

# Thermokapillare Grenzflächenkonvektion an Gasblasen in einem Temperaturgradientenfeld\*

J. Straub, A. Weinzierl und M. Zell, München

## Thermocapillary convection on gasbubbles caused by temperature gradients

**Abstract.** The thermocapillary convection on free surfaces is an important mechanism for heat transfer, it is demonstrated in two experiments. Silicon-oil of various viscosity is used as experimental liquid. In the thermal stable stratified liquid air bubbles were injected. Around the bubbles velocity profiles, induced by the thermocapillary force against the buoyancy force were measured. In the second experiment the enhancement of heat transfer induced by air bubbles touching a heated wire is investigated in various liquids. In spite of the small contact area between the bubble and the wire the increase of heat transfer was more than twice of the wire without bubble which is attributed to the Marangoni convection. Using water this enhancement could not be observed. At the bubble the free convection from the wire was hindered and the heat reduced by 30%.

**Kurzfassung.** Bei freien Grenzflächen spielt die thermokapillare Konvektion eine nicht zu vernachlässigende Rolle auf den Wärmetransport. In zwei Experimenten wird deren Einfluß aufgezeigt. In Silikonölen verschiedener Viskosität mit thermisch stabiler Schichtung werden Luftblasen eingebracht und das durch die thermokapillaren Kräfte gegen den Auftrieb erzeugte Geschwindigkeitsfeld vermessen. In einem zweiten Experiment wird die Erhöhung des Wärmeübergangs durch eine Luftblase an einem beheizten Draht gemessen. Trotz kleiner Berührungsfläche kann der Wärmeübergang gegenüber dem Draht ohne Blase verdoppelt werden, was der zusätzlichen Marangoni-Konvektion zuzuschreiben ist. In Wasser wurde dieser Effekt nicht beobachtet, hier wurde durch die Luftblase der Wärmeübergang um 30% reduziert.

## 1 Einleitung

Die Entdeckung des physikalischen Phänomens der thermokapillaren Grenzflächenkonvektion wird dem italienischen Physiker C. Marangoni (1840–1925) zugesprochen, welcher Grenzflächenbewegungen an freien Oberflächen beobachtete, wenn diese Temperatur- bzw. Konzentrationsgradienten ausgesetzt sind. Die Kräftebilanz an der Grenzfläche wird von Marangoni [1–3] sinngemäß folgendermaßen definiert:

„Als Folge einer Oberflächenspannungsänderung entlang der freien Oberfläche einer Flüssigkeit wird diese in Richtung der größeren Oberflächenspannung fließen.“

Effekte dieser Art sind in der Natur zu beobachten und die wahrscheinlich älteste Aufzeichnung darüber findet sich in den Sprüchen Salomons, der vor schwerem Wein, der Perlen bildet, warnt: „Schau den Wein nicht an, den roten, wie er Perlen treibt im Becher, ach, er rinnt so glatt hinein“ (Sprüche 23, 31) [4].

Loewenthal [5] beschreibt diesen Effekt 1931 als Tears of Strong Wine, aber bereits 1855, also 10 Jahre vor Erscheinen von Marangoni's erster Veröffentlichung, schreibt James Thomson [6], älterer Bruder von Lord Kelvin, in einem Aufsatz im „Philosophical Magazin and Journal of Science“ über Konvektionsvorgänge, die er auf die Änderung der Oberflächenspannung zurückführt, mit dem Titel: „On certain curious Motions observable at the Surface of Wine and other Alcoholic Liquors“. Das Weintränenphänomen erklärt er dabei in etwa wie folgt:

Aus dem dünnen Alkohol-Wasser-Film, der am Rande eines offenen Weinglases hochsteigt, verdampft, relativ gesehen, mehr Alkohol als an der Oberfläche der Flüssigkeit selbst, da dieser aus tieferen Flüssigkeitsschichten stets genügend Alkohol nachgeführt wird, so daß hier die Oberflächenspannung aufgrund des höheren Alkoholgehalts geringer ist, als im Film an der Wand. Durch diese Spannungsunterschiede wird Flüssigkeit an der Glasinnenseite hochgezogen, die sich schließlich zu Tropfen (Tränen) formt. Unter Einfluß der Schwerkraft erreichen die Tropfen eine gewisse Größe und fließen als Weintränen wieder zum Boden zurück.

Obwohl dieser Vorgang erstmalig physikalisch korrekt beschrieben wird, fand die Arbeit in der Fachwelt keine Beachtung, so daß das Phänomen der thermokapillaren Grenzflächenkonvektion nach Marangoni benannt wurde: Marangonikonvektion, Marangoni-Zahl.

Im technischen Bereich wurde der Marangonikonvektion erst in den letzten Jahren größere Beachtung zuteil. Es haben zwar schon früher, z. B. [7–11] und andere auf einen nicht zu unterschätzenden Einfluß der Grenzflächenkonvektion beim Wärmeübergang hingewiesen, doch konnten die Effekte der

\* Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Stephan zum 60. Geburtstag gewidmet

kapillaren Konvektion nie von der Auftriebskonvektion getrennt werden und wurden daher meist als vernachlässigbar angesehen.

