

4. Oberflächenoszillationen

METZGER [Metzger86] beobachtete in derselben Küvette, wie sie in dieser Arbeit verwendet wird, starke Oberflächenoszillationen, wenn er die Küvette nicht exakt füllte, sondern die Flüssigkeitsoberfläche leicht absenkte und dadurch einen Meniskus an den Seitenwänden hervorrief. Diese Instabilität tritt zum Beispiel für eine Temperaturdifferenz von 52,5 K zwischen den Oberflächenheizern und 10,0 K zwischen den Volumenheizern oder für eine Temperaturdifferenz von ebenfalls 52,5 K zwischen den Oberflächenheizern und 20,0 K zwischen den Volumenheizern auf. Dabei wurde die Instabilität als Oberflächenwelle mit einer Wellenlänge von ca. 4 mm charakterisiert.

Abb. 4.1  Video der Oberflächenoszillation auf CD.

METZGER weist bereits auf den Einfluß des Füllstandes auf das Auftreten der Instabilität hin. Danach tritt die Instabilität zunächst bei exakt gefüllter Küvette nicht auf, bis beim Absenken ein gewisser Füllstand erreicht ist. Wird die Flüssigkeitsoberfläche weiter abgesenkt, verschwindet die Instabilität wieder. Bei einem erneuten Ansteigen des Füllstandes erscheint die Instabilität wieder, um bei weiterem Ansteigen des Füllstandes erneut zu verschwinden.

In diesem Kapitel wird die Instabilität zunächst mit Hilfe von Shadowgraph- und von Thermoelementmessungen charakterisiert. Dabei wird gezeigt, daß es sich nicht um eine laufende Welle mit etwa 4 mm Wellenlänge handelt, sondern um mehrere stehende Wellen, die der Beschreibung aus Kap. 2.11 entsprechen.

Durch Veränderung der Küvettegeometrie und damit der Ausdehnung der oszillierenden Oberfläche werden die einzelnen auftretenden Schwingungsmoden identifiziert.

Anschließend wird untersucht, wie das Auftreten der beobachteten Oberflächenoszillationen von der an die Küvette angelegten Temperaturdifferenz und von der Form des Meniskus abhängt. Dabei zeigt sich das Auftreten einer kritischen Temperaturdifferenz, unterhalb der die jeweilige Oszillationsmode nicht auftritt. Bezüglich der Meniskusform wird ein minimaler und maximaler Winkel gefunden, außerhalb derer die jeweilige Mode ebenfalls nicht auftritt. Damit wird gezeigt, daß sowohl die angelegte Temperaturdifferenz als auch die Meniskusform ausschlaggebende Parameter für das Auftreten der Oszillationen sind.

Wichtig ist dabei der Unterschied dieser kritischen Parameter zwischen den Oszillationsmoden. Dieser läßt den Schluß zu, daß für die Oszillationsmoden mehrere Anregungen vorhanden sind.

Durch unabhängiges Verstellen der Meniskusform an der heißen und an der kalten Wand wird gezeigt, daß die Meniskusform an der kalten Wand ausschlaggebend für das Auftreten der Oszillationen ist. Dies gibt einen Hinweis auf den Ort der Anregung.

Das Auftreten einer Oberflächenoszillation konnte in dieser Arbeit zunächst für eine Temperaturdifferenz zwischen den Oberflächenheizern von 52,5 K und Das Auftreten einer Oberflächenoszillation konnte in dieser Arbeit zunächst für eine Temperaturdifferenz zwischen den Oberflächenheizern von 52,5 K und einer Temperaturdifferenz von 20,0 K zwischen den Volumenheizern reproduziert werden. Dabei tritt die selbe Abhängigkeit vom Füllstand der Küvette auf wie von METZGER beschrieben.

Nach Auftreten der Oberflächenoszillationen wurden die verwendeten Thermostate für einen kurzen Zeitraum abgeschaltet. Obwohl die Temperaturdifferenz dabei innerhalb von 20 s auf 45 K abfiel, blieb die Oberflächenoszillation erhalten. Es kann also ausgeschlossen werden, daß die Oberflächenoszillationen durch Vibrationen der Thermostate erzeugt werden.

In einem weiteren Experiment wurde die Oberfläche beobachtet, während die Temperaturdifferenz sowohl zwischen den Oberflächenheizern als auch den Volumenheizern $\Delta T=0$ K betrug (die Thermostate liefen jedoch). Unabhängig vom Füllstand in der Küvette treten dabei keine Oberflächenoszillationen auf.

Die Aufrechterhaltung der Oberflächenoszillation trotz schneller Verringerung der Temperaturdifferenz zeigt schon, daß der Parameterbereich, in dem dieser Effekt auftritt nicht so scharf ist, wie METZGER vermutet hat. Bei Untersuchungen mit einer Temperaturdifferenz zwischen den Volumenheizern von 10,0 K, 30,0 K, und 52,5 K bei einer Temperaturdifferenz von stets 52,5 K zwischen den Oberflächenheizern wird keine Veränderung der Oberflächenoszillation beobachtet. Dabei ist besonders interessant, daß die Oberflächenoszillation auch auftritt, wenn die Temperaturdifferenz der Volumenheizer genauso groß wie die der Oberflächenheizer ist. Nach METZGER [Metzger86] treten für diesen Fall keine Zeitabhängigkeiten des Hauptstroms der Küvette auf. Man kann daher den Schluß ziehen, daß die Oberflächenoszillation nicht durch Zeitabhängigkeiten im Hauptstrom der Küvette angetrieben werden.

Messungen bei gleicher Temperaturdifferenz zwischen Volumenheizer und Oberflächenheizer haben zwei Vorteile:

- Es treten keine störenden Zeitabhängigkeiten im Hauptstrom der Küvette auf.
- Die isolierende Teflonschicht zwischen Oberflächenheizer und Volumenheizer kann entfernt und beide Heizer mit einem Thermostaten gespeist werden, d. h. die Trennung in Oberflächen- und Volumenheizer kann aufgegeben werden. Dies stellt sicher, daß keine Artefakte durch den Einfluß der schlechten thermischen Anbindung von Fluid an die Thermode entlang der Teflonisolation entstehen. Eine Veränderung der Oberflächenoszillation nach Entfernen der Isolationsschicht wurde nicht beobachtet. Es kann also ausgeschlossen werden, daß es sich bei den Oberflächenoszillationen um einen Artefakt im Zusammenhang mit der Teflonisolierung handelt.

Im weiteren Verlauf wurden aus beiden Gründen alle Experimente mit entfernter Isolationsschicht durchgeführt.

4.1 Ergebnisse aus der Shadowgraph-Untersuchung

Abb. 4.2 zeigt die shadowgraphische Abbildung der Grundschiwingung der Flüssigkeitsoberfläche. Dazu wurde die Oberfläche extern durch einen leichten Schlag gegen die Küvette angeregt. Das Ergebnis ist eine abklingende Schwingung.

Bei der Grundschiwingung der Oberfläche handelt es sich um eine Schwingung in y-Richtung, also senkrecht zur Hauptstromrichtung, mit einer Wellenlänge, die der doppelten Breite der Küvette (41 mm) entspricht. Die Knotenlinie liegt dabei in der Küvettenmitte entlang der x-Richtung; zwei Bäuche liegen jeweils an den Seitenwänden.

In der Shadowgraph-Abbildung zeigt sich die Grundschiwingung in der Form, daß das Abbild der Oberfläche in y-Richtung versetzt wird. Dabei zeigt der obere Teil die Begrenzungslinie an der kalten Thermode und der untere Teil die heiße Thermode. Die linke Seite entspricht der vorderen Stirnwand, die rechte der hinteren. Diese Versetzung entspricht der Verkippung der Oberfläche in y-Richtung.

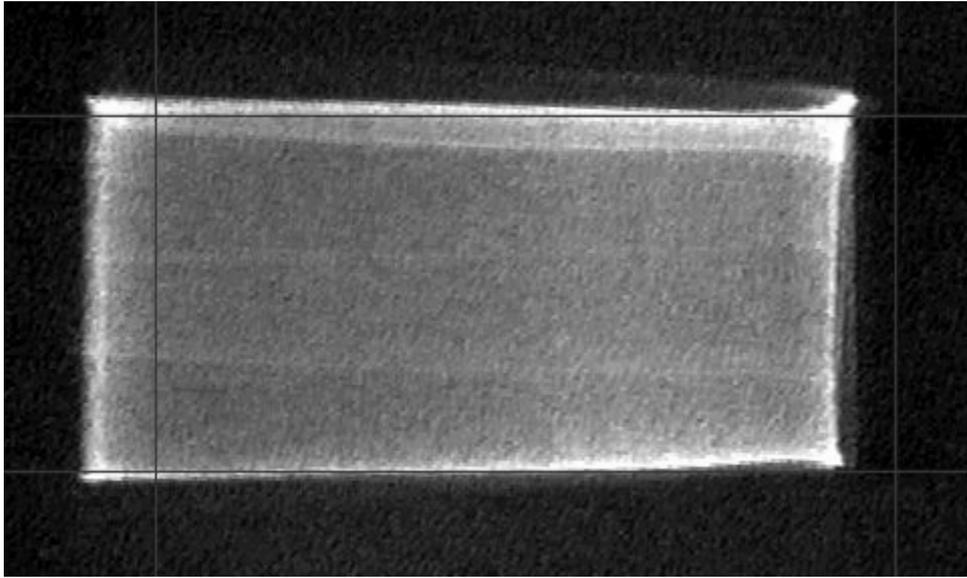


Abb. 4.2 Mode $m = 1$ der Oberflächenschwingung nach externer Anregung (siehe Text).

 Video auf CD.

Da das Shadowgraph-Bild vorwiegend die Winkelveränderungen an den Seiten- und Stirnwänden der Küvette zeigt, bedeutet eine Versetzung des in Abb. 4.2 dargestellten Bildes nach links, daß die Küvette auf der linken Seite etwas mehr gefüllt, die Oberfläche also nach rechts geneigt ist. Gleichzeitig sieht man dann eine Zunahme der Höhe der Abbildung. Auch diese zeigt, daß dieser Bereich der Küvette etwas mehr gefüllt ist. Durch die defokussierende Wirkung erscheint der linke Bereich der Abbildung etwas dunkler. Auf der rechten Seite der Abbildung findet man das Gegenteil: Die Abbildung der Seitenwand ist nach links versetzt, die Höhe der Abbildung wird kleiner und die Helligkeit nimmt zu. Demnach ist die Oberfläche konkav geformt, also etwas geringer gefüllt.

Abb. 4.3 zeigt die Shadowgraph-Abbildung der Oberflächenoszillation bei einer Temperaturdifferenz von 31,5 K bei einer Küvettenunterfüllung bei der die Oszillation nahe am Maximum der Amplitude ist.

Dem eigentlichen Bild ist ein "Geisterbild" überlagert. Es entsteht durch eine sekundäre Reflexion am verwendeten Strahlteiler. Das "Geisterbild" ist dabei das Bild, das sich während des Ablaufs des Videos vom Rest der Abbildung abtrennt und dort stark in der Höhe verzerrt

erscheint. Die bei manchen Bildern sichtbaren Wellen mit geringer Wellenlänge entstehen durch äußere Störungen, insbesondere Störungen durch Schwingungen des Gebäudes.

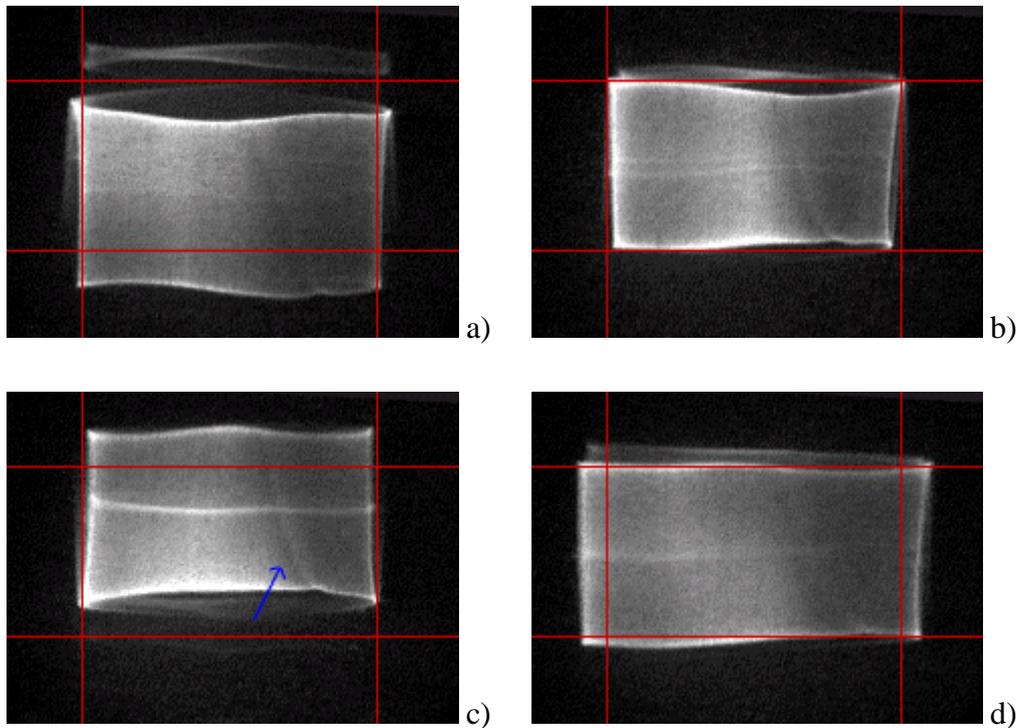


Abb. 4.3 Shadowgraph-Abbildung der Oberflächenoszillation. Die Bilder zeigen die Oberfläche zu unterschiedlichen Phasen (a: 0° , b: 90° , c: 180° und d: 270°) bei der Oberflächen-schwingung.

