280.3	1404.7	74.5	17.8	0.839	59.6	489.5	322.6	2.137	12.63	0.738	105.4	69.5
8.61	1205.3	1323.9	69.6	14.6	0.832	57.4	502.8	331.4	2.362	14.30	0.704	114.5	75.5
9.81	1130.3	1245.4	64.8	11.8	0.824	55.1	515.9	340.0	2.642	16.30	0.668	124.7	82.2
11.09	1055.3	1167.8	60.2	9.5	0.817	52.5	528.8	348.5	2.998	18.70	0.632	135.9	89.6
12.46	980.3	1085.9	55.7	7.5	0.810	49.7	541.6	357.0	3.458	21.62	0.593	148.5	97.9

NK32: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_{\infty}=82,0^{\circ}\text{C}$, $\varepsilon=0,50$

t [s]	T_w [°C]	T_i [°C]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	2037.3	2122.1	162.8	80.7	0.901	90.1	460.7	273.8	0.779	2.07	1.016	47.2	28.1
0.50	1962.3	2105.9	150.0	70.7	0.897	86.6	460.7	273.8	0.793	2.24	0.993	49.1	29.2
1.04	1887.3	2048.8	138.2	61.7	0.891	83.2	460.8	273.9	0.810	2.43	0.968	51.1	30.4
1.60	1812.3	1964.5	127.2	53.6	0.886	79.7	460.8	273.8	0.828	2.65	0.944	53.3	31.7
2.19	1737.3	1872.3	116.9	46.2	0.880	76.2	460.3	273.6	0.848	2.89	0.918	55.6	33.0
2.82	1662.3	1786.8	107.3	39.7	0.875	72.6	459.3	273.0	0.870	3.17	0.891	58.0	34.5
3.48	1587.3	1708.0	98.3	33.9	0.869	68.9	457.4	271.9	0.895	3.49	0.863	60.5	36.0
4.20	1512.3	1626.4	89.8	28.7	0.862	65.0	454.5	270.1	0.924	3.86	0.834	63.1	37.5
4.97	1437.3	1544.3	81.7	24.2	0.856	61.0	450.3	267.6	0.957	4.29	0.804	65.7	39.1
5.80	1362.3	1461.3	74.1	20.2	0.849	56.9	444.4	264.1	0.994	4.80	0.773	68.3	40.6
6.70	1287.3	1379.8	66.7	16.7	0.842	52.6	436.6	259.4	1.038	5.40	0.741	70.8	42.1
7.69	1212.3	1298.5	59.7	13.7	0.835	48.2	426.4	253.4	1.090	6.11	0.707	73.2	43.5
8.79	1137.3	1216.0	52.9	11.2	0.828	43.6	413.4	245.7	1.151	6.95	0.672	75.2	44.7
10.01	1062.3	1131.7	46.3	9.0	0.821	38.9	397.0	236.0	1.225	7.97	0.635	76.9	45.7
11.41	987.3	1045.7	39.9	7.1	0.814	34.1	376.7	223.9	1.317	9.21	0.597	77.8	46.2

NK33: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
 Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_{\infty}=63,5^{\circ}\text{C}$, $\varepsilon=0,56$