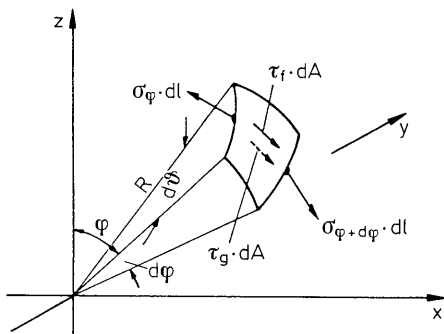
In den letzten Jahren wurde jedoch bei vielen Experimenten unter Schwerelosigkeit im Bereich der Metallurgie, bei der Herstellung von Einkristallen und bei Flüssigkeitsexperimenten der nicht erwartete Einfluß der thermokapillaren Grenzflächenkonvektion erkannt und inzwischen sind viele Arbeiten zur Untersuchung dieses Effekts durchgeführt worden z. B. [12–14]. Eigene Versuche [15] bei unterkühltem Sieden unter Mikrogravitation im TEXUS- und Parabelflugprogramm des BMFT machen deutlich, daß die Marangonikonvektion die auf der Erde dominierenden auftriebsbedingten Mechanismen voll ersetzen kann. Im folgenden werden die Ergebnisse aus zwei Simulationsexperimenten beschrieben, die zeigen, daß sich die thermokapillare Konvektion auch gegen die schwerkraftbedingte Konvektion durchsetzt und daß eine nicht unwesentliche Erhöhung des Wärmeübergangs durch die thermokapillare Konvektion erreicht wird.

## 2 Kräfte an einer Blase

Die thermokapillare Konvektion kann prinzipiell an allen nicht starren Oberflächen auftreten, gleichgültig ob die Oberfläche eben oder gekrümmt zwischen einem gasförmigen Medium und einer Flüssigkeit oder zwei nicht mischbaren Flüssigkeiten gebildet wird. Voraussetzung dafür ist, daß die Oberflächenspannung oder die Grenzflächenspannung von der Temperatur bzw. der Konzentration abhängig ist. Bei reinen Fluiden nimmt die Oberflächenspannung mit der Temperatur ab [16], es gilt:

$$\frac{d\sigma}{dT} < 0 \quad (1)$$

Unterliegt daher eine Phasengrenze einem Temperaturgradienten, so stellt sich auf Grund der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung ein Spannungsunterschied entlang der Oberfläche ein, den wir im folgenden am Beispiel einer Blase in einer Flüssigkeit diskutieren wollen.



**Bild 1.** Kräftebilanz am Flächenelement  $dA$  einer Blase im Temperaturgradientenfeld

An dem Flächenelement  $dA$  einer Blase nach Bild 1 verändert sich über den Winkel  $d\varphi$  infolge eines Temperaturgradienten die Oberflächenspannung von  $\sigma_\varphi$  nach  $\sigma_{\varphi+d\varphi}$  wobei mit den gas- und flüssigkeitsseitigen Wandschubspannungen  $\tau_g$  und  $\tau_f$  die Kräftebilanz erstellt werden kann:

$$(\sigma_\varphi - \sigma_{\varphi+d\varphi})dl - (\tau_g + \tau_f)dA = 0 \quad (2)$$

Die Bogenlänge ist  $dl = R \cdot \sin \varphi d\vartheta$ , das Flächenstück ist  $dA = R^2 \sin \varphi d\varphi d\vartheta$  und setzt man aus der üblichen Reihenentwicklung für  $\sigma_\varphi - \sigma_{\varphi+d\varphi} = -\frac{d\sigma}{d\varphi} d\varphi$  ein, so erhält man:

$$\tau_f + \tau_g = \frac{1}{R} \frac{d\sigma}{d\varphi} \quad (3)$$

An einer Grenzfläche Gas-Flüssigkeit kann die gassetige Schubspannung wegen  $\eta_g \ll \eta_f$  meist vernachlässigt werden. Erfüllt das betrachtete Fluid das Newton'sche Schubspannungsgesetz

$$\tau_R = \eta_f \left[ \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right] \Big|_R \quad (4)$$

mit  $v$  der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung, dann folgt:

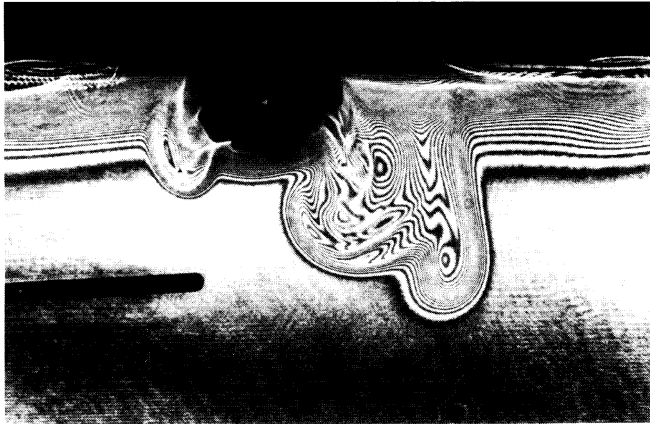
$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = \frac{d\sigma}{dT} \frac{dT}{d\varphi} = \eta_f \left( R \frac{\partial v}{\partial r} + v \right) \Big|_R \quad (5)$$

Man erkennt, daß ein Temperaturgradient in Umfangsrichtung der Blase eine Strömung in der Flüssigkeit und im Gas hervorruft. Beziehung (5) wird bei Berechnungen der Marangonikonvektion als Randbedingung am Blasenrand eingesetzt.

## 3 Messung des Geschwindigkeitsfeldes

Um den Siedevorgang unter Mikrogravitation auf der Erde zu simulieren, wurde an einer nach unten gerichteten Heizfläche in unterkühltem R 113 eine einzelne Dampfblase erzeugt und mit holographischer Interferometrie beobachtet, Bild 2. Das registrierte Dichtefeld entspricht in qualitativer Hinsicht auch dem Temperaturfeld um die Blase. Bemerkenswert ist, daß, von der Blase ausgehend, ein starker Konvektionsstrom aus der stabil geschichteten Grenzschicht gegen den Auftrieb um 2 bis 3 Blasendurchmesser nach unten geschoben wird. Bei bestimmten Heizflächenbelastungen kann diese Konvektion von der einen zur anderen Blasen- seite pulsieren; sie ist meist nicht symmetrisch um die Blase. Bemerkenswert ist auch, daß sich die Konvektion an den Blasenflanken ausbildet und nicht bis zum Blasenkopf durchdringt. Dieses Bild soll zunächst nur demonstrieren, daß in unterkühlter Flüssigkeit die Grenzflächenkonvektion einen nicht zu unterschätzenden Transportmechanismus darstellen kann. Detaillierte Untersuchungen im Labor und unter Schwerelosigkeit sind gegenwärtig noch im Gange.