$\Delta T = 31,0 \text{ K}$, $h \sim 1,5 \text{ mm}$, $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $L = 20 \text{ mm}$, $B = 41 \text{ mm}$.

 Video auf CD.

Im rechten Bereich der Abbildung erkennt man eine feine Linie, die etwa 5 mm von der rechten Stirnwand an der heißen Seitenwand beginnt (dort sieht man eine deutliche Verformung der Oberfläche) und zu einer Stelle etwa 8 mm von der rechten Stirnwand an der kalten Seitenwand läuft (siehe blau eingezeichneter Pfeil). Hierbei handelt es sich um den Abstrom einer dreidimensionalen Strömung, die im Hauptstrom zu finden ist. Wahrscheinlich handelt es sich hierbei um eine *dreidimensionale stationäre Instabilität* (3DSI) [Benz00]. Aufnahmen mit Lichtschnitt haben gezeigt, daß dazu ein Aufstrom entsprechend auf der linken Seite der Küvette existiert, der aber im Shadowgraph-Bild nicht zu sehen ist.

Bezüglich der Oszillation der Oberfläche findet man drei Moden. Am auffälligsten ist eine Schwingung in x-Richtung, also entlang der Hauptstromrichtung. Zu erkennen ist sie an der

deutlichen vertikalen Versetzung der Abbildung. Es handelt sich bei dieser Mode um die Mode mit der größten Wellenlänge für eine Schwingung in x-Richtung ($n = 1$). Die Knotenlinie liegt entlang der Mittelachse in y-Richtung, zwei Bäuche liegen jeweils an den Seitenwänden der Küvette. Die Spaltbreite der Küvette (20 mm) entspricht der halben Wellenlänge, so daß sich rechnerisch eine Oszillationsfrequenz von 6,24 Hz ergibt; um den Übergangsbereich an den Seitenwänden ($\lambda_{\text{kap.}}/2$) verkürzt ergeben sich 7,3 Hz (vgl. Kap. 2.11).

Weiterhin erkennt man eine periodische Vergrößerung der Abbildung in der Horizontalen. In der gleichen Periode wird die Abbildung im Mittelbereich vertikal größer und kleiner, die Ränder verhalten sich vertikal genau umgekehrt. Es handelt sich dabei um die Abbildung der Mode $m = 2$, einer Schwingung in y-Richtung mit einer Wellenlänge von etwa 40 mm; die halbe Wellenlänge entspricht also der halben Breite der Küvette. Es entstehen zwei Knotenlinien jeweils bei $1/4$ und $3/4$ der Breite der Küvette senkrecht auf der y-Achse stehend. Bäuche der Schwingung bilden sich an den beiden Stirnwänden und in der Mitte der Küvette. Die Schwingung hat ungefähr die gleiche Wellenlänge wie Mode $n = 1$, ist aber um 90° in der Phase verschoben. Rechnerisch ergibt sich eine Oszillationsfrequenz von 6,24 Hz bzw. 6,7 Hz.

Etwas schwieriger zu erkennen ist die dritte Mode. In der Abbildung erkennt man sinusartige Verformungen der Ober- und Unterkante. Sie haben offensichtlich keine festen Phasenbeziehung zu den oben genannten Moden und sind an Ober- und Unterkante leicht phasenversetzt. Dabei ist wechselseitig die Verformung an der Oberseite stärker als an der Unterseite und umgekehrt. Betrachtet man die Verbindungslinie zwischen den Bäuchen an der Ober- und an der Unterkante, so bilden diese annähernd einen rechten Winkel zur Diagonalen zwischen zwei Ecken der Küvette.

Diese Erscheinung läßt sich durch das Auftreten von zwei phasengleichen Schwingungen der Mode $k=1, l=1$ entlang der Küvettendiagonalen erklären. Die Knotenlinie der ersten Schwingung steht dabei stets senkrecht auf der ersten Diagonalen und verläuft durch die Mitte der Küvette. Für die Knotenlinie der zweiten Schwingung gilt das gleiche, jedoch steht sie senkrecht auf der entgegengesetzten Diagonalen. Die halbe Wellenlänge entspricht also der Länge der Diagonalen der Küvette (45,6 mm). Rechnerisch ergibt sich unter der Annahme einer Schwerewelle eine Oszillationsfrequenz von 4,14 Hz; um $\lambda_{\text{kap.}}/2$ verkürzt 4,4 Hz. Damit handelt es sich um die Mode mit der längsten möglichen Wellenlänge für eine Schwingung entlang der Diagonalen. Gleichzeitig handelt es sich um die langwelligste stabile Schwingungsmode der Flüssigkeitsoberfläche.

Dieser Schwingung dürfte noch die Mode $k=3, l=3$ überlagert sein. Sie hat ebenfalls zwei

Kontenlinien in der Mitte der Küvette senkrecht auf beiden Diagonalen stehend. Zusätzlich befinden sich je zwei Knotenlinien an den Ecken der Küvette. Sie stehen ebenfalls senkrecht auf den Diagonalen. Die halbe Wellenlänge ergibt sich entsprechend aus einem Viertel der Länge der Diagonalen, also 11,4 mm; die Oszillationsfrequenz zu 8,3 Hz. Abzüglich des kapillaren Übergangsbereichs ergeben sich 8,8 Hz. Das Auftreten dieser Mode entspricht den Erwartungen von BRYANT und STIASSNIE (vgl Kap. 2.11).

Die Betrachtung der selektierten Oberflächenschwingungen zeigt ein deutlich unterschiedliches Bild zur nicht-selektiven Anregung der Oberflächenschwingungen:

Bei der nicht-selektiven Anregung wird lediglich die Grundschiwingung der Oberfläche in y-Richtung, Mode $m = 1$, beobachtet. Diese Schwingung wird beim Auftreten der Oberflächenoszillationen nicht gefunden. Statt dessen werden die Grundschiwingung in x-Richtung (Mode $n = 1$), die Grundschiwingung entlang der Diagonalen (Mode $k=1, l=1$) und die erste Oberschiwingung in y-Richtung (Mode $m = 2$) angeregt. Dies ist insbesondere interessant, weil die erste Oberschiwingung und vor allem die Grundschiwingung entlang der Diagonalen aufgrund ihrer Form stärker gedämpft sind als die Grundschiwingung in y-Richtung. Dies läßt die Vermutung zu, daß die Moden $n=1$ und $m=2$ selektiv und durch dieselbe Quelle angeregt werden.

Abb. 4.4  Video der Oberflächenoszillation auf CD.

Diese Beschreibung der Oberflächenoszillation widerspricht der von METZGER [Metzger86]. Er beschreibt sie als Oberflächenwellen mit einer Wellenlänge um 4 mm. Abb. 4.4 zeigt ein von Metzger aufgenommenes Videobild, auf dem die Oberflächenoszillation zu sehen ist. Dabei handelt es sich um einen Lichtschnitt entlang der Hauptstromrichtung der Küvette ungefähr in der Mitte der Küvette. Die eingebrachten Schwebeteilchen bewegen sich entlang der Hauptstromrichtung und gleichzeitig vertikal mit der Schwingung der Experimentierflüssigkeit aufgrund des sich in der Mitte der Küvette gebildeten Bauchs der Mode $m=2$. So entsteht der Eindruck einer laufenden Welle mit geringer Wellenlänge.

4.2 Ergebnisse aus den Thermoelement-Untersuchungen

Zur genauen Vermessung der Frequenz der Oberflächenoszillation wurden Messungen mit einem Thermoelement durchgeführt. Das Thermoelement wurde nahe der kalten Thermode im Meniskus nahe der Oberfläche plziert. Dabei befindet es sich in y-Richtung gesehen in der Mitte der Küvette zwischen beiden Seitenwänden. Die Temperaturdifferenz betrug $\Delta T=45,5$ K.

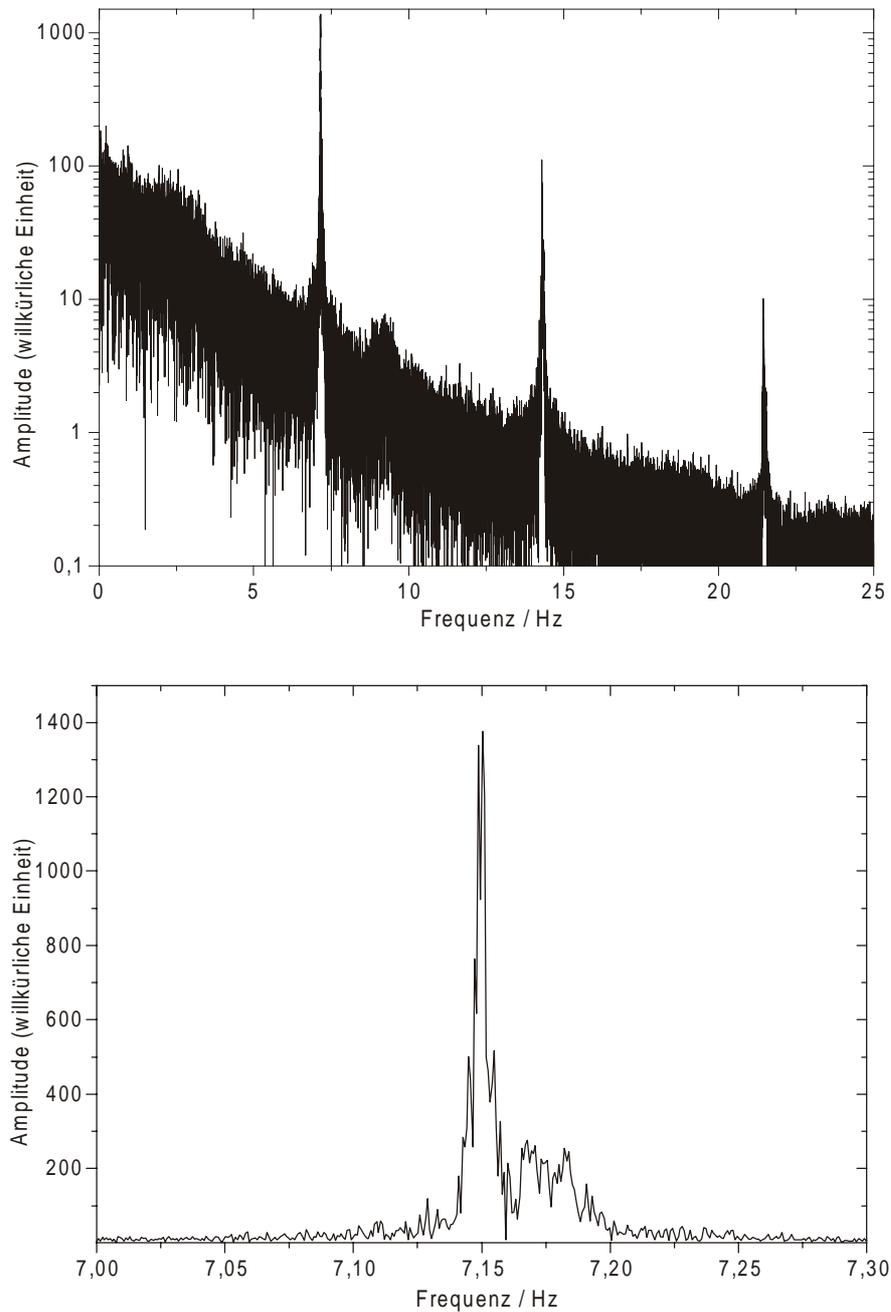


Abb. 4.5 *Fourierspektrum der Oberflächenoszillation bei einer Unterfüllung von 1,5 mm.*

$\Delta T=45,5$ K, $T_M=20$ °C, $L=20$ mm, $B=41$ mm, $h=1,5$ mm.

 Ausschnitt 9 Hz, 14 Hz und 21 Hz auf CD.

 Datensatz auf CD.

Abb. 4.5 zeigt eine Messung bei einer Unterfüllung von $h=1,5$ mm, also einem Kontaktwinkel zwischen Stirnwand und Oberfläche von 60° . Die Messung zeigt Mode $n=1$ bis zur zweiten

Oberfrequenz. Dabei liegt das Verhältnis von Signal zu Rauschanteil für die Grundfrequenz bei 75/1 und bei immer noch 12/1 für die zweite Oberfrequenz. Es ergibt sich eine Frequenz von $\nu_{n=1}=7,15$ Hz bei einer Halbwertsbreite von 0,07 Hz. Die Frequenz liegt etwas unter der errechneten Frequenz von 7,3 Hz.

Aufgrund der Dispersion von Schwerewellen muß zwischen Oberfrequenz und Oberschwingung einer Oszillation unterschieden werden. Mode $n=2$ und Mode $n=3$ der Oberflächenschwingung in x -Richtung haben eine rechnerische Frequenz von 8,83 Hz und 10,82 Hz. Bei den Signalen bei 14,30 Hz und 21,45 Hz handelt es sich also nicht um höhere Schwingungsmoden sondern um die erste und zweite Oberfrequenz der Grundschwingung.

Neben dieser Frequenz findet man eine weitere Schwingung, die bei einer Frequenz von 7,18 Hz gegenüber der Hauptfrequenz etwas zu höheren Frequenzen verschoben ist und etwa 1/7 der Amplitude besitzt. Es handelt sich dabei um das Signal der Mode $m=2$.