t [s]	T_w [$^{\circ}\text{C}$]	T_i [$^{\circ}\text{C}$]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	2030.1	2107.2	186.3	89.3	0.901	105.9	538.3	319.9	1.154	2.10	1.014	55.4	32.9
0.44	1955.1	2088.3	172.3	78.2	0.896	102.2	540.4	321.1	1.200	2.28	0.990	57.8	34.4
0.90	1880.1	2034.1	159.3	68.2	0.890	98.6	542.5	322.4	1.251	2.47	0.966	60.4	35.9
1.38	1805.1	1955.0	147.2	59.1	0.885	94.9	544.6	323.7	1.310	2.69	0.941	63.3	37.6
1.89	1730.1	1865.7	135.9	51.1	0.879	91.1	546.5	324.8	1.377	2.93	0.915	66.3	39.4
2.43	1655.1	1783.0	125.4	43.8	0.872	87.2	547.8	325.6	1.455	3.22	0.888	69.5	41.3
3.00	1580.1	1704.4	115.5	37.4	0.866	83.2	548.5	325.9	1.545	3.54	0.861	72.9	43.3
3.60	1505.1	1626.3	106.2	31.7	0.859	79.0	548.2	325.8	1.650	3.92	0.832	76.5	45.4
4.25	1430.1	1543.6	97.4	26.6	0.852	74.7	546.7	324.9	1.773	4.36	0.802	80.2	47.7
4.94	1355.1	1458.0	89.0	22.2	0.845	70.2	543.8	323.2	1.921	4.88	0.770	84.0	49.9
5.69	1280.1	1373.6	81.0	18.4	0.838	65.6	539.2	320.5	2.099	5.49	0.738	88.0	52.3
6.50	1205.1	1290.6	73.3	15.1	0.831	60.8	532.5	316.5	2.317	6.22	0.704	91.9	54.6
7.38	1130.1	1209.0	65.9	12.2	0.823	55.8	523.4	311.0	2.589	7.09	0.668	95.8	57.0
8.36	1055.1	1127.3	58.7	9.8	0.816	50.7	511.4	303.9	2.933	8.13	0.631	99.6	59.2
9.44	980.1	1043.9	51.7	7.8	0.809	45.4	495.9	294.7	3.379	9.40	0.593	103.0	61.2

NK34: Kugel: Molybdän, $D=15,0$ mm, Kugelhalterung: $d=3,2$ mm,
 Thermoelement: Wolfram-Rhenium, $T_{\infty}=42,0^{\circ}\text{C}$, $\varepsilon=0,61$

t [s]	T_w [$^{\circ}\text{C}$]	T_i [$^{\circ}\text{C}$]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	1893.7	1995.5	190.4	76.2	0.889	122.7	662.7	393.9	1.999	2.45	0.971	73.3	43.6
0.41	1818.7	1958.8	176.0	66.1	0.883	117.6	661.9	393.3	2.144	2.66	0.946	76.3	45.3
0.83	1743.7	1900.1	162.5	57.1	0.876	112.5	660.9	392.8	2.312	2.91	0.920	79.5	47.3
1.29	1668.7	1828.7	150.0	49.1	0.870	107.3	659.5	392.0	2.510	3.18	0.893	83.0	49.3
1.76	1593.7	1752.5	138.2	41.9	0.863	102.0	657.6	390.8	2.744	3.50	0.866	86.7	51.5
2.27	1518.7	1671.3	127.1	35.6	0.856	96.7	654.7	389.1	3.023	3.88	0.837	90.5	53.8
2.81	1443.7	1584.9	116.6	30.0	0.849	91.2	650.6	386.7	3.358	4.31	0.807	94.5	56.2
3.39	1368.7	1497.6	106.7	25.1	0.841	85.6	645.1	383.4	3.766	4.81	0.776	98.7	58.7
4.02	1293.7	1410.5	97.1	20.8	0.834	79.8	637.6	378.9	4.267	5.41	0.744	103.0	61.2
4.70	1218.7	1326.2	88.0	17.1	0.826	73.9	628.0	373.2	4.891	6.12	0.710	107.3	63.7
5.43	1143.7	1242.7	79.2	13.9	0.819	67.8	615.6	365.9	5.681	6.96	0.675	111.5	66.3
6.25	1068.7	1159.3	70.6	11.1	0.812	61.6	600.0	356.6	6.699	7.98	0.638	115.5	68.7
7.15	993.7	1075.8	62.4	8.8	0.805	55.3	580.6	345.1	8.033	9.21	0.600	119.2	70.9

NK26: Kugel: rostfreier Stahl, $D=15,9$ mm, Kugelhalterung: $d=0,5$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $T_{\infty}=62,0^{\circ}\text{C}$, $\varepsilon=0,34$

t [s]	T_w [$^{\circ}\text{C}$]	T_i [$^{\circ}\text{C}$]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	781.5	825.5	24.9	2.3	0.781	23.1	321.3	291.9	5.947	17.11	0.483	85.4	77.6
4.13	706.5	741.3	23.6	1.7	0.776	22.3	346.0	314.3	7.570	20.41	0.439	99.5	90.4
8.48	631.5	669.4	22.2	1.3	0.772	21.2	373.1	339.0	10.04	24.61	0.392	116.7	106.0
13.08	556.5	593.9	20.7	0.9	0.768	20.0	404.5	367.5	14.00	30.03	0.344	138.3	125.7
17.96	481.5	518.5	19.0	0.6	0.764	18.6	443.1	402.6	20.84	37.12	0.293	166.7	151.5
23.16	406.5	442.9	17.3	0.4	0.761	17.0	494.5	449.2	33.88	46.60	0.240	206.3	187.4