Da der oben beschriebene Vorgang an Dampfblasen sehr dynamisch ist, wurden an Luftblasen in Silikonölen unter-



**Bild 2.** Thermokapillare Konvektion, von einer Siedebblase in unterkühltem R 113 ausgehend; die Konvektion läuft gegen die Schwerkrafttrichtung

schiedlicher Viskosität Geschwindigkeitsmessungen vorgenommen. Hierzu wurde der Versuchsaufbau nach Bild 3 gewählt.

In einer flüssigkeitsgefüllten Gradientenkammer kann zwischen der horizontalen Heiz- und Kühlplatte (unten) ein linearer Temperaturgradient bis 12 000 K/m mit stabiler Dichteschichtung erzeugt werden. Die mit dem jeweiligen Versuchsfluid gefüllte Meßküvette befindet sich im Zentrum der Gradientenkammer und wird von ihr thermostatisiert. Die Gasblasen werden in die V-förmige Öffnung des sogenannten Blasenhalters mit definierter Größe von 3,5 mm  $\varnothing$  eingebracht und können dort über längere Zeiträume in stabiler Position und Größe gehalten werden. Der Blasen-durchmesser wird während der Messung fortlaufend über ein Mikroskop mit Strichplatte kontrolliert und gegebenenfalls korrigiert. Der Temperaturgradient in der Meßküvette wurde über ein verschiebbares Thermoelement gemessen; geringe Nichtlinearitäten des Temperaturgradienten traten nur außerhalb des eigentlichen Meßvolumens nahe der Heizplatte auf.

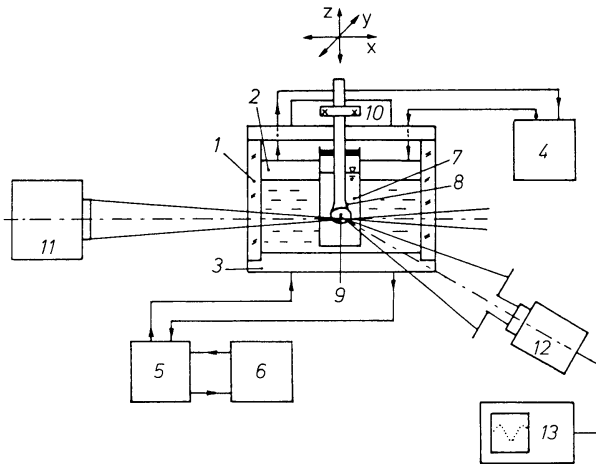
Die Geschwindigkeitsmessung in der Flüssigkeit erfolgt über ein Laser-Doppler-Anemometer. Für die Geschwindigkeitsmessungen in den Silikonölen AK 0,65 erwies sich feines Talkumpulver als optimales Tracermedium, während in den höherviskosen Ölen AK 5, AK 10, AK 20, AK 35 feines Titanoxid eingesetzt wurde.

Der eingestellte Temperaturgradient induziert an der Blase ab einem Minimalgradienten von ca. 800 K/m eine von „warm“ nach „kalt“ und damit nach unten gerichtete Konvektionsströmung, was den Transport warmer Flüssigkeit in kältere Regionen sowie rezirkulative Auftriebsströmung zur Folge hat. Diese Strömungsform ist selbst mit bloßem Auge gut zu beobachten, sie ist stationär und symmetrisch um die Blase angeordnet.

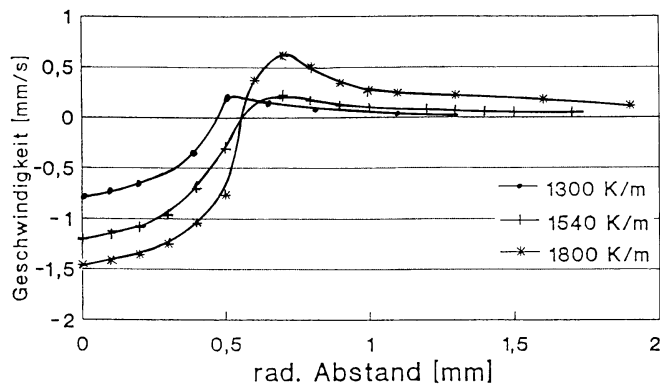
Es wurden insgesamt mehrere Meßreihen mit folgenden Versuchsparametern durchgeführt:

- a) Variation des Temperaturgradienten im Bereich 1100–1800 K/m
- b) Variation der Viskosität der Flüssigkeit Silikonöl (AK 0,65–35)  $\nu = 0,65 \cdot 10^{-6} - 35 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
- c) Verschiedene Meßebenen an der Blase.