Ein Signal bei ca. 4 Hz bis 5 Hz von Mode $k=1, l=1$ ist aufgrund des starken Rauschuntergrundes in Abb. 4.5 nicht zu erkennen. Bei 9,3 Hz findet man ein Signal, das etwa doppelt so groß wie der Rauschanteil ist. Dieses wird von Mode $k=3, l=3$ erzeugt.

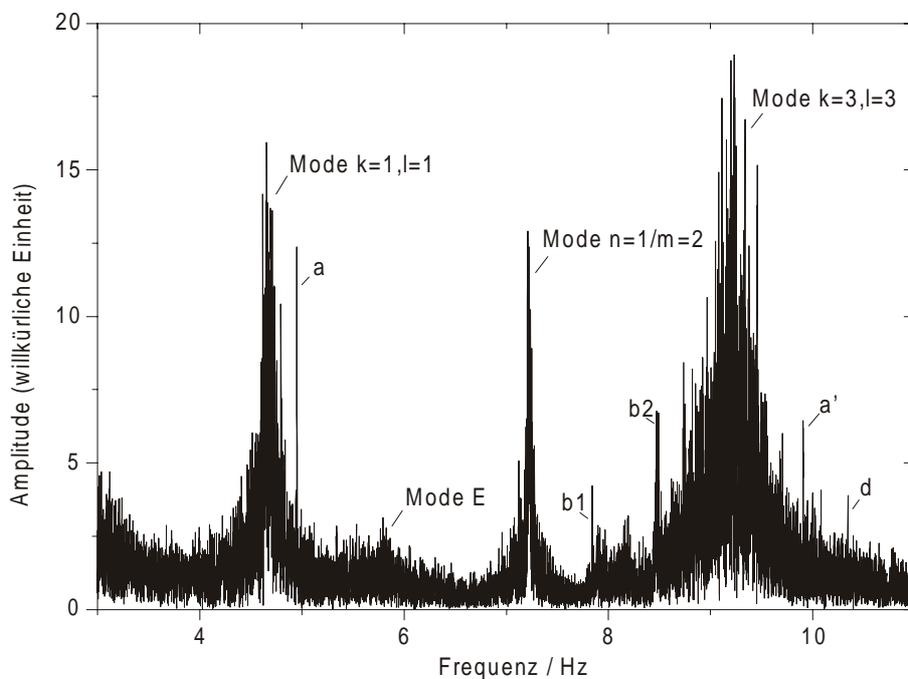


Abb. 4.6 Fourierspektrum der Oberflächenoszillation bei einer Unterfüllung von 1,5 mm.

$\Delta T=25,0$ K, $T_M=20$ °C, $L=20$ mm, $B=41$ mm, $h=1,5$ mm.

 Datensatz auf CD.

Bei einer geringeren Temperaturdifferenz verringert sich das Signal der Mode $n=1$ deutlich (Abb. 4.6). Bei $\Delta T=25,0$ K kann man die Temperatursignale der Moden $k=1,l=1$ und $k=3,l=3$ erkennen. Die gemessenen Frequenzen liegen bei $\nu_{k=1,l=1}=4,68$ Hz und $\nu_{k=3,l=3}=9,22$ Hz bei einer Halbwertsbreite von 0,17 Hz und 0,62 Hz.

Mode $m=2$ ist von Mode $n=1$ nicht zu trennen. Die gemessene Frequenz liegt bei $\nu_{n=1/m=2}=7,22$ Hz bei einer Halbwertsbreite von 0,08 Hz. Die gegenüber dem Signal bei $\Delta T=45,5$ K auftretende Frequenzverschiebung um 0,07 Hz kann durch die Zunahme der Oberflächenspannung zu niedrigeren Temperaturen hin erklärt werden.

Das Spektrum zeigt noch ein weiteres schwaches Signale, das wahrscheinlich auf Oberflächenoszillationen zurückzuführen sind: Mode E bei $\nu_E=5,79$ Hz. Wahrscheinlich handelt es sich hierbei um eine Schwingung 45° zur x-Achse, also Mode $k=2,l=1$.

Oszillationsmode	Oszillationsfrequenz/Hz
n=1	7,22
m=2	7,22
k=1,l=1	4,68
k=2,l=2	9,22
k=2,l=1	5,79

Abb. 4.7 Bei einer Küvettegeometrie von $L = 20$ mm und $B = 41$ mm gefundene Oszillationsmoden der Oberfläche und die dabei auftretenden Oszillationsfrequenzen.

$\Delta T=25,0$ K, $T_M=20$ °C, $L=20$ mm, $B=41$ mm, $h\sim 1,5$ mm.

Bei den sehr scharfen Signalen a, a', b₁, b₂ und d (und den in Abb. 4.6 nicht dargestellten Signalen c₁, c₂, c₃ und d') handelt es sich um keine Oberflächenoszillationen sondern um zeitabhängige thermokapillare Strukturen im Meniskus (siehe Kap. 5).

Interessant ist, daß sich bei der Verringerung der Temperaturdifferenz das Amplitudenverhältnis zwischen der Mode $n=1/m=2$ und den Moden $k=1,l=1/k=3,l=3$ deutlich verändert. Bei $\Delta T=45,5$ K war das Signal der Mode $n=1/m=2$ 260 mal größer als das von Mode $k=1,l=1$. Bei $\Delta T=25,0$ K beträgt die Amplitude der Mode $n=1/m=2$ nur ca. 70% der Amplitude von Mode $k=1,l=1$. Diese unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der Modenpaare läßt den Schluß zu,

daß die Oberfläche durch mindestens zwei verschiedene Ursachen angeregt wird.

4.3 Einfluß der Küvettengeometrie

Wie beschrieben, läßt sich die Küvettenlänge L und die Breite B der Küvette durch das Einlegen von Kupfer- bzw. Teflon- und Acrylglasplatten verändern. Diese Veränderung kann voneinander unabhängig vorgenommen werden, so daß eine genaue Identifikation der auftretenden Schwingungsmoden der Flüssigkeitsoberfläche möglich ist:

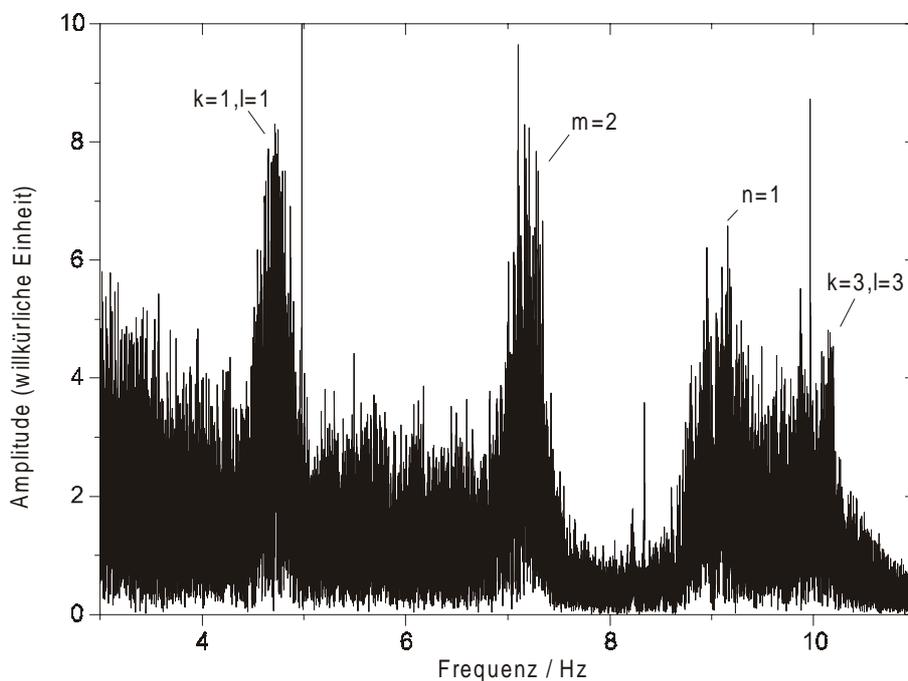


Abb. 4.7 Fourierspektrum der Oberflächenoszillation bei Verringerung der Küvettenlänge.

$\Delta T=42,5$ K, $T_M=20$ °C, $L=12$ mm, $B=41$ mm, $h=1,5$ mm.

 Spektrum mit $B=35$ mm auf CD.

 Datensatz auf CD.

Die beobachteten Schwingungsmoden sollten sich bei Veränderung der Küvettengeometrie in folgender Weise ändern:

- Eine Schwingungsmode mit Ausbreitung in x ändert sich charakteristisch bei einer Variation der Küvettenlänge L , nicht jedoch bei Variation der Breite B ,
- eine Schwingungsmode mit Ausbreitung in y ändert sich charakteristisch bei einer

Variation der Breite B , nicht jedoch bei Variation der Länge L ,

- eine Schwingungsmode entlang der Diagonalen ändert sich anteilig sowohl bei Variation der Länge als auch der Breite und
- die Veränderungen der Oberflächendimension sollte keinen Einfluß auf Signale haben, die nicht durch Oberflächenschwingungen entstehen.

Abb. 4.7 zeigt beispielhaft die Veränderung der Oberflächenoszillationen bei einer Verschiebung der Küvettenlänge von 20 mm auf 12 mm:

Das Signal der Mode $n=1$ wird deutlich von 7,15 Hz nach 9,14 Hz verschoben. Dies ist zu erwarten, da es sich um eine Schwingung in x -Richtung handelt. Im Gegensatz dazu ist Mode $m=2$ als Schwingung in y -Richtung unverändert. Die beiden Schwingungen entlang der Diagonalen - Mode $k=1, l=1$ und $k=3, l=3$ - sind nicht so stark verschoben wie Mode $n=1$. Mode $k=1, l=1$ wird von 4,68 Hz nach 4,75 Hz verschoben; Mode $k=3, l=3$ von 9,22 Hz nach 9,89 Hz.

Mit der so erstellten Zuordnung von Signalen im Fourierspektrum des Thermoelementsignals zu Moden der Oberflächenoszillation kann auch die zugehörige Wellenlänge der Schwingungsmode bestimmt werden.

Abb. 4.8 zeigt die so entstehende Dispersionsrelation für die beobachteten Oszillationen der Flüssigkeitsoberfläche. Die Wellenlänge wurde aus Küvettengeometrie und Modenzahl anhand Gleichung (10-12) bestimmt. Aufgrund der Nähe der Wellenlänge der ersten beiden Meßpunkte zur kapillaren Wellenlänge (10,8 mm), entsprechen beide Frequenzen eher einer Kapillarwelle. Die anderen bestimmten Frequenzen stimmen gut mit einer Schwerewelle überein. Insgesamt verifiziert der Vergleich die vorgenommenen Zuordnungen zwischen Schwingungsmoden und Signal im Fourierspektrum, d. h. die Zuordnung ist zur gefundenen Dispersionsrelation konsistent.

Dabei konnte jedoch - vor allem wegen der geringen Signalamplitude gegenüber dem Rauschen - keine eindeutige Zuordnung der Schwingungsmoden E gemacht werden. Von ihrem Erscheinungsbild im Fourierspektrum ähnelt sie jedoch den beobachteten Oberflächenoszillationen, so daß es sich wahrscheinlich ebenfalls um eine Oberflächenoszillation handelt.

Die Wellenlängen wurden aufgrund obiger Dispersionsrelation zu 46,9 mm bestimmt. Dies entspricht der Moden $k=2, l=1$, also einer Schwingung mit einem Ausbreitungswinkel von 45° zur x-Achse.

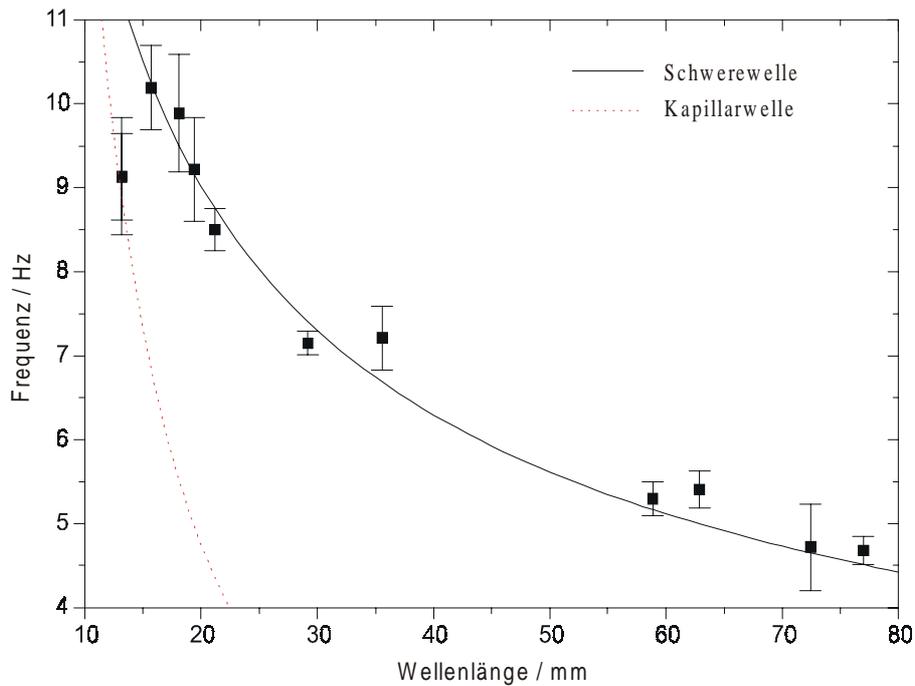


Abb. 4.8 Dispersion der beobachteten Oberflächenoszillationen. Die schwarz eingezeichnete Linie bezeichnet die Frequenz einer reinen Schwerewelle; rot gestrichelt die Frequenz einer reinen Kapillarwelle. Die Wellenlänge der Oszillation wurde nach den Gleichungen (10), (11) und (12) aus Kap. 2.11 (Korrektur der Wellenlänge durch kapillaren Übergangsbereich) und der Küvettegeometrie bestimmt, die Frequenzen wurden mittels Thermoelement gemessen.

