

## 5. Instabilitäten im Meniskus

In diesem Kapitel werden ausführlich die erstmals in dieser Arbeit gefundenen hydrodynamischen Instabilitäten im Meniskusbereich an einer kalten Thermode diskutiert.

Dazu wird zunächst auf die thermischen Gegebenheiten im Meniskus als Grundlage der Überlegungen eingegangen. Dabei wird gezeigt, daß in den sehr kleinen Meniskusbereich ein relativ großer Energieeintrag erfolgt, der lokal dissipiert wird. Die Folge ist eine hohe Instabilität des Bereichs, der dadurch für die Bildung von Konvektionsstrukturen prädestiniert ist.

Um eine Vorhersage über die auftretenden Instabilitäten zu erhalten werden bekannte Beschreibungen aus anderen Arbeiten für die Gegebenheiten im Meniskus extrapoliert; Voraussagen über die wichtigsten Parameter (kritischer Temperaturgradient, Oszillationsfrequenzen) werden erstellt.

In den Kapiteln 5.2 und 5.3 werden Konvektionsstrukturen im Meniskus optisch nachgewiesen. Gleichzeitig wird ein Modell für die Entstehung der Strukturen erarbeitet.

Im weiteren Verlauf werden die auftretenden Instabilitäten systematisch charakterisiert. Es werden die Parameter kritische Temperaturdifferenz, Frequenzverhalten, Amplituden der Temperaturoszillation sowohl in der Flüssigkeit als auch an der Flüssigkeitsoberfläche und die Amplitude der dadurch ausgelösten Oberflächendeformationen gewonnen.

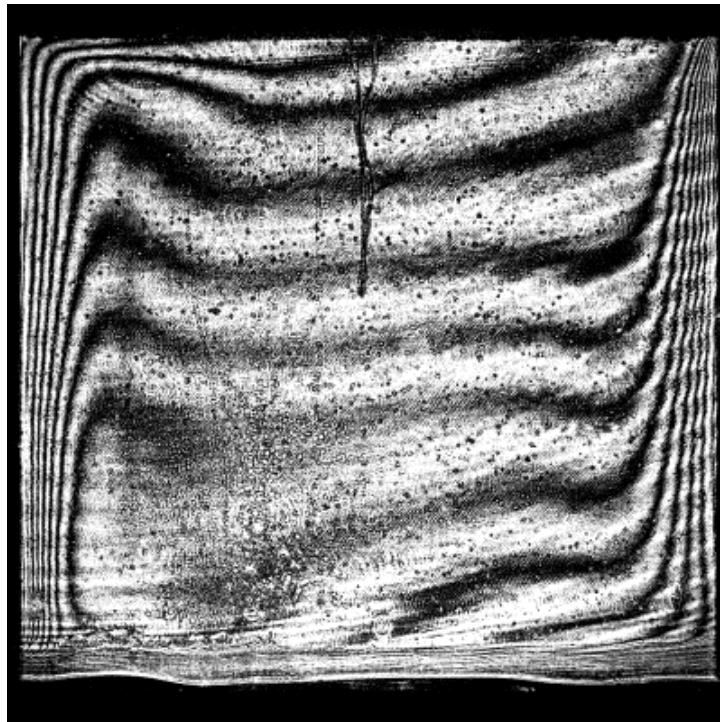
Die Betrachtung des Einflusses der Temperaturdifferenz (Kap. 5.5) zeigt ein für hydrodynamische Instabilitäten typisches Verhalten. Die auftretenden Strukturen werden mit bekannten Instabilitäten verglichen und in Anlehnung an diese beschrieben.

In Kapitel 5.6 wird der Einfluß der Meniskusform auf die Konvektionsstrukturen untersucht. Es wird eine gute Übereinstimmung mit dem in Kapitel 5.2 entworfenen Modell gefunden.

Kapitel 5.7 zeigt eine ähnliche Instabilität aus einer anderen Arbeit, Kap. 5.8 vergleicht die Ergebnisse mit einer numerischen Simulation.