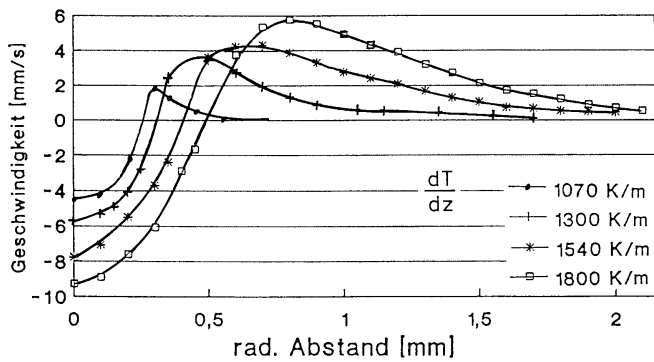
Beispielhaft zeigt Bild 4 die Messung des Geschwindigkeitsprofils an einer Blase in AK 0,65 mit drei verschiedenen Temperaturgradienten bzw. *Ma*-Zahlen. Die Meßebene liegt dabei 0,2 mm unterhalb der horizontalen Blasenmittenebene. Die größten gemessenen Geschwindigkeiten werden in der Meßebene  $\Delta z = 0,6 \text{ mm}$  unterhalb der Blasenmitte gemessen, Bild 5. Dies ist u.a. durch die Blasenhalterung bedingt, da an diesem Rand bei  $\varphi \approx 45^\circ$  an der Blasenoberfläche noch Haftbedingung herrscht, wodurch sich das Geschwindigkeitsmaximum nach unten verschiebt. Ein Vergleich der Volumenströme der Abwärtsströmung verdeutlicht das Ergebnis der Geschwindigkeitsmessungen aus Bild 4 und 5. In der Meßebene 0,6 mm unter der Blasenmittenebene ist die Strömung voll ausgeprägt, während weiter oben z. T. noch



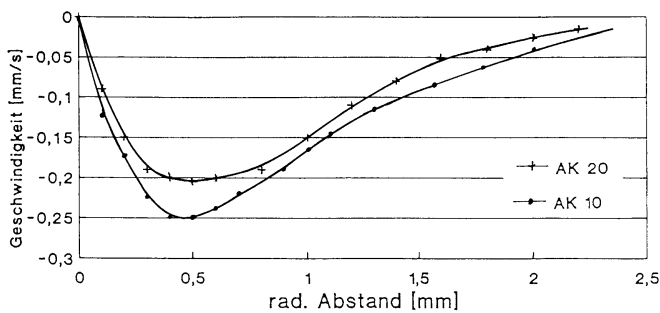
**Bild 3.** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus: 1 Gradientenkammer, 2 Heizplatte, 3 Kühlplatte, 4, 5 Thermostate, 6 Kältemaschine, 7 Meßküvette, 8 Blasenhalter, 9 Luftblase, 10 xyz-Meßschlitten, 11 LDA, 12 Photomultiplier, 13 Korrelator



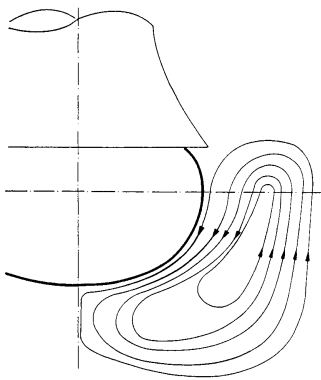
**Bild 4.** Tangentialgeschwindigkeit an einer Blase in AK 0,65 mit verschiedenen Temperaturgradienten, Meßebene 0,2 mm unter der Blasenmitte



**Bild 5.** Tangentialgeschwindigkeit an einer Blase in AK 0,65 mit verschiedenen Temperaturgradienten, Meßebene 0,6 mm unter der Blasenmitte



**Bild 6.** Vertikale Radialgeschwindigkeit unter der Blase bei  $\varphi = 180^\circ$  in AK 10 und AK 20



**Bild 7.** Strömungsfeld um die Blase

radial aus der Umgebung Flüssigkeit zur Blase angesaugt wird. Die Volumenströme sind durch radiale Integration gewonnen, sie bestätigen auch die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessungen, wobei die Volumenströme in Abwärts- und Aufwärtsströmung gleich sind.

In der vertikalen Symmetrieachse auf der Blasenunterseite, d. h. bei  $\varphi = 180^\circ$ , verschwindet nach Gl. (5) die Tangentialgeschwindigkeitskomponente an der Blasenoberfläche. Die Strömung Bild 6 wird hier vertikal nach unten entgegen dem Auftrieb gelenkt. Hier liegt nach der Kontinuitätsgleichung die maximale Radialgeschwindigkeit, was auch durch die Messung bestätigt wird. Nahe der Blasen-

oberfläche ist das erwartete Totwassergebiet zu beobachten. Die nach unten gerichtete warme Strömung wird nach Erreichen des Maximalwertes durch Auftriebskräfte nach oben abgelenkt und bildet die Rezirkulationsströmung, wie es in Bild 7 dargestellt ist.

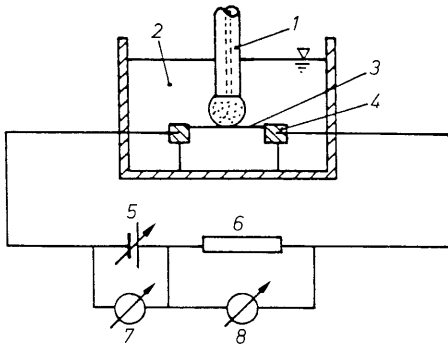
Zusammenfassend betrachtet geben die Messungen Einblick in die charakteristischen Strömungsvorgänge an Blasen durch thermokapillare Kräfte.

- Ab einem minimalen Temperaturgradienten von 800 K/m läuft die Marangonikonvektion in den untersuchten Silikonölen gegen den Auftrieb an.
- Mit steigendem Temperaturgradienten erweitert sich die nach unten gerichtete Konvektionszone in radialer Richtung unter gleichzeitiger Geschwindigkeitszunahme.
- Die Tangentialgeschwindigkeiten an der Blasenoberfläche wachsen in der unteren Blasenhälfte ( $120^\circ < \varphi < 150^\circ$ ) stark an aufgrund auftriebsbedingter Verengung der Abwärtsströmung.
- In Meßebenen nahe der horizontalen Blasenmittenebene wirken sich höhere Temperaturgradienten nur minimal auf die radiale Größe der Konvektionszone aus, jedoch tritt ein deutlicher Geschwindigkeitszuwachs auf.
- Höhere Viskosität bei gleichen Temperaturgradienten ergibt deutliche radiale Ausweitung des Konvektionsgebietes mit kleineren Geschwindigkeiten.
- Der durch die Grenzflächenkonvektion induzierte Flüssigkeitsimpuls wird bei den dünnflüssigen Ölen erst einige Millimeter unter der Blase von den Auftriebskräften kompensiert.