 Datensatz auf CD.

Bei der Veränderung der Küvettendimension können noch zwei weitere wichtige Beobachtungen gemacht werden:

- Ein genauer Vergleich der Signalamplituden zwischen den einzelnen Messungen ist wegen der nicht exakten Reproduzierbarkeit der Position des verwendeten Thermoelementes nicht möglich. Dennoch zeigt sich für Mode $n=1$ eine Abhängigkeit

der Oszillationsamplitude von der gemessenen Frequenz. Bei einer Reduktion der Spaltbreite auf $L=12$ mm sinkt die Amplitude des Signals auf $1/450$ (bei einer Frequenz von $9,14$ Hz gegenüber der ursprünglichen Frequenz von $7,15$ Hz). Dabei bleibt die Signalamplitude der Mode $m=2$ unverändert. Diese verringert sich erst, wenn durch Verringerung der Küvettenbreite B die Wellenlänge von Mode $m=2$ verkleinert wird. Dies ist ein Hinweis darauf, daß beide Moden voneinander unabhängig sind. Beide werden jedoch bevorzugt bei einer Frequenz von etwa 7 Hz erzeugt.

- Die im Spektrum auftretenden sehr scharfen Frequenzen (a-d) korrelieren nicht mit entsprechenden Geometrieänderungen. Wie später gezeigt, korreliert ihre Frequenzverschiebung mit der angelegten Temperaturdifferenz. Es handelt sich demnach nicht um Temperatursignale, die von (langwellige) Oszillationen der Flüssigkeitsoberfläche herrühren.

Weiterhin wurde stichprobenartig der Einfluß der Schichtdicke in der Küvette durch Veränderung der Position des Küvettenbodens untersucht. Bei den Experimenten mit Seitenverhältnissen von $A=1,0$, $A=0,5$ und $A=0,25$ wurde kein Einfluß auf die Oberflächenoszillationen beobachtet. Dies stimmt mit der Beobachtung überein, daß die Temperaturdifferenz zwischen den Volumenheizern - die ebenfalls wie das Seitenverhältnis stark die Form und Ausprägung des Hauptwirbels bestimmt [Metzger86] - keinen beobachtbaren Einfluß hat.

4.4 Einfluß der Temperaturdifferenz

Abb. 4.9 zeigt die Abhängigkeit der Amplitude der Oberflächenoszillation der Mode $n=1$ von der angelegten Temperaturdifferenz. Die Daten wurden mit Hilfe der Lichtzeigermethode gewonnen. Bei den Angaben handelt es sich stets um die maximale Amplitude, die bei der Veränderung der Unterfüllung h und damit des Kontaktwinkels gemessen wurde.

Die Amplitude nimmt zunächst weitgehend linear bis $\Delta T=45$ K zu. Danach flacht die Kurve ab und sinkt bei der stichprobenartigen Messung bei einer Temperaturdifferenz von 70 K sogar. Bei dieser Temperatur befindet sich die heiße Thermode auf einer Temperatur von 65 °C, da die kalte Thermode nicht unter -5 °C abgekühlt werden kann. Bei dieser Temperatur kommt es bereits zu Siedeerscheinungen. Ab einer Temperaturdifferenz von 50 K entspricht aus dem gleichen Grund die mittlere Temperatur zwischen beiden Thermoden nicht mehr der Umgebungstemperatur von ca. 20 °C.

Unterhalb von einer Temperaturdifferenz von 24,5 K ist die Oberflächenoszillation nicht mehr vom Rauschen des Meßsystems zu unterscheiden. Zwar ist die Nachweisgröße des Lichtzeigersystems für Oberflächenoszillationen mit ca. 10 μm einen Faktor 10 kleiner als das Signal bei 24,5 K (160 μm), doch wird die Flüssigkeitsoberfläche durch verschiedene mechanische Störungen stets zu Schwingungen in der Größenordnung von etwa 150 μm angeregt. Es ist daher nicht möglich, einen Einsatzpunkt der Oberflächenoszillation direkt zu messen.

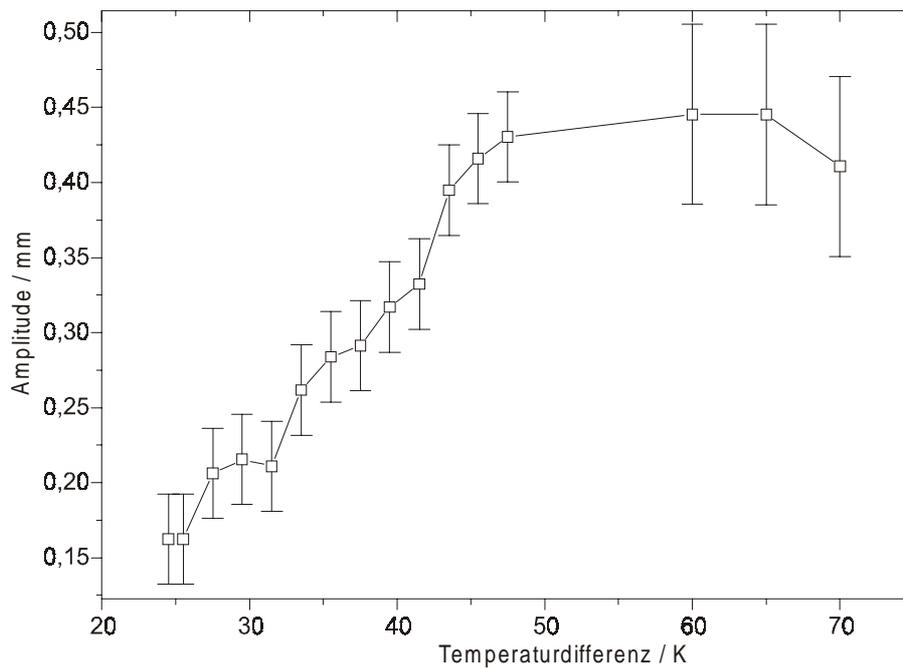


Abb. 4.9 Abhängigkeit der Oszillationsamplitude der Mode $n=1$ der Flüssigkeitsoberfläche von der Temperaturdifferenz zwischen beiden Thermoden. Aufgetragen ist die jeweils maximale Amplitude, die bei festgehaltenem ΔT bei Veränderung der Meniskusform auftritt. Dies ist für $h \sim 1,5$ mm der Fall.

$T_M = 20,0$ °C, $L = 20$ mm, $B = 41$ mm.

 Datensatz auf CD.

Eine lineare Regression der aufgenommenen Kurve bis zu einer Temperaturdifferenz von 47,5 K ergibt einen Einsatzpunkt von

$$\Delta T_{\text{krit.}} = 11,4 \pm 2,1 \text{ K.}$$

Geht man davon aus, daß die Oberflächenoszillation eine Reaktion auf die Zeitabhängigkeit

einer hydrodynamischen Instabilität ist, sollte die Kurve in der Nähe des Einsatzpunktes einer der Form einer HOPF-Bifurkation ähneln:

$$A = \text{const.} \cdot \sqrt{\Delta T - \Delta T_{\text{krit.}}}$$

Bei genauerer Betrachtung erkennt man, daß sich die Meßkurve wahrscheinlich aus drei wurzelfunktionsförmigen Abschnitten zusammensetzt: von 24,5 K bis 32 K, von 32 K bis 42 K und von 42 K bis 65 K. Die Abweichungen von einer Geraden liegen knapp innerhalb des Meßfehlers und sind nicht zwingend. Im Gesamtbild ist die Wurzelform aber wahrscheinlich.

Eine Anpassung des Bereichs bis 32 K ergibt einen Einsatzpunkt von

$$\Delta T_{\text{crit}} = 15,2 \pm 1,8 \text{ K.}$$

Zur Messung der anderen Moden ist die Lichtzeigermethode zu unempfindlich. Statt dessen muß, wie bereits oben beschrieben, mit einem Thermoelement gemessen werden. Vergleicht man die Amplitude der Temperatursignale von Mode $n=1$ bei $\Delta T=25,0$ K und $\Delta T=45,0$ K mit der Amplitude der Oberflächenoszillation, die mit der Lichtzeigermessung gewonnen wurden, kann man eine annähernde Kalibrierung zwischen Temperatursignal und Oszillationsamplitude durchführen. Dabei ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von:

$$a = 0,0011 \pm 0,0007 \text{ mm/ADC-Wert.}$$

Damit ergeben sich für die Moden $m=2$, $k=1, l=1$ und $k=3, l=3$ bei $\Delta T=25,0$ K jeweils eine Amplitude von ungefähr $0,010 \pm 0,005$ mm. Die Amplitude von Mode E beträgt etwa $0,003 \pm 0,002$ mm. Im Gegensatz zur Messung des Reflexionswinkels entstehen dadurch keine absoluten Meßwerte.

Der Vergleich zwischen verschiedenen Messungen ist nur schwer möglich, da die Amplitude des Signals mit der exakten Position des Thermoelementes sich stark verändert. Solche Messungen sind stets nur qualitativ. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird daher auf eine Kalibrierung der Thermoelementsignale verzichtet.

Um das sehr starke Signal der Oszillationsmode $n=1$ zu unterdrücken, wurde die Spaltbreite von $L=20$ mm auf $L=12$ mm reduziert. Die Breite der Küvette bleibt bei $B=41$ mm. Bei dieser

Küvettenlänge beträgt die Amplitude der Mode $n=1$ nur $1/450$ der ursprünglichen Amplitude. Das Signal der Mode $m=2$ wird unterdrückt, wenn das Thermoelement in der Nähe der Knotenlinie ($y=10\text{ mm}$) positioniert wird.

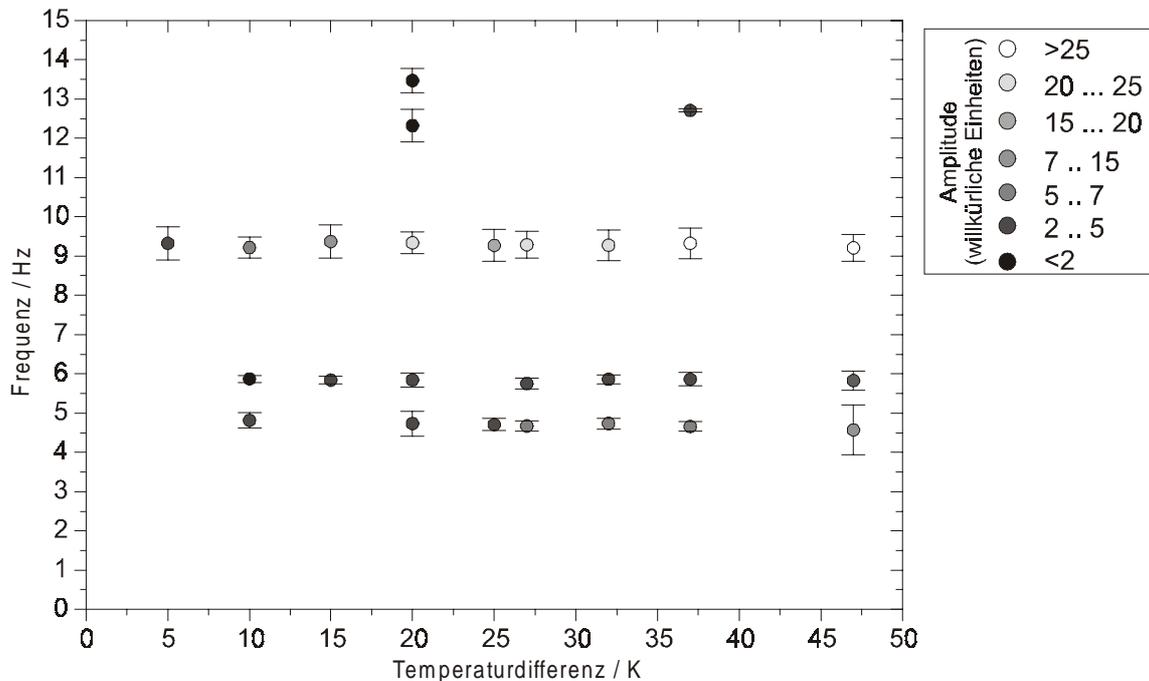


Abb. 4.10 Frequenz und Amplitude der Temperatursignale der Oberflächenoszillationen. Die Küvettengeometrie ist $L=12\text{ mm}$ und $B=41\text{ mm}$. Dadurch wird Mode $n=1$ unterdrückt. Das Signal der Mode $m=2$ wird durch Messung nahe an der Knotenlinie unterdrückt.

$T_M=20\text{ °C}$, $L=12\text{ mm}$, $B=41\text{ mm}$, $h=1,5\text{ mm}$

 Einzelsignale auf CD.

 Datensatz auf CD.