## 5.1 Temperaturverteilung nahe der Thermode

Wie in Kap. 4.5 gezeigt, hängt das Auftreten der Oberflächenoszillationen mit der Form der freien Oberfläche an der kalten Thermode zusammen. Es ist deshalb sinnvoll, die thermischen Gegebenheiten in der Küvette, insbesondere im Meniskusbereich an der kalten Wand, näher zu betrachten.



**Abb. 5.1** Interferometrisch ermittelte Isothermen in der Küvette. Die heiße Seite der Küvette liegt links, die kalte rechts. Der Abstand zwischen den Isothermen beträgt etwa 0,08 K.

$\Delta T = 1$  K,  $T_M = 30$  °C,  $L = 20$  mm,  $B = 20$  mm,  $d = 20$  mm. Nach [Dürr91].

Die folgenden Beschreibungen beziehen sich dabei auf Daten, die DÜRR [Dürr91] unter Anwendung holographischer Interferometrie an einer Küvette gewonnen hat, deren Geometrie sehr ähnlich zu der in dieser Arbeit verwendeten Küvette ist. Als Experimentierflüssigkeit wurde ebenfalls Ethanol eingesetzt.

Abb. 5.1 zeigt die Temperaturverteilung bei exakt gefüllter Küvette bei einer angelegten Temperaturdifferenz zwischen beiden Heizern von  $\Delta T = 1,0$  K. Alle im weiteren Verlauf

gezeigten Temperaturverteilungen beziehen sich auf diese Temperaturdifferenz. Trotz des geringen  $\Delta T$  zeigen die Bilder qualitativ das Gleiche wie bei höheren Temperaturdifferenzen, lassen sich aber aufgrund der geringeren Isothermendichte leichter interpretieren.

Man erkennt im Bild zwei verschiedene Bereiche: Einen Bereich mit weitgehend horizontalem Temperaturgradienten vor den beiden Thermoden und einen weiten Bereich in der Mitte der Küvette, in dem die Temperatur weitgehend vertikal geschichtet ist. Dies erklärt sich durch die Strömung der Experimentierflüssigkeit in der Küvette.

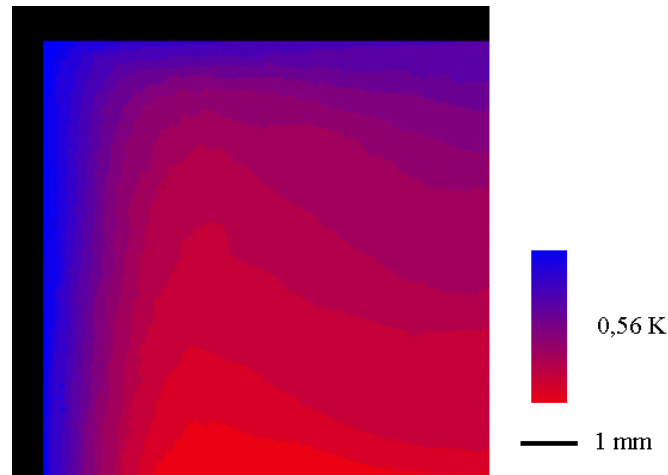
Im mittleren Bereich herrscht eine starke horizontale Strömung vor. Hier wird vorwiegend konvektiv Wärme von der heißen Wand in Richtung der kalten Wand transportiert.

In der Nähe der beiden Thermoden verläuft die Strömung weitgehend vertikal. Während die Strömung an der Wand entlangläuft gibt sie Wärme an die Wand ab bzw. nimmt Wärme auf. Dieser Wärmeaustausch erfolgt weitgehend diffusiv und es bildet sich ein horizontaler Temperaturgradient. Dieser Bereich entspricht der thermischen Grenzschicht.