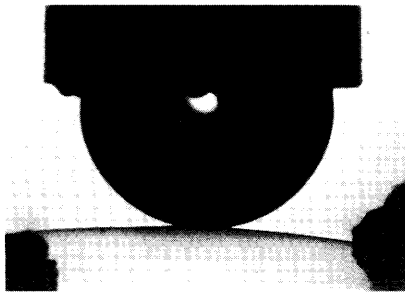
Wichtig ist auch zu bemerken, daß sich die Angaben der Temperaturgradienten  $dT/dz$  auf die durch die Konvektion ungestörte Flüssigkeit beziehen und nicht auf den Temperaturgradienten an der Blasenoberfläche selbst, dieser wurde nicht gemessen. Numerische instationäre Rechnungen zeigen [15], daß an der Blasenoberfläche sich der Temperaturgradient von anfänglich 11 Isothermen ohne Strömung auf 2 abbaut, d. h. daß die Marangonikonvektion an der Blasenoberfläche mit sehr kleinen Temperaturgradienten auskommt und dabei in der Lage ist, die Konvektion gegen die Schwerkraft anzutreiben.

#### 4 Erhöhung des Wärmeübergangs

Zur quantitativen Erfassung des durch kapillare Konvektion verursachten konvektiven Wärmetransports, den eine einzelne Blase bewirken kann, wird ein Experiment mit einem Meßaufbau nach Bild 8 verwendet. Ein 3 mm langer Platindraht von 0,02 mm Durchmesser dient als Heizer in der Versuchsflüssigkeit. Über einen durchbohrten Blasenhalter und eine handelsübliche Spritze kann der Draht mit einer Luftblase von etwa 2,5 mm Durchmesser so beaufschlagt werden, daß gerade die Blasenmitte den Draht berührt, siehe Bild 9. Die Heizleistung am Draht wird über Strom und Spannung und dessen mittlere Temperatur über den



**Bild 8.** Versuchsaufbau zum Wärmetransport (schematisch): 1 Blasenhalter mit integriertem Thermoelement und Blase bzw. Teflonkugel, 2 T Meßstelle, 3 Pt-Draht, 4 Drahthalterung, 5 regelbare Konstantspannungsquelle, 6 Strommeßwiderstand, 7, 8 x, t-Schreiber



**Bild 9.** Luftblase 2,5 mm  $\varnothing$  am Pt-Heizdraht ( $l=3$  mm,  $D=0,02$  mm)

**Tabelle 1.** Ausgewählte Stoffwerte der für die Wärmetransportmessungen verwendeten Flüssigkeiten. Die Wasser/Methanol-Gemische sind durch Gewichts-% bezogene Werte angenähert

Flüssigkeit	$T_{sat}$ (lbar) [°C]	$\sigma \cdot 10^3$ [N/m]	$-d\sigma/dT \cdot 10^3$ [N/Km]	$\eta \cdot 10^3$ [Ns/m <sup>2</sup> ]	$a \cdot 10^9$ [m <sup>2</sup> /s]
R113	47,5	19	0,13	0,681	50,7
CCl <sub>2</sub> F-CCIF <sub>2</sub>					
iso-Propanol	82,3	24	0,077	2,06	82,3
C <sub>3</sub> H <sub>9</sub> OH					
Äthanol	78,4	23	0,90	1,08	87,6
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH					
Methanol	64,5	22	0,084	0,540	94,4
CH <sub>3</sub> OH					
50 W/50 M (Gew.-%)	82,3	51	0,17	0,752	118
80 W/20 M (Gew.-%)	92,9	67	0,23	0,880	133
90 W/10 M (Gew.-%)	96,5	73	0,24	0,921	137
95 W/05 M (Gew.-%)	98,2	76	0,25	0,943	140
Wasser H <sub>2</sub> O	100,0	78	0,26	0,959	142

Widerstand gemessen. So wurden für verschiedene Flüssigkeiten, siehe Tabelle 1, Wärmeübergangskurven  $q'(T)$  bzw.  $Nu(Ma)$  für zwei bzw. drei Konfigurationen gemessen:

1. freier Draht
2. Draht mit Blase
3. Draht mit Teflonkugel.

Die Messungen wurden im Gebiet der freien Konvektion bis kurz vor Siedebeginn unter Atmosphärendruck, also bei  $p \approx 1$  bar durchgeführt, somit ergeben sich für die verschiedenen Flüssigkeiten zwangsläufig unterschiedliche Unterkühlungsgrade.

Bei der Konfiguration freier Draht wird der Wärmeübergang bei freier Konvektion an einem dünnen Draht in der Flüssigkeit gemessen. Zum besseren Vergleich sind auch bei diesen Messungen ohne Blase die Nusselt- ( $Nu$ ) und Marangoni-Zahl ( $Ma$ ) auf den bei allen Messungen gleichen Drahtdurchmesser bezogen. Bei der Konfiguration Draht mit Blase wird die Erhöhung des Wärmeübergangs durch die  $Ma$ -Konvektion deutlich, wobei diese die Auftriebskonvektion unterstützt. Allerdings ist hier nicht auszuschließen, daß auch ein geringer Erhöhungseffekt durch Verdampfung und Kondensation durch die Blase hindurch erfolgen kann. Jedoch ist dieser sicher gering, da die Drahttemperatur bei allen Messungen unter der Sättigungstemperatur lag und die verstärkte Konvektion um die Blase einfach zu beobachten war. Ferner war während den Messungen keine Volumenänderung der Blase zu beobachten, was Verdampfungseffekte nahezu ausschließt.