Allgemein zeigt sich für alle Moden ein Ansteigen der Signalamplitude mit der angelegten Temperaturdifferenz (Abb. 4.10). Abb. 4.11 zeigt den Kurvenverlauf beispielhaft an der Oszillationsmode $k=1, l=1$. Die Bestimmung eines Einsatzpunktes aus den Daten ist nicht möglich.

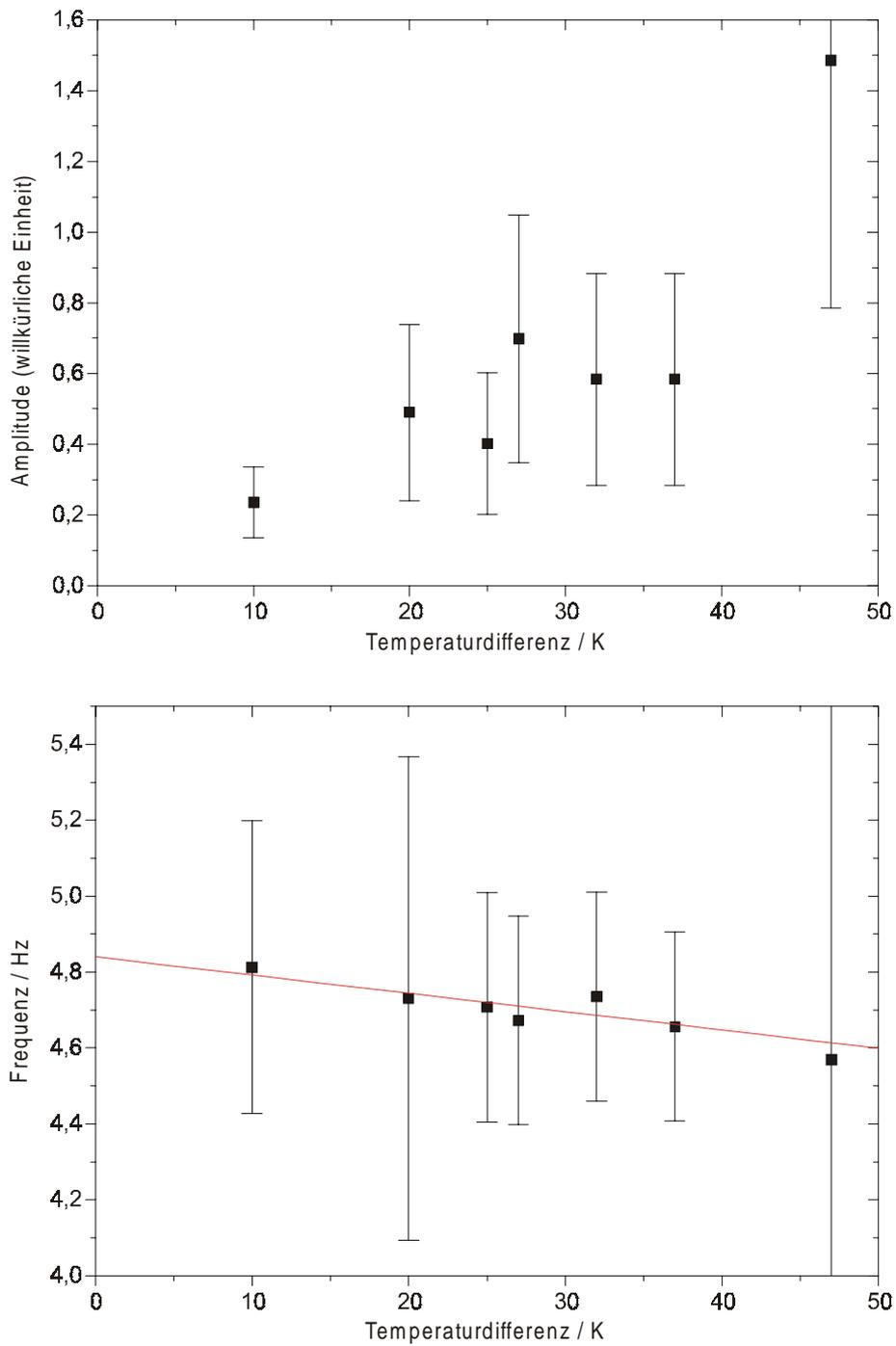


Abb. 4.11 Amplitude und Frequenz des Temperatursignals der Mode $k=1, l=1$.

Mode $k=1, l=1$, $k=3, l=3$ und E auf CD.

Datensatz auf CD.

Lineare Extrapolationen ergeben rechnerisch folgende Einsatzpunkte:

$$\Delta T_{\text{krit.}}^{k=1,l=1} = -3,3 \text{ K}$$

$$\Delta T_{\text{krit.}}^{k=3,l=3} = -0,5 \text{ K}$$

$$\Delta T_{\text{krit.}}^E = -6,5 \text{ K}$$

Im Rahmen der Meßungenauigkeit liegen die Einsatzpunkte also nahe bei Null. Die Tatsache, daß sich rechnerisch ein Einsatzpunkt bei einer negativen Temperaturdifferenz ergibt, zeigt, daß alle drei Moden einen starken Rauschanteil besitzen. Dieser ist auf indifferente Anregung der Oberflächenoszillationen durch äußere Einflüsse - mechanische Vibrationen anderer Apparaturen und Gebäudeschwingungen - zurückzuführen.

Extrapoliert man die Amplitudenwerte unter Annahme einer Wurzelfunktion, erhält man Einsatzpunkte bei höheren Temperaturen:

$$\Delta T_{\text{krit.}}^{k=1,l=1} = 17 \text{ K}$$

$$\Delta T_{\text{krit.}}^{k=3,l=3} = 4 \text{ K}$$

$$\Delta T_{\text{krit.}}^E = 10 \text{ K}$$

Aufgrund der bereits genannten Probleme ist die Annahme einer Wurzelfunktion nicht zwingend; die Einsatzpunkte sind nicht signifikant.

Die Annahme einer mit der angelegten Temperaturdifferenz steigenden Amplitude ist ebenfalls nicht zwingend. Auch bei einer Oberflächenoszillation, die nur von Außen angeregt wird - und deren Amplitude der Oszillation daher nicht von der Temperaturdifferenz abhängt - ergibt sich eine steigende Signalamplitude bei Vergrößerung der Temperaturdifferenz. Dies ergibt sich aus dem zu größeren Temperaturdifferenzen stärker werdenden Temperaturgradienten in der Nähe der Oberfläche. Dieser führt auch bei gleichbleibender Bewegung der Oberfläche zu einem größeren Temperaturunterschied, der vom Thermoelement gemessen wird.

Insbesondere Mode E zeigt ein großes Signal bei niedrigen Temperaturdifferenzen und nur eine geringe Steigerung der Signalamplitude mit zunehmender Temperaturdifferenz. Daraus ergibt sich auch der am weitesten im Negativen liegende rechnerische Einsatzpunkt.

Geht man davon aus, daß diese Mode den geringsten Amplitudenzuwachs in der Oberflächenoszillation hat, sie also den relativ größten Anteil an externen Anregungen hat, ergibt sich für die Moden $k=1, l=1$ und $k=3, l=3$ immer noch ein Nettozuwachs der Oszillationsamplitude, der nicht durch die Zunahme des Temperaturgradienten am Thermoelement entsteht. Entsprechend ergibt sich rechnerisch ein näher an Null liegender Einsatzpunkt.

Die Frequenz der Oberflächenoszillationen fällt um 0,2 Hz bis 0,5 Hz auf 50 K angelegter Temperaturdifferenz. Dies stimmt mit den Erwartungen überein (Verringerung der Oberflächenspannung bei zunehmender Temperatur) und stützt damit die Vermutung, daß es sich bei den gemessenen Signalen um Temperaturoszillationen handelt, die durch Oberflächenoszillationen hervorgerufen werden.

4.5 Einfluß der Unterfüllung

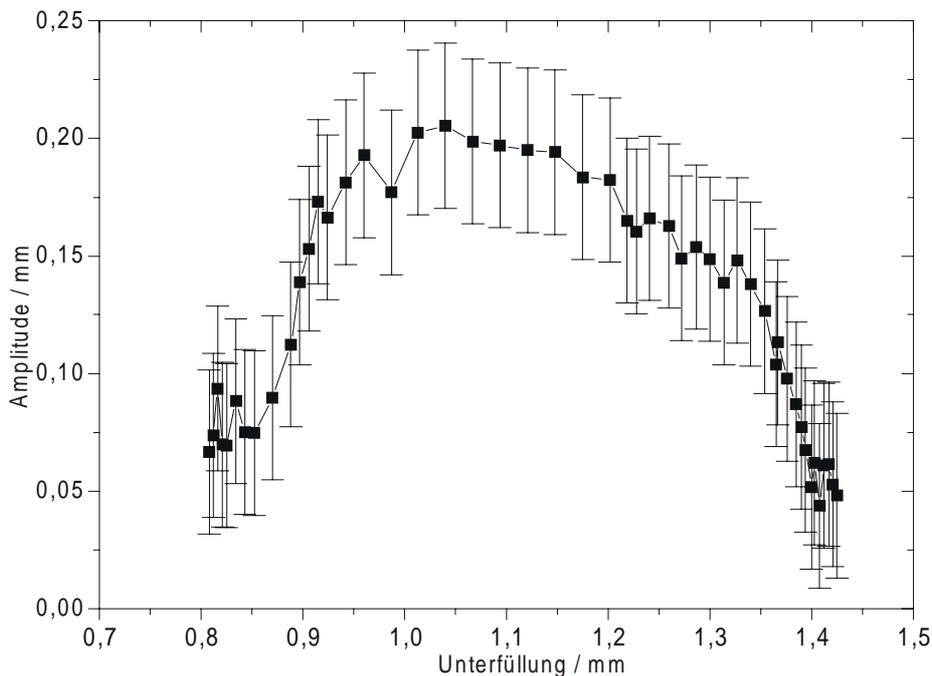


Abb. 4.12 Abhängigkeit der Oszillationsamplitude von Mode $n=1$ (plus Mode $m=2$) von der Unterfüllung.

$\Delta T=27,5$ K, $T_M=20$ °C, $L=20$ mm, $B=41$ mm.

☞ $\Delta T=24,5$ K und $\Delta T=45,5$ K auf CD.

☞ Datensatz auf CD.

In Abb. 4.12 wird gezeigt, wie sich die Amplitude der Oberflächenszillation verändert, wenn die Küvette zunehmend unterfüllt wird und damit ein immer stärkerer Meniskus geformt wird.

Gemessen wurde dabei mit der Lichtzeigermethode, die vorwiegend die Summe der Amplituden von Mode $n=1$ und $m=2$ zeigt. Das Untergrundrauschen des Signals entspricht einer Amplitude von etwa 0,04 mm bis 0,06 mm. Kleinere Amplituden können daher nicht gemessen werden. Die Unterfüllung kann einen systematischen Fehler von 0,2 mm aufweisen; der relative Fehler beträgt weniger als 0,01 mm.

Bei einer Temperaturdifferenz von 27,5 K erkennt man das Auftreten der Oberflächenszillation bei Unterfüllungen zwischen $h \sim 0,85$ mm und $h \sim 1,4$ mm. Das Maximum der Amplitude liegt bei $h \sim 1,0..1,1$ mm und erreicht einen Wert von etwa 0,2 mm. Dabei fällt auf, daß die Kurve deutlich asymmetrisch ist, d. h. die Amplitude steigt bei zunehmender Unterfüllung zunächst stärker an, als sie nach dem Maximum wieder abfällt.

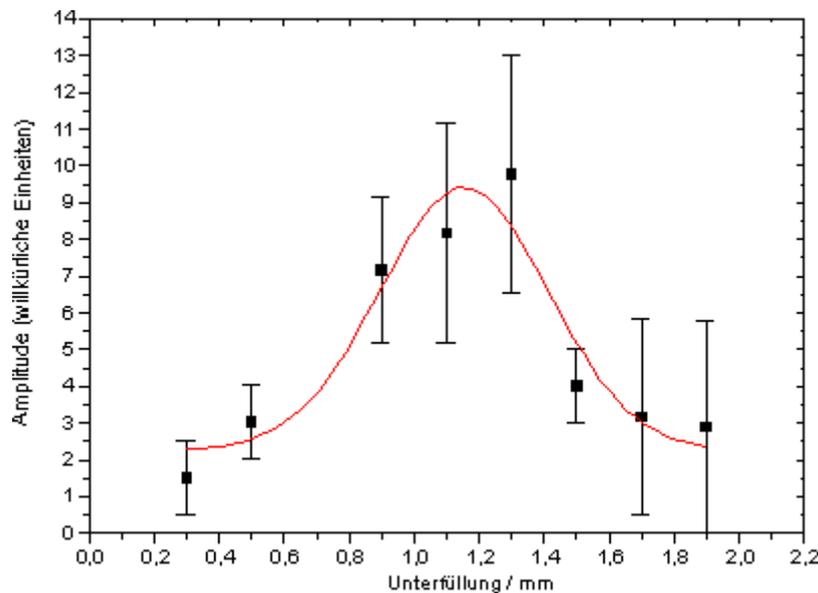


Abb. 4.13 Abhängigkeit der Oszillationsamplitude der Mode $n=1$ (plus Mode $m=2$) von der Unterfüllung.

$\Delta T = 25,0$ K, $T_M = 20$ °C, $L = 20$ mm, $B = 41$ mm.

 Datensatz auf CD.