Im Übergangsbereich zwischen horizontalen und vertikalen Isothermen erkennt man eine *Ausbeulung* der Isothermen (nahe der heißen Wand nach oben, nahe der kalten Wand nach

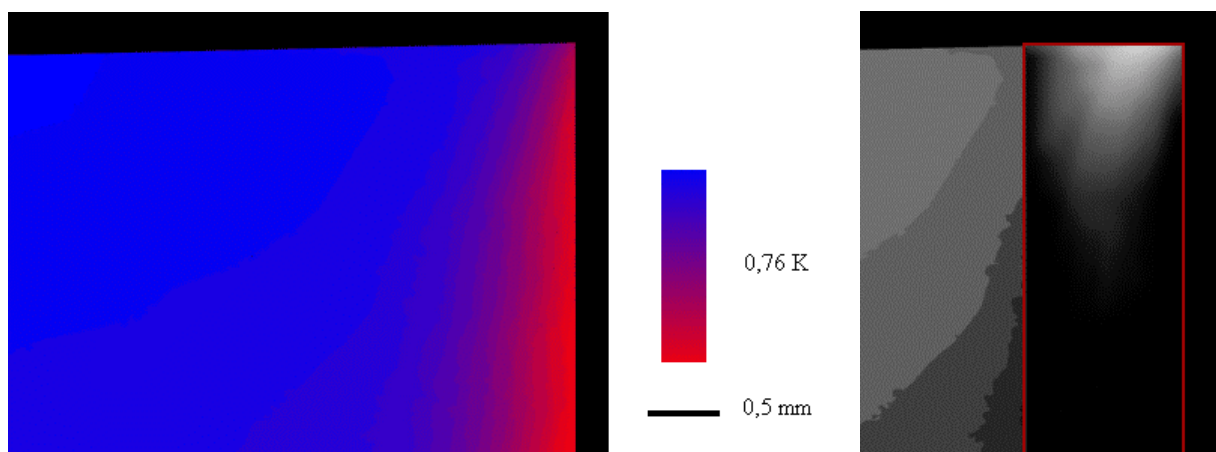
unten), das heißt man findet ein lokales Temperaturminimum bzw. -maximum. In diesem Bereich herrscht noch konvektiver Wärmetransport vor. Die Strömung verläuft jedoch bereits vertikal, so daß kalte Flüssigkeit nahe der heißen Wand nach oben gedrückt wird bzw. warme Flüssigkeit nahe der kalten Wand nach unten. Dieser Effekt tritt vor allem im Flüssigkeitsvolumen auf. In der Nähe der freien Oberfläche und damit im interessanten Meniskusbereich werden lokale Temperaturmaxima nicht gefunden.

Sehr nahe an der freien Oberfläche erkennt man, daß sich die Isothermen entgegen der Stromrichtung zurückbiegen, das heißt daß die Oberflächentemperatur etwas geringer ist als die Temperatur etwa 0,1 mm tiefer. Diese Temperaturdifferenz entsteht wahrscheinlich durch Kühlung der Oberfläche infolge Verdunstung oder durch Ankopplung an die etwa 10 K kältere Umgebungsluft.



**Abb. 5.2** Temperaturverteilung nahe der heißen Wand.  
 $\Delta T = 1 \text{ K}$ ,  $T_M = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $B = 20 \text{ mm}$ ,  $d = 20 \text{ mm}$ . Nach [Dürr91].

Abb. 5.2 zeigt die Temperaturverteilung im Kontaktbereich zwischen freier Oberfläche und heißer Thermode. Von unten kommende Flüssigkeit wird beim Aufsteigen durch Diffusion erwärmt. An der Oberfläche wird die Flüssigkeit stark horizontal beschleunigt; die Wärme wird nahe der freien Oberfläche konvektiv in horizontaler Richtung transportiert. Da dieser Transport erheblich schneller ist, als der diffusive Wärmetransport wird das Temperaturfeld in der Nähe der Oberfläche auseinandergezogen.



**Abb. 5.3** Temperaturverlauf nahe der kalten Wand.  
 $\Delta T = 1 \text{ K}$ ,  $T_M = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $B = 20 \text{ mm}$ ,  $d = 20 \text{ mm}$ . Nach [Dürr91].

Ein ganz anderes Verhalten zeigt sich in der Nähe der kalten Thermode (Abb. 5.3). Hier strömt heiße Flüssigkeit in der Nähe der freien Oberfläche horizontal gegen die kalte Thermode bevor