Die Konfiguration Draht mit Teflonkugel von gleichem Durchmesser wie die Blase wurde durchgeführt, um die Veränderung des Wärmeübergangs aufgrund der durch die Blase am Draht strömungsmechanisch veränderten Geometrie zu erfassen.

Die Marangoni-Zahl wurde wie folgt definiert:

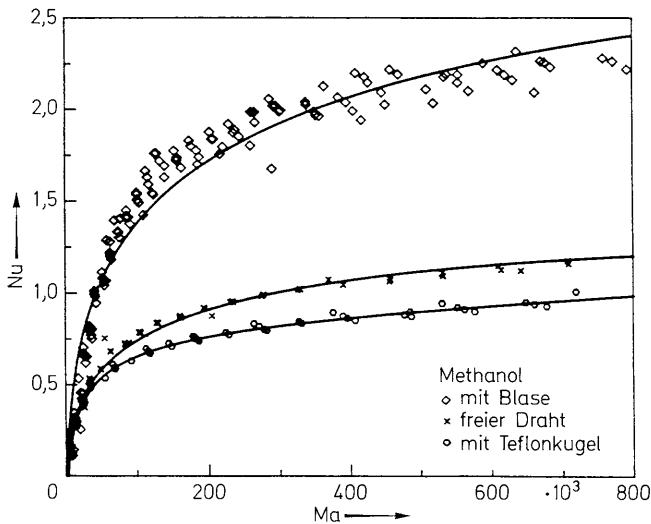
$$Ma = \frac{d\sigma/dT \Delta T D}{a \eta} \quad (6)$$

wobei  $\Delta T = T_D - T_\infty$  ist, mit  $T_D$  der Drahttemperatur und  $T_\infty$  der Flüssigkeitstemperatur.  $D$  ist der Drahtdurchmesser,  $a$  ist die Temperaturleitfähigkeit und  $\eta$  die dynamische Viskosität. Analog ist die  $Nu$ -Zahl gebildet:

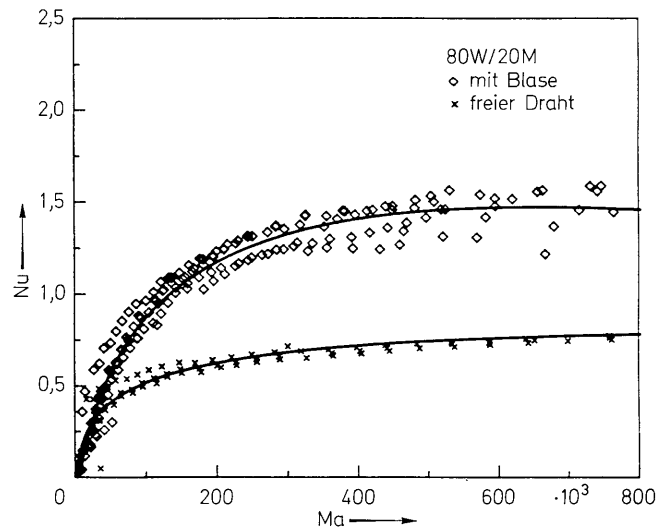
$$Nu = \frac{\dot{q}}{\Delta T} \cdot \frac{D}{\lambda} \quad (7)$$

mit  $\dot{q}$  der Wärmestromdichte am Draht.

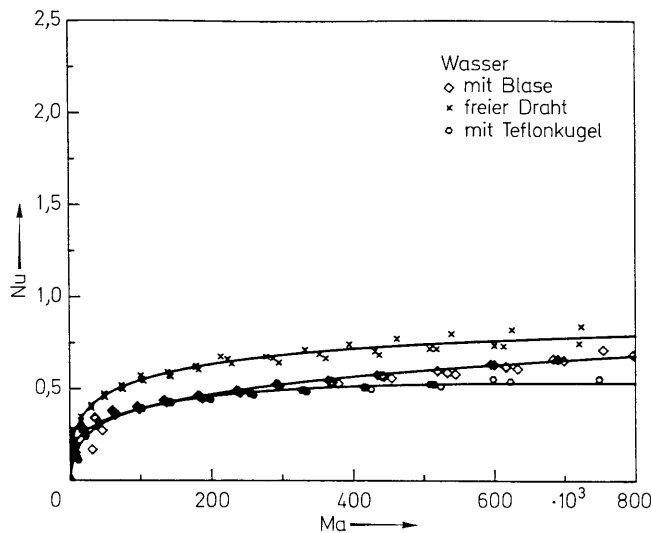
Als ein Beispiel sind in Bild 10 die Ergebnisse von Methanol gezeigt. Der Wärmeübergang mit Blase steigt über das 2-fache der freien Konvektion an und bleibt bei diesem Verhältnis auch bei höheren  $Ma$ -Zahlen. Dies deutet darauf hin, daß sich eine Art stationärer Zustand einstellt, d.h. die  $Ma$ -Konvektion baut das Temperaturfeld an der Blase selbst ab. Die Erhöhung des Wärmeübergangs ist insoweit beachtenswert, da wie am Bild 9 zu erkennen ist, nur ein kleiner Anteil



**Bild 10.** Wärmeübergang in Methanol am freien Draht, mit Luftblase und mit Teflonkugel



**Bild 12.** Wärmeübergang an einem 80 Gew.-% Wasser und 20 Gew.-% Methanol-Gemisch am freien Draht, mit Luftblase und mit Teflonkugel



**Bild 11.** Wärmeübergang in Wasser am freien Draht, mit Luftblase und mit Teflonkugel

der Drahtfläche mit der Luftblase belegt ist. Die Teflonkugel behindert erwartungsgemäß die Strömung, wodurch der Wärmeübergang um ca. 20–30% verringert wird. Qualitativ gleiche Ergebnisse wurden mit den Flüssigkeiten R 113, Propanol und Äthanol erzielt.