Um den Bereich, bei dem die Oberflächenszillation auftritt besser bestimmen zu können, wurde die Oberflächenszillation auch mit Thermoelementmessungen bestimmt. Abb. 4.13 zeigt das Temperatursignal des Thermoelementes in Abhängigkeit der Unterfüllung bei einer angelegten

Temperaturdifferenz von $\Delta T=25,0$ K, also nahe an der Nachweisgrenze für die Lichtzeigermethode. Der Fehler für die Messung der Unterfüllung liegt bei 0,05 mm. Auch bei dieser Messung kann ein systematischer Fehler von bis zu 0,2 mm vorliegen, der jedoch bei allen Thermoelementmessungen gleich ist. Ein Vergleich der Messungen mit Thermoelementen ist daher möglich. Beim Vergleich zwischen Lichtzeigermessungen und Thermoelementmessungen kann eine, dem systematischen Fehler entsprechende Verschiebung vorhanden sein.

Bei dieser Messung läßt sich die Oberflächenoszillation über den gesamten Meßbereich nachweisen. Dies rührt von der externen Anregung der Oberfläche her. Zieht man diesen Untergrund vom Signal ab und paßt eine gaußförmige Kurve in die Meßpunkte ein, so ergibt sich, daß die Oszillation bei Unterfüllungen zwischen $h=0,6\pm 0,1$ mm und $h=1,6\pm 0,1$ mm auftritt.

Die Tendenz zu größeren Amplituden bei zunehmender Unterfüllung entsteht durch die geringere Distanz zwischen Oberfläche und Thermoelement. Nahe der Oberfläche ist der Temperaturgradient höher, so daß die Empfindlichkeit des Thermoelementes zunimmt.

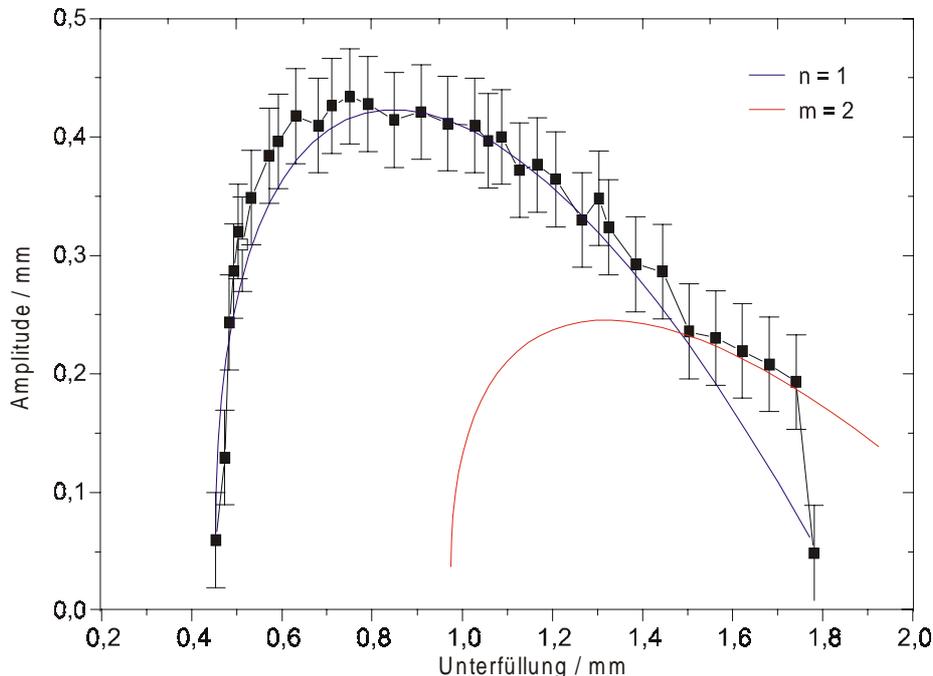


Abb. 4.14 Abhängigkeit der Oszillationsamplitude der Mode $n=1$ (plus Mode $m=2$) von der Unterfüllung.

$\Delta T=45,5$ K, $T_M=20$ °C, $B=20$ mm, $L=41$ mm.

☞ $\Delta T=24,5$ K und $\Delta T=27,5$ K auf CD.

☞ Datensatz auf CD.

Bei einer angelegten Temperaturdifferenz von 45,5 K (Abb. 4.14) tritt die Oszillation in einem Bereich von $h=0,41$ mm bis $h=1,8$ mm auf. Auffällig ist die Abflachung des Amplitudenabfalls bei $h=1,5$ mm. Diese Abflachung entsteht dadurch, daß das Signal des Lichtzeigers der Summe aus dem Signal der Mode $n=1$ und $m=2$ entspricht, die Messung also aus einer Überlagerung der Kurven für beide Moden besteht. Verschiebt man den Signalverlauf im Bereich $h=0,4\dots 1,5$ mm bei Anpassung der Amplitude um $\Delta h=0,4$ mm, so paßt der Kurvenverlauf gut zu dem gebildeten "Plateau". Mode $m=2$ tritt also erst bei etwa 0,4 mm größerer Unterfüllung gegenüber Mode $n=1$ auf.

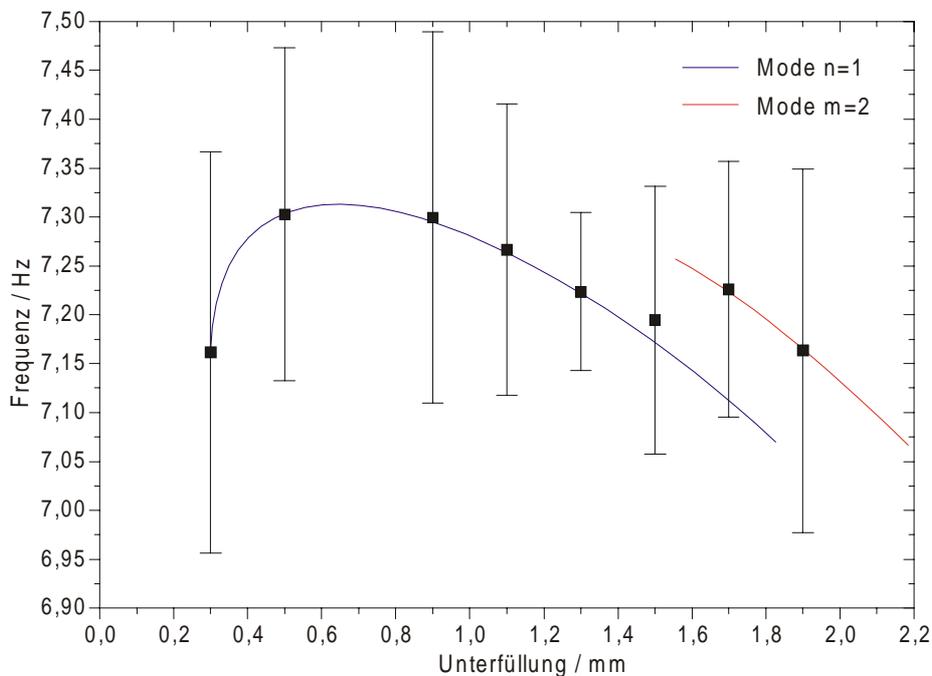


Abb. 4.15 Frequenz der Oberflächenoszillation (Mode $n=1$ und $m=2$) gegenüber der Unterfüllung h .

$\Delta T=25,0$ K, $T_M=20$ °C, $L=20$ mm, $B=41$ mm.

Die Fehlerbalken geben die Halbwertsbreite des Signals an.

 Datensatz auf CD.

Dieses Ergebnis entspricht der Frequenzmessung der Oberflächenoszillation. Dazu wurden Thermoelementmessungen bei einer Temperaturdifferenz von $\Delta T=25,0$ K (Abb. 4.14) verwendet. Aufgrund der geringen Schärfe der Signale ist dabei eine Trennung zwischen den Mode $n=1$ und $m=2$ nicht direkt möglich.

Die Messung zeigt ab einer Unterfüllung von $h \sim 0,5$ mm ein Sinken der Oszillationsfrequenz. Die Frequenzabnahme wird mit zunehmender Unterfüllung größer. Dieses Ergebnis läßt sich gut mit der Vergrößerung der Oberfläche bei zunehmender Unterfüllung und der damit zunehmenden Wellenlänge einer passenden Oberflächenschwingung erklären.

Überraschend ist das deutliche Ansteigen der Frequenz im Bereich $h = 0,3..0,5$ mm. Der immer größer werdende Meniskus verhindert beim Absenken der Oberfläche immer stärker die Ausbildung von Schwingungsbäuchen nahe den Wänden. Dabei wird die Oberflächenschwingung stärker gedämpft und die Schwingungsbäuche müssen weiter von der Wand wegwandern; die Wellenlänge sinkt und die Oszillationsfrequenz steigt.

Ab einer Unterfüllung von $h = 1,5$ mm steigt die gemessene Frequenz zunächst an, um anschließend wieder zu sinken. Es handelt sich um den stärker werdenden Einfluß der Mode $m=2$. Verschiebt man auch in dieser Messung die Kurve um $\Delta h = 0,4$ mm, so paßt sie gut auf die entsprechenden Meßpunkte von Mode $m=2$. Die bei der Verschiebung um 0,4 mm auftretende Frequenzverschiebung entspricht mit etwa 0,05 Hz gut auf die Differenz $\nu_{m=2} - \nu_{n=1}$.

Bei Unterfüllung der Küvette tritt bei der betrachteten Temperaturdifferenz von $\Delta T = 45,5$ K demnach zunächst Mode $n=1$ auf und erreicht das Amplitudenmaximum bei einer Unterfüllung von $h = 1,3$ mm. Erst später tritt Mode $m=2$ auf. Bei einer Unterfüllung von $h \sim 1,5$ mm findet man beide Moden (siehe Abb. 4.16); das Amplitudenmaximum für Mode $m=2$ wird bei $h = 1,7$ mm erreicht.

Auch bei Unterdrückung der Mode $n=1$ durch Reduktion der Spaltbreite auf $L = 12$ mm wird bei einer Unterfüllung von $h = 1,7$ mm und einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 45,0$ K ein sehr kräftiges Signal bei einer Frequenz von 7 Hz gemessen (Abb. 4.16). Hierbei handelt es sich um das Signal der Mode $m=2$.

Dieser Unterschied der Moden $n=1$ und $m=2$ ist in folgender Hinsicht interessant:

Mode $m=2$ hat eine etwas höhere Frequenz als Mode $n=1$. Beide treten daher unter ähnlichen Bedingungen auf, jedoch bei unterschiedlichen Unterfüllungen. Dieser Unterschied korrespondiert mit den unterschiedlichen Frequenzen, d. h. beide Moden treten bei gleicher Resonanzfrequenz und nicht bei gleicher Unterfüllung auf.

Daraus kann man schließen, daß neben der Form (Auftreten von Menisken) der Oberfläche auch die Resonanzfrequenz der Oberfläche von ausschlaggebender Bedeutung für das Auftreten der

Oberflächenoszillationen ist, die Anregung der Oberflächenschwingungen also an feste Frequenzen gebunden ist.

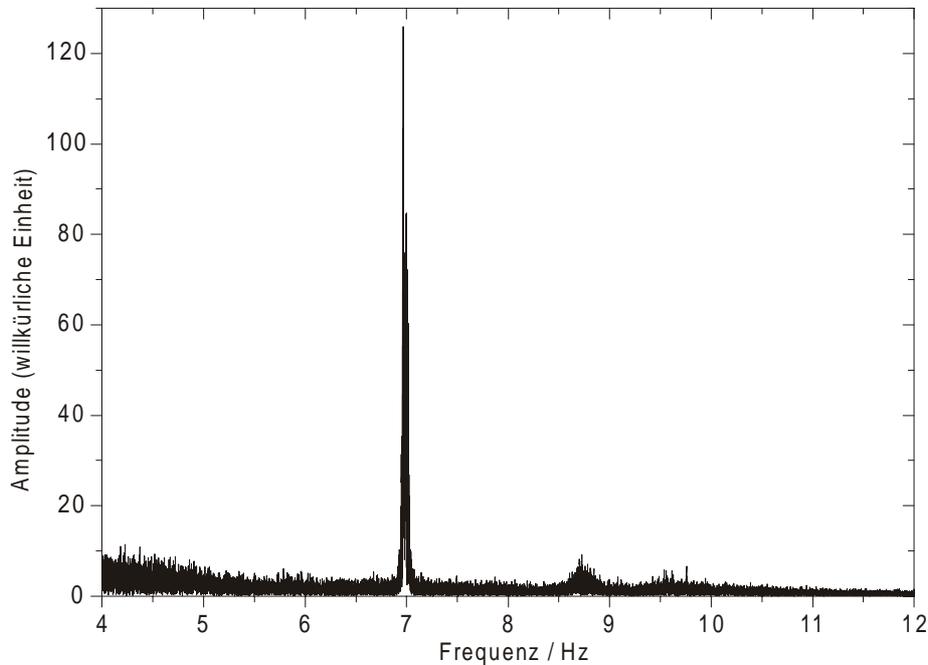


Abb. 4.16 *Fourierspektrum des Temperatursignals bei einer Unterfüllung von 1,7 mm. Das von der Oszillationsmode $m=2$ herrührende Signal bei 7 Hz hat ein Verhältnis von Amplitude zu Rauschen von 80.*

$\Delta T=45,0$ K, $T_M=20,0$ °C, $L=12$ mm, $B=41$ mm, $h=1,7$ mm.

 Datensatz auf CD.