NK28: Kugel: rostfreier Stahl, $D=15,9$ mm, Kugelhalterung: $d=0,5$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $T_{\infty}=82,0^{\circ}\text{C}$, $\varepsilon=0,53$

t [s]	T_w [$^{\circ}\text{C}$]	T_i [$^{\circ}\text{C}$]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	800.1	821.8	15.1	3.9	0.799	11.9	166.1	150.9	1.674	16.29	0.494	43.3	39.4
6.67	725.1	746.4	15.0	2.9	0.793	12.7	197.4	179.3	1.910	19.39	0.450	55.7	50.6
13.36	650.1	678.2	14.9	2.1	0.786	13.2	232.3	211.1	2.246	23.31	0.404	71.1	64.6
20.07	575.1	602.4	14.6	1.5	0.780	13.5	273.1	248.1	2.754	28.36	0.356	91.3	82.9
26.80	500.1	525.9	14.3	1.0	0.774	13.5	323.3	293.8	3.583	34.94	0.306	118.7	107.9

NK29: Kugel: rostfreier Stahl, $D=15,9$ mm, Kugelhalterung: $d=0,5$ mm,
Thermoelement: NiCr-NiAl, $T_{\infty}=83,5^{\circ}\text{C}$, $\varepsilon=0,60$

t [s]	T_w [$^{\circ}\text{C}$]	T_i [$^{\circ}\text{C}$]	\dot{q}_t [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	\dot{q}_r [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	J [-]	\dot{q}_c^* [$\frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$]	h_c [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	$h_{c,k}$ [$\frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$]	M [-]	Ar [10^6]	Sp [-]	Nu [-]	Nu_k [-]
0.00	862.6	888.3	24.2	5.6	0.810	19.7	252.6	229.5	1.396	14.18	0.530	62.0	56.3
4.25	787.6	824.5	22.9	4.2	0.803	19.5	277.3	252.0	1.547	16.75	0.487	73.3	66.6
8.77	712.6	747.2	21.5	3.1	0.795	19.0	302.3	274.6	1.753	19.97	0.442	86.4	78.5
13.58	637.6	674.0	20.0	2.3	0.788	18.2	328.4	298.4	2.047	24.06	0.396	102.0	92.7
18.73	562.6	595.4	18.4	1.6	0.782	17.1	357.4	324.8	2.492	29.32	0.348	121.3	110.2

Anhang B

Quasistationäre Betrachtung

Die analytische Lösung für das Temperaturfeld in der Kugel bei Vorgabe einer konstanten Temperaturabnahme k auf der Oberfläche lautet [10]:

$$T(r, t) = T_0 + k \left(t - \frac{R^2 - r^2}{6\kappa} \right) - \frac{2kR^3}{\kappa\pi^3 r} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^3} \exp\left(-\frac{\kappa n^2 \pi^2 t}{R^2}\right) \sin \frac{n\pi r}{R}$$
$$k = \frac{dT_w}{dt} = \text{const.} \quad (\text{B.1})$$

Der Grenzwert des Wärmestroms an der Oberfläche für $t \rightarrow \infty$ ist:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \dot{q}_t = \lim_{t \rightarrow \infty} -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = -\lambda \frac{kR}{3\kappa} \quad (\text{B.2})$$

Der Wärmestrom nach (3.1) bei Verwendung der Oberflächentemperaturabnahme ist:

$$\dot{q}_t = -\frac{mc_p}{A} \frac{dT_w}{dt} = -\frac{4\pi R^3 \rho c_p}{3 \cdot 4\pi R^2} k = -\lambda \frac{kR}{3\kappa} \quad (\text{B.3})$$

Die Äquivalenz der Ausdrücke in (B.2) und (B.3) beweist, daß die Verwendung der Oberflächentemperatur, als der charakteristischen Kugeltemperatur, in (3.1) einer quasistationären Betrachtung gleichkommt, bei der davon ausgegangen wird, die momentane Oberflächentemperaturabnahme habe unendlich (genügend) lange vorgeherrscht.