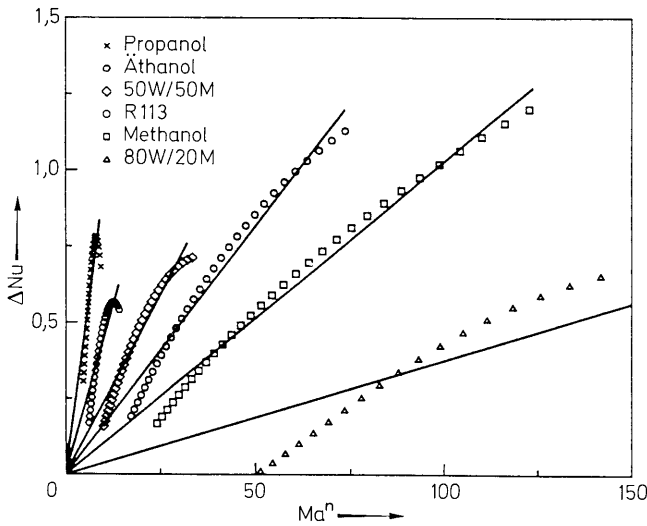
Beaufschlagt man in reinem Wasser den Draht mit einer Luftblase, so stellt man jedoch, analog zur Teflonkugel, ein Absinken der  $Nu$ -Zahlen um ca. 30% fest, Bild 11. Dabei konnten keine signifikanten Unterschiede im Ergebnis festgestellt werden, ob Leitungswasser, entionisiertes oder bidestilliertes Wasser verwendet wurde. Für das Nicht-Auftreten der  $Ma$ -Konvektion in Wasser wird gemeinhin die Kontamination der Oberfläche durch Verunreinigungen verantwortlich gemacht, die sich an der Oberfläche anreichern und

damit die Oberflächenenergie verändern soll. Im Falle der  $Ma$ -Konvektion müßte sich diese Veränderung aber auf den Oberflächenspannungsgradienten  $d\sigma/dT$  auswirken, denn nur dieser ist für die Anregung der Konvektion maßgebend. Es muß ferner beachtet werden, daß die Luftblase in der Flüssigkeit selbst erzeugt wurde, so daß kaum Möglichkeiten zur Verunreinigung der Oberfläche gegeben waren. Es scheint, daß ein „Alterungs- oder Struktureffekt“ eher für das Nicht-Auftreten der  $Ma$ -Konvektion verantwortlich ist, zumal auch Beobachtungen vorliegen, daß sich an freien Wasseroberflächen ein Geschwindigkeitsprofil entsprechend einer wirksamen Wandschubspannung einer festen Wand einstellt [17].

Bei höheren  $Ma$ -Zahlen (höheren Drahttemperaturen) steigt der Wärmeübergang des mit der Blase beaufschlagten Drahtes über den der Teflonkugel an. Dies könnte auf eine langsam einsetzende  $Ma$ -Konvektion oder auf den Verdampfungs-Kondensationsmechanismus in der Blase zurückgeführt werden, wobei letzteres wahrscheinlicher erscheint. Jedoch bleibt die Drahttemperatur bei den Messungen deutlich unterhalb der Sättigungstemperatur.

Um den Effekt des Nicht-Auftretens der  $Ma$ -Konvektion noch genauer zu untersuchen, wurden Methanol-Wassergemische hergestellt. Bis zu Konzentrationen von 80 Gew.-% Wasser und 20 Gew.-% Methanol trat  $Ma$ -Konvektion auf, siehe Bild 12. Bei 90% Wasser und 10% Methanol und 95% Wasser und 5% Methanol trat, wie bei reinem Wasser, durch die Luftblase eine Verringerung des Wärmeübergangs, also keine  $Ma$ -Konvektion auf.

Ziel der Wärmeübergangsmessung war, die durch  $Ma$ -Konvektion erzielte Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber der freien Konvektion festzustellen, wobei natürlich eine gegenseitige Beeinflussung nicht auszuschließen war. Nur Versuche unter Schwerelosigkeit könnten den reinen



**Bild 13.** Erhöhung des Wärmeübergangs  $\Delta Nu$  über  $Ma^n$ ; für verschiedene Flüssigkeiten

**Tabelle 2.**  $C_i, n_i$  der Flüssigkeiten in  $\Delta Nu = C_i \cdot Ma^{n_i}$  in Gl. (8)

Flüssigkeit	$C_i$	$n_i$
Propanol	0,0914	0,172
Äthanol	0,0444	0,201
50 W/50 M	0,0235	0,256
R113	0,0163	0,3163
Methanol	0,0103	0,354
80 W/20 M	0,00377	0,391

Effekt der  $Ma$ -Konvektion aufzeigen. Da in den vorangegangenen Ausführungen auch die Messungen ohne Blase bereits auf eine nur rechnerisch relevante  $Ma$ -Zahl bezogen wurden (dies ist ohne Schwierigkeiten möglich, da alle Messungen mit Blase mit gleichem  $D$  durchgeführt wurden, und damit  $Nu = f(Ma)$  gleichbedeutend ist mit  $\alpha = f(T)$ ), läßt sich die Erhöhung des Wärmeübergangs auch leicht durch die Differenz der  $Nu$ -Zahlen

$$\Delta Nu = Nu(\text{mit Blase}) - Nu(\text{freier Draht})$$

ausdrücken.