Die Verringerung der Küvettendimension auf $L=12$ mm und $B=41$ mm erlaubt zusätzlich die Beobachtung der Moden $k=1,l=1$ und $k=3,l=3$ mit Thermoelementmessungen. Für alle Messungen geben die Fehlerbalken die Halbwertsbreite der Signale im Fourierspektrum an. Die Meßfehler für Amplitude und Unterfüllung gleichen den bereits beschrieben.

Alle Moden zeigen ein Sinken der Oszillationsfrequenz bei zunehmender Unterfüllung und treten nur in einem jeweils bestimmten aber von Mode zu Mode verschiedenen Bereich bezüglich der Unterfüllung auf.

Die zu einer Frequenz von etwa $\nu_{n=1}=9$ Hz verschobene Mode $n=1$ tritt bei $h=1,0\pm 0,2\dots 2,0\pm 0,2$ mm auf, also erst bei weiterer Unterfüllung gegenüber der ursprünglichen Küvettengeometrie.

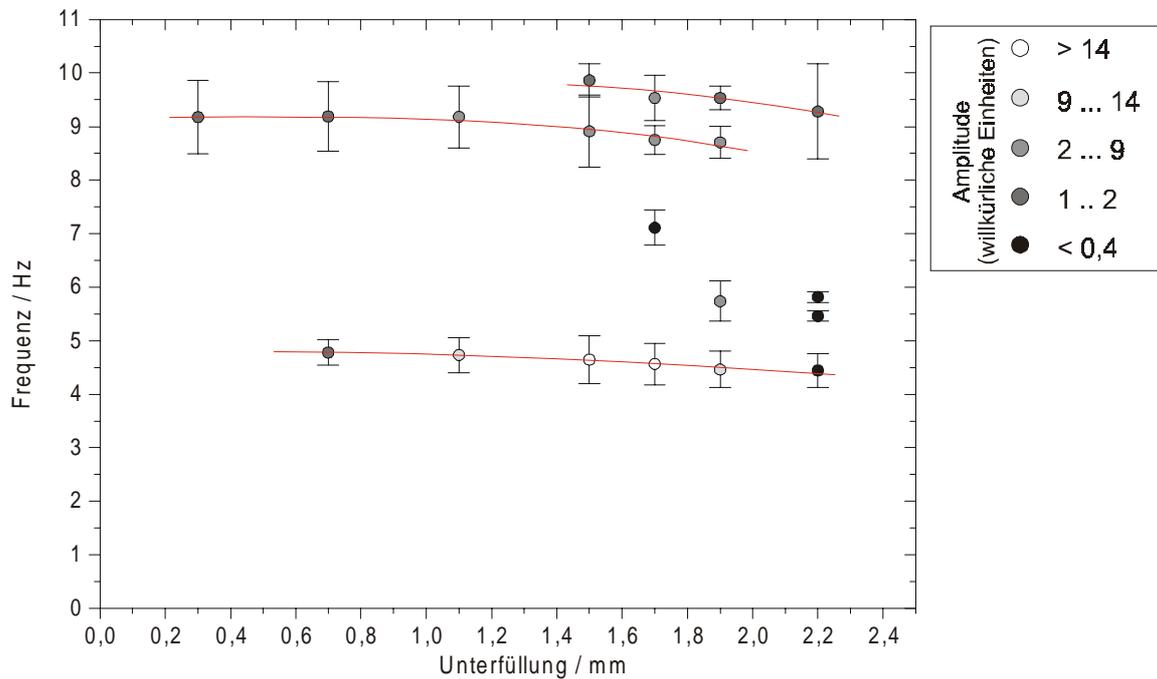


Abb. 4.17 Frequenz- und Amplitudenentwicklung bei Veränderung der Unterfüllung. Mode $n=1$ ist durch Reduktion der Spaltbreite auf $L=12,0$ mm zu einer Frequenz von 9 Hz verschoben und in der Amplitude bedämpft. Das Signal der Mode $m=2$ wird durch Positionierung des Thermoelementes nahe der Knotenlinie unterdrückt.

$\Delta T=25,0$ K, $T_M=20,0$ °C, $L=12,0$ mm, $B=41,0$ mm.

 Einzelsignale auf CD.

 Datensatz auf CD.

Die Daten für Mode $k=3, l=3$ sind aufgrund des großen Amplitudenfehlers nicht eindeutig. Entweder tritt sie zwischen $h \sim 1,5$ mm und $h \sim 1,9$ mm auf mit einem Amplitudenmaximum bei $h \sim 1,7$ mm, oder das Amplitudenmaximum liegt bei einer Unterfüllung, die nicht mehr eingestellt werden kann.

Mode $k=1, l=1$ zeigt ein ausgeprägtes Maximum bei $h \sim 1,6 \pm 0,1$ mm. Die Amplitude ist dabei etwa 5 mal größer als die Maximalamplitude der Mode $n=1$. Die Oberflächenszillation tritt zwischen $h=0,9 \pm 0,2$ mm und $h=2,0 \pm 0,2$ mm auf.

Eine Analyse der Mode E ist aufgrund der geringen Anzahl der Datenpunkte nicht möglich. Das Amplitudenmaximum scheint bei $h \sim 1,9$ mm zu liegen.

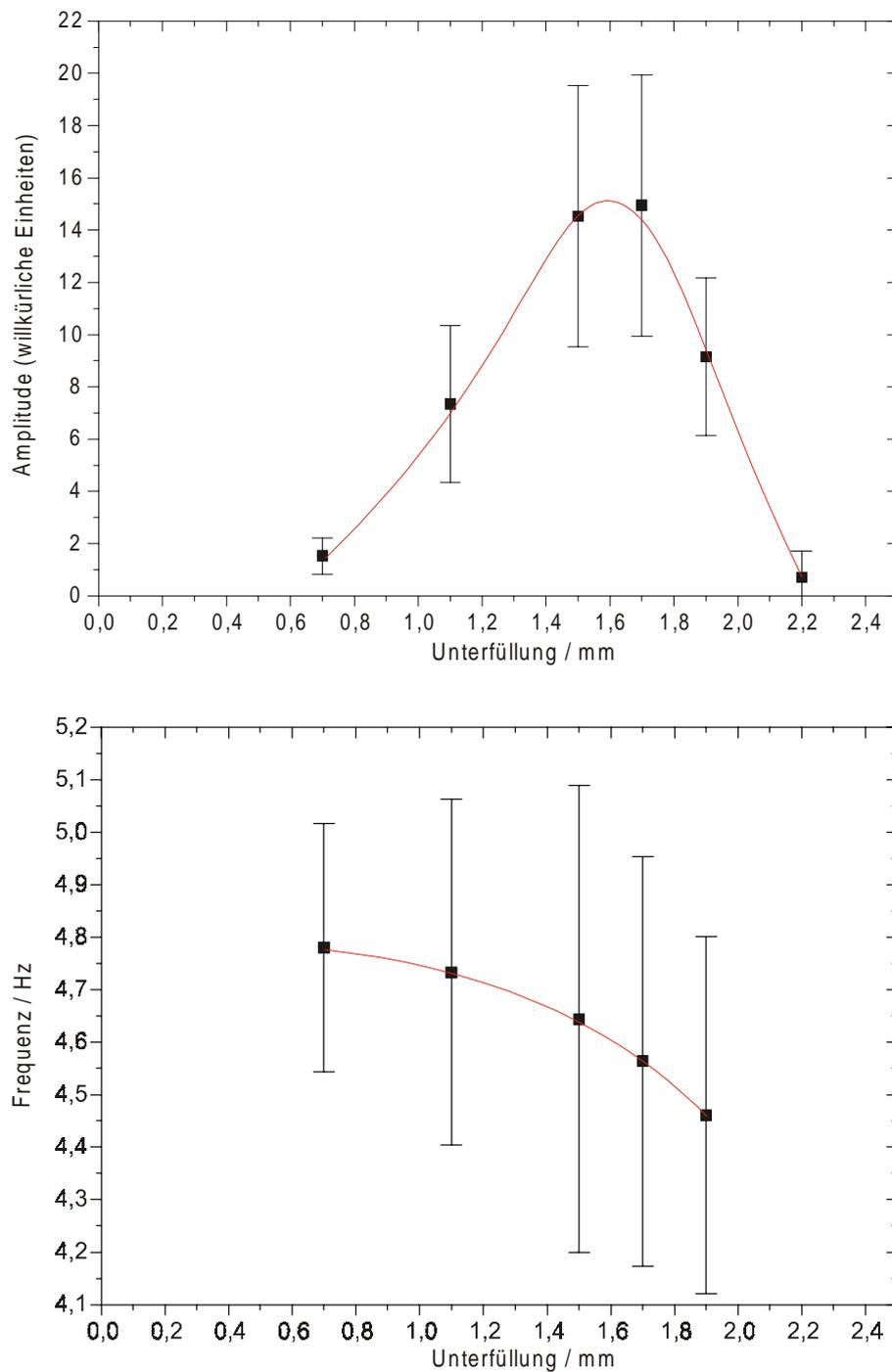


Abb. 4.18 Amplitude und Frequenz der Oszillationsmode $k=1, l=1$ in Abhängigkeit der Unterfüllung.

$\Delta T=25,0$ K, $T_M=20,0$ °C, $L=12,0$ mm, $B=41,0$ mm.

 Datensatz auf CD.

Das Seitenverhältnis der Küvette (bei der ursprünglichen Geometrie von $L=20,0$ mm) ist $A=1$, d. h. die Schichtdicke der Experimentierflüssigkeit beträgt ebenfalls $d=20$ mm. Die hier untersuchten Unterfüllungen machen also mit $h=0,1..2,0$ mm lediglich $1/200..1/10$ der Schichtdicke aus. Außerdem hatten Experimente bei verschiedenen Schichtdicken keinen Einfluß auf das Auftreten der Oberflächenoszillationen gezeigt. Es ist daher vernünftig, anzunehmen, daß nicht die Veränderung der Schichtdicke sondern die Veränderung der Form der freien Oberfläche - das Ausbilden von Menisken an den Seitenwänden - der entscheidende Faktor für das Auftreten der Oszillationen ist.

Um zu klären, von welcher Seitenwand das Auftreten der Oszillationen abhängt, wurde folgendes Experiment verwendet:

Die Küvette wurde zunächst vollständig waagrecht ausgerichtet und eine Temperaturdifferenz von $\Delta T=45,5$ K angelegt. Durch Verdampfen der Experimentierflüssigkeit wird der Flüssigkeitsspiegel während des Experimentes kontinuierlich abgesenkt.

Nach dem Auftreten der Oberflächenoszillationen wird die Küvette um die y -Achse in Richtung der kalten Thermode gekippt. Dadurch befindet sich die kalte Seitenlinie unter der Seitenlinie an der warmen Thermode, d. h. der Kontaktwinkel zwischen kalter Thermode und freier Oberfläche ist größer (er entspricht mehr der flachen Füllung) als an der warmen Thermode. Gleichzeitig wird der Kontaktwinkel an der warmen Thermode durch die Verkippung kleiner (entsprechend stärkerer Unterfüllung). Während der Verkippung in Richtung der kalten Thermode wird also die Oberfläche nahe der kalten Thermode so verändert als sei die Küvette weniger stark unterfüllt während gleichzeitig die Oberfläche an der warmen Thermode die gleiche Form wie bei stärkerer Unterfüllung erhält.

Die Küvette wird so lange verkippt, bis die Oberflächenoszillationen verschwinden. Anschließend wird die Flüssigkeitsoberfläche durch Verdunstung weiter abgesenkt. Nach einer Weile tritt die Oberflächenoszillation erneut auf; bei weiterem Absenken verschwindet sie erneut.

Bei dem Experiment wird also zunächst der Kontaktwinkel an der kalten Thermode verringert, bis die Oberflächenoszillation auftritt und danach wieder vergrößert, bis sie wieder verschwindet. Bei einer erneuten Verkleinerung des Kontaktwinkels tritt auch die Oszillation wieder auf. Im Gegensatz dazu wird der Kontaktwinkel an der warmen Thermode dabei stets verkleinert.

Wiederholt man das Experiment, verkippt aber in Richtung der warmen Thermode wird während des Experimentes der Kontaktwinkel an der kalten Thermode stets verkleinert. Der Kontaktwinkel an der warmen Thermode wird solange verkleinert, bis die Oberflächenoszillation auftritt und anschließend wieder vergrößert bis die Oberflächenoszillation wieder verschwindet (dabei wird aber der Kontaktwinkel an der kalten Thermode weiter verkleinert). Beim weiteren Absenken des Flüssigkeitsspiegels, also dem erneuten Verkleinern des Kontaktwinkels an der warmen Thermode tritt die Oberflächenoszillation nicht auf.

Das Ergebnis beider Experimente ist, daß das Auftreten der Oberflächenoszillation von der Meniskusform an der kalten Thermode, nicht aber von der Meniskusform an der warmen Thermode abhängt.

4.6 Oberflächenoszillationen im Czochralski-Aufbau

HINTZ [Hintz99] berichtet von der Beobachtung sehr ähnlichen Oberflächenoszillationen, die im weiteren beschrieben werden. Der von ihm verwendete Aufbau ist ein Ringspalt mit großer Ähnlichkeit zu den bei der Kristallzüchtung im Czochralski-Verfahren eingesetzten.

In einem zylinderförmigen Tiegel aus Saphir (die Transparenz erlaubt optische Beobachtung) befindet sich Silikonöl AK0.65. Der Durchmesser des Tiegels beträgt 40 mm. Der Tiegel ist oben offen, so daß sich eine freie Oberfläche mit einer Flüssigkeit-Gas-Grenzschicht bildet; ein angebrachter Deckel verhindert die Verdunstung von Silikonöl.