Bild 13 zeigt den Verlauf von  $Nu$  über  $Ma^n$  für Flüssigkeiten mit positivem  $\Delta Nu$ . Die Geraden stellen ein Potenzgesetz der Form

$$Nu = C_i Ma^{n_i} \tag{8}$$

dar. Die Werte  $C_i, n_i$  sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Es zeigt sich, daß die Erhöhung des Wärmeübergangs nicht mit einem universellen Exponenten beschrieben werden kann. Bei niedrigen  $Ma$ -Zahlen weichen die Messungen von der Geraden ab und zeigen, daß erst ab bestimmten Werten von  $Ma^{n_i}$  die  $Ma$ -Konvektion einen zusätzlichen Beitrag zum Wärmeübergang liefert. Bei höheren  $Ma$ -Zahlen nimmt der Anstieg der Erhöhung des Wärmeübergangs ab, es deutet sich eine konstante Überhöhung an, die bei Propanol und Äthanol sogar rückläufig ist.

### 5 Schlußbemerkung

Mit den beiden hier beschriebenen Experimenten soll aufgezeigt werden, daß die  $Ma$ -Konvektion bei Wärmetransportvorgängen mit freien Flüssigkeitsoberflächen einen nicht zu unterschätzenden Einfluß hat. Die durch Oberflächenspannungsgradienten erzeugten thermokapillaren Kräfte können auch gegen den Auftrieb Konvektion antreiben. Durch den Auftrieb bedingt stellt sich um die Blase eine Rezirkulationsströmung ein. Versuche zum Wärmeübergang zeigen, daß durch die Grenzfläche einer Luftblase an einem beheizten Draht der Wärmeübergang verdoppelt werden kann, obwohl nur ein kleiner Teil der Heizfläche mit der Blase belegt war. Ein einfaches Potenzgesetz kann die Erhöhung des Wärmeübergangs nur unvollkommen beschreiben; vor allem konnte kein einheitlicher Exponent gefunden werden. Bei Experimenten mit Wasser wurde keine  $Ma$ -Konvektion beobachtet.

Diese Arbeiten wurden als bodenbegleitende Experimente im Rahmen der vom BMFT geförderten Experimente „Sieden unter Mikrogravitation“ durchgeführt.

### Literatur

1. Marangoni, Carlo: Sull' espansione delle gocce di un liquido galleggianti sulla superficie di altro liquido. Pavia, tip. Fusi. Agosto 1865
2. Marangoni, Carlo G. M.: Ueber die Ausbreitung der Tropfen einer Flüssigkeit auf der Oberfläche einer anderen. Poggendorff's Annalen Physik Chemie 143 (1871) 337–354
3. Marangoni, Carlo G. M.: Verteidigung der Theorie der Oberflächenelastizität der Flüssigkeiten, Oberflächenplastizität. Beiblätter zu Poggendorff's Annalen Physik Chemie 3 (1878) 842–846
4. Die Heilige Schrift nach der Übersetzung von V. Hamp, M. Stenzel, J. Kürzinger. Stuttgart: Verlag kath. Bibelwerk 1966
5. Loewenthal, Max: Tears of strong Wine. The London, Edinburgh, Dublin Philosophical Magazine Science, ser. 7, vol. 12 (1931) 462–472
6. Thomson, James: On certain curious motions observable at the surfaces of wine and other alcoholic liquors. The London, Edinburgh, Dublin Philosophical Magazine Science, ser. 4, vol. 10 (1855) 330–333
7. Beer, H.: Beitrag zum Wärmeübergang beim Sieden. Prog. Heat Mass Transfer 2 (1969) 311–370
8. Gaddis, E. S.: The Effects of Liquid Motion Induced by Phase Change and Thermocapillarity on the Thermal Equilibrium of a Vapor Bubble. Int. J. Heat Mass Transfer 15 (1972) 2241–2250
9. Baranenko, V. I.; Chichkan, L. A.: Thermocapillary Convection in the Boiling of Various Fluids. Heat Transfer, Soviet Research 12, (1980) 40–44
10. Huplik, V.; Raithby, G. D.: Surface tension effects in boiling from downward-facing Surface. J. Heat Transfer, Series C ASME (1972) 403–409
11. Jabardo, J. M. S.; Barclay, G. J.: Capillary flows around hemispherical bubbles. Proc. 7th, Int. Heat Transfer Conf. München 4, (1982) 15–21
12. Chun, C.-H.: Numerical study on the thermal marangoni convection and comparison with experimental results from the TEXUS-rocket program. Acta Astronautica 11 (1984) 227–232

13. Hammerschmid, P.: Bedeutung des Marangoni-Effekts für metallurgische Vorgänge. *Stahl und Eisen* 107 (1987) 61–66
14. Martinez, J.; Haynes J. M.; Langbein, D.: *Fluid statics and capillarity in fluid science and material science in space*. (Ed. H. U. Walter) Berlin Heidelberg New York: Springer 1987
15. Weinzierl, A.; Straub, J.; Zell, M.: Spacelab Nutzung: Untersuchung des Wärmeübergangs und seiner Transportmechanismen bei Siedevorgängen unter Schwerelosigkeit. *BMFT-Forschungsbericht W86-021* (1986)
16. Do, V. T.; Straub, J.: Surface tension, coexistence curve and vapor pressure of binary liquid-gas mixtures. *Int. J. Thermophysics* 7, pp. 41–51
17. Merker, G. P.; Grigull, U.: Freie Konvektion in einem flachen Behälter mit und ohne Rotation. *Wärme-Stoffübertrag.* 8 (1978) 101–102

J. Straub  
A. Weinzierl  
M. Zell  
Technische Universität München  
Thermodynamik A  
Arcisstr. 21  
D-8000 München 2  
Eingegangen am 28. Mai 1990