Der Tiegel wird in einem Wasserbad geheizt, so daß die Wände warme Thermoden bilden. Als kalte Thermode wird von oben ein gekühlter Kupferstab mit verschiedenen Durchmessern (der *Kristall-Dummy*) auf die Oberfläche des Silikonöls abgesenkt.

Wichtig für den Vergleich mit dem Aufbau in dieser Arbeit ist:

- Der Kontaktwinkel zwischen Flüssigkeitsoberfläche und Wand ist der natürliche Benetzungswinkel. Es existieren keine Benetzungssperren.
- Je nachdem, wie weit die kalte Thermode nach dem Kontakt mit dem Fluid wieder nach oben gezogen wird, können unterschiedliche Menisken an der kalten Thermode hergestellt werden. Die Strecke h , um die der Kristalldummy nach oben gezogen wird, entspricht dem Einfluß der Unterfüllung der in dieser Arbeit verwendeten Küvette.

HINTZ charakterisiert die Oberflächenoszillationen als radialsymmetrische stehende Oberflächenwellen, deren halbe Wellenlänge ungefähr dem Abstand zwischen Kristall-Dummy und Gefäßwand entspricht und die eine Amplitude von bis zu 1 mm erreichen. Es handelt sich dabei um die Grundschwingung einer solchen rotationssymmetrischen Geometrie.

Das Auftreten dieser *Resonanten Oberflächenschwingung* (ROS) ist ebenfalls von h abhängig. HINTZ findet ein Einsetzen der Oszillationen bei $h \sim 1,5$ mm. Das Amplitudenmaximum wird bei $h \sim 1,65$ mm erreicht. Danach sinkt die Amplitude wieder bis $h \sim 2,1 \dots 2,2$ mm.

Da sich im Experiment der Meniskus an der warmen Seitenwand nicht ändert, konnte HINTZ nachweisen, daß das Auftreten der ROS von der Meniskusform am Kristall-Dummy abhängt.

Durch den Austausch des Kristalldummies konnten Messungen der ROS bei verschiedenen Wellenlängen (16 mm, 13 mm und 11 mm) vorgenommen werden. Dabei zeigt sich keine Abhängigkeit der Oszillationsamplitude von der Wellenlänge, trotz deutlich unterschiedlicher Resonanzfrequenz der Schwingung. So ergibt sich für die größte beobachtete Wellenlänge eine Resonanzfrequenz von etwa 7 Hz, für die niedrigste jedoch etwa 8,5 Hz.

Bezüglich der Oszillationsfrequenz zeigt sich - wie aus den Untersuchungen in dieser Arbeit zu erwarten - ein Sinken der Frequenz mit zunehmendem h . Bei Einsatz eines Kristalldummies, der eine Wellenlänge von 16 mm erzeugt, verändert sich in einem Bereich, in dem h um $\Delta h = 0,5$ mm verändert wird, die Frequenz der ROS um etwa 0,2 Hz. Dies entspricht den bereits in dieser Arbeit berichteten Erfahrungen. Ganz anders verhält sich die Oberflächenoszillation bei einer Wellenlänge von etwa 11 mm: Im gleichen Bereich sinkt die Oszillationsfrequenz von über 8,5 Hz auf fast 7 Hz und erreicht damit den gleichen Wert wie bei Einsatz des kleinsten Kristalldummies.

Bei dem Experiment traten innerhalb $h \sim 1,5 \dots 1,8$ mm nur jeweils eine Oszillationsfrequenz, die der oben beschriebenen Schwingung zugeordnet werden kann auf. Jenseits dieser Unterfüllung werden auch andere Frequenzen gemessen. Insbesondere bei stark überhöhtem Meniskus bei dem sich unterhalb des Kristall-Dummies eine Einschnürung bildet, findet HINTZ eine Schwingung, deren halbe Wellenlänge gleich der doppelten Gefäßdimension - also mehr als das Doppelte der sonst beobachteten Wellenlänge - ist. Diese Schwingung entspricht einer ebenen stehenden Welle, deren Wellenfront senkrecht zu einer festen Azimutalrichtung steht. Diese Beobachtung ist insofern interessant, als daß hier der Kontaktwinkel zwischen Flüssigkeitsoberfläche und Kristall-Dummy negativ ist.

Die von HINTZ beobachteten ROS entsprechen in zwei wichtigen Punkten den Beobachtungen dieser Arbeit:

- Das Auftreten ist von der Meniskusform an der kalten Thermode abhängig. Dabei sind die notwendigen Kontaktwinkel ähnlich.
- In Teilen entspricht das Frequenzverhalten der ROS den gewonnenen Erfahrungen. Die ROS läßt sich ebenfalls als stehende Schwerewelle beschreiben und zeigt eine entsprechende Dispersion.

Gleichzeitig finden sich klare Unterschiede in der Ausprägung der Schwingungen:

- Die bereits weiter oben angesprochene starke Frequenzverschiebung bei niedrigen Wellenlängen wird in der rechteckigen Küvette nicht beobachtet, obwohl ähnliche Wellenlängen beobachtet wurden. Dieses Phänomen ist nicht mit dem Zuwachs der freien Oberfläche zu erklären.
- In der Czochralski-Geometrie treten weniger Schwingungsmoden auf als in der Küvette. Bis zu einer kritischen Unterfüllung tritt stets nur eine einzelne scharfe Frequenz auf. Dies ist verständlich, da durch die Rotationssymmetrie des Gefäßes existieren weniger mögliche Oszillationsmoden für die freie Oberfläche existieren.
- Die Amplitude der ROS ist offensichtlich unabhängig von der Resonanzfrequenz der Oberfläche. Dies steht im deutlichen Widerspruch zur Küvette, an der die Amplitude stellenweise sehr scharf mit der Frequenz der auftretenden Oberflächenoszillation zusammenhängt.
- Für das Auftreten der ROS wird kein Einsatzzpunkt bezüglich der angelegten Temperaturdifferenz beobachtet. Dagegen wird für die Küvette der Einsatzzpunkt für die Oberflächenoszillationen bei $\Delta T_{\text{krit.}}^{n=1} \sim 14 \text{ K}$ gefunden. Dieser Unterschied ist sehr wichtig, da bei allen konvektiven Instabilitäten ein Einsatzzpunkt beobachtet wird, das heißt die Existenz eines Einsatzzpunktes ist entscheidend für die Frage, ob es sich bei der ROS um einen Effekt einer konvektiven Instabilität handelt. Die Aussage, daß kein Einsatzzpunkt beobachtet wird, muß jedoch relativiert werden. Auf der einen Seite wurde das Auftreten der Schwingung dadurch bestimmt, daß Reflexe auf der Oberfläche beobachtet wurden. Diese Methode ist sehr empfindlich, aber es liegen keine quantitativen Hinweise über die Amplitudenentwicklung vor. Wie bereits erwähnt, wird

die Flüssigkeitsoberfläche stets durch externe Störungen etwas zur Schwingung angeregt, so daß ein gewisser Untergrund unabhängig vom tatsächlichen Auftreten der ROS existiert. Damit ist eine präzise Bestimmung eines Einsatzpunktes fraglich. Andererseits gibt HINTZ an einer anderen Stelle an, daß die Temperaturdifferenz, ab der die ROS beobachtet werden kann von der mittleren Temperatur abhängt und erst jenseits von $\Delta T = 4 \text{ K}$ beobachtbar sei.

Die Oberflächenoszillationen in der rechteckigen Küvette und die ROS im Saphir-Tiegel zeigen also starke phänomenologische Ähnlichkeit. Diese resultiert vor allem daher, daß es sich um oszillierende Flüssigkeitsoberflächen ähnlicher Dimension handelt. Gleichzeitig zeigen sich aber deutliche Unterschiede bei der Frage, unter welchen Parametern die Oszillationen auftreten. Es ist daher wahrscheinlich, daß der zugrundeliegende Anregungsmechanismus in beiden Experimenten unterschiedlicher Natur ist.

Interessant ist noch die von HINTZ gewonnene Dispersionsrelation der ROS

$$\frac{\lambda}{2} \approx 1,1 \cdot (R_{\text{Tiegel}} - R_{\text{Kristall}}),$$

wobei er λ aus der gemessenen Frequenz unter der Annahme einer Schwerewelle berechnet.

Wichtig ist dabei, daß

$$\frac{\lambda}{2} \approx 1,0 \cdot (R_{\text{Tiegel}} - R_{\text{Kristall}})$$

die Grundschiwingung einer freien Oberfläche ohne Randerscheinungen ist. HINTZ beobachtet also Wellenlängen, die einem *größeren* Gefäß entsprechen. Dies läßt sich dadurch erklären, daß die Flüssigkeitsoberfläche durch die Meniskusbildung länger ist, als die Gefäßdimension.

Die Beobachtung widerspricht den Überlegungen aus Kap. 2.11, nach denen eine kürzere Wellenlänge zu erwarten ist. Der Unterschied besteht darin, daß - wie weiter oben beschrieben - die Flüssigkeitsform an den Thermoden nicht durch eine Benetzungssperre festgelegt ist, d. h. die Dreiphasenlinie ist nicht "gepinnt". Der in Kap. 2.11 beschriebene kapillare Übergangsbereich existiert daher nicht.

Ein ähnlicher Effekt tritt wahrscheinlich auch bei der rechteckigen Küvette auf. Bei einer Unterfüllung von $h \sim 1,8 \text{ mm}$ überschreitet der Kontaktwinkel den natürlichen Benetzungswinkel

und die Flüssigkeitsoberfläche löst sich von der Kontaktlinie, so daß sich die Flüssigkeitsoberfläche frei bewegen kann. Durch den so fehlenden Übergangsbereich vergrößert sich die Wellenlänge um etwa $\lambda_{\text{kap}}/2$, so daß bei einer geringen Änderung der Unterfüllung h die Resonanzfrequenz deutlich verschoben wird.

4.7 Zusammenfassung

Die von METZGER beobachteten Oberflächenoszillationen konnten bei leichter Unterfüllung der Küvette - also bei Bildung eines Meniskus an den Küvettenwänden - reproduziert werden.

Im Gegensatz zur Beschreibung von METZGER handelt es sich dabei um stehende Schwerewellen, die dem in Kap. 2.11 entwickelten Modell entsprechen. Die auftretenden Frequenzen liegen zwischen 4,5 Hz und 9 Hz.

Durch Variation der Küvettegeometrie konnten folgende Schwingungsmoden der Flüssigkeitsoberfläche identifiziert werden:

- $n=1$ - Grundschiwingung entlang der x-Achse,
- $m=2$ - erste Oberschiwingung entlang der y-Achse,
- $k=1, l=1$ - Grundschiwingung entlang der Küvettendiagonalen und
- $k=3, l=3$ - zweite Oberschiwingung entlang der Diagonalen.

Wahrscheinlich tritt auf:

- $k=2, l=1$ - Grundschiwingung mit Ausbreitungsrichtung 45° zur x-Achse und

Nicht beobachtet wurden:

- $m=1$ - Grundschiwingung entlang y-Achse und
- $k=2, l=2$ - erste Oberschiwingung entlang der Küvettendiagonalen.

Bei Variation der angelegten Temperaturdifferenz zeigen alle Oszillationsmoden einen bifurkationsartigen Amplitudenverlauf mit wurzelförmigen Abschnitten. Die Einsatzzpunkte

liegen unterhalb von $\Delta T_{\text{krit.}} \sim 5 \text{ K}$; die Oszillationsamplituden liegen bei ca. $10 \mu\text{m}$.

Die Moden $n=1$ und $m=2$ besitzen eine annähernd gleiche Frequenz von ca. 7 Hz . Ihr Einsatzpunkt liegt mit $\Delta T_{\text{krit.}}^{n=1/m=2} \sim 15 \text{ K}$ deutlich über dem Einsatzpunkt der restlichen Moden. Mode $n=1$ erreicht eine Oszillationsamplitude von über $0,4 \text{ mm}$ (zwischen Minimal- und Maximalwert der Auslenkung der Flüssigkeitsoberfläche).

Es konnte gezeigt werden, daß das Auftreten der Oberflächenoszillation von der Form der freien Flüssigkeitsoberfläche an der kalten Thermode abhängt.

Mit zunehmender Meniskusbildung entsteht zunächst die Oberflächenoszillation und erreicht ein Amplitudenmaximum. Bei weiter vergrößertem Meniskus geht die Amplitude erneut - stellenweise bis auf Null - zurück.

Durch verstärkte Randeffekte steigt dabei zunächst die Oszillationsfrequenz und sinkt dann bei zunehmendem Meniskus durch die Vergrößerung der schwingenden Oberfläche.

Die Amplitudenentwicklung der einzelnen Oszillationsmoden korreliert nicht untereinander. Eine Ausnahme bilden die frequenzähnlichen Moden $n=1$ und $m=2$. Wird durch Geometrieänderung der Küvette diese Ähnlichkeit aufgehoben, bricht die Korrelation zusammen. Es zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Amplitude von der Resonanzfrequenz.

Insgesamt kann vorläufig geschlossen werden, daß in diesem Experiment mehrere Anregungen für die Oberflächenoszillationen vorhanden sind. Betrachtet man die Amplitudenentwicklung bei zunehmendem ΔT , so kann der Verlauf als wurzelförmig interpretiert werden. Ein solcher Verlauf wäre typisch für die bei hydrodynamischen Instabilitäten auftretenden Bifurkationen. Hydrodynamische Instabilitäten kommen also als mögliche Anregung der Oberflächenoszillationen in Betracht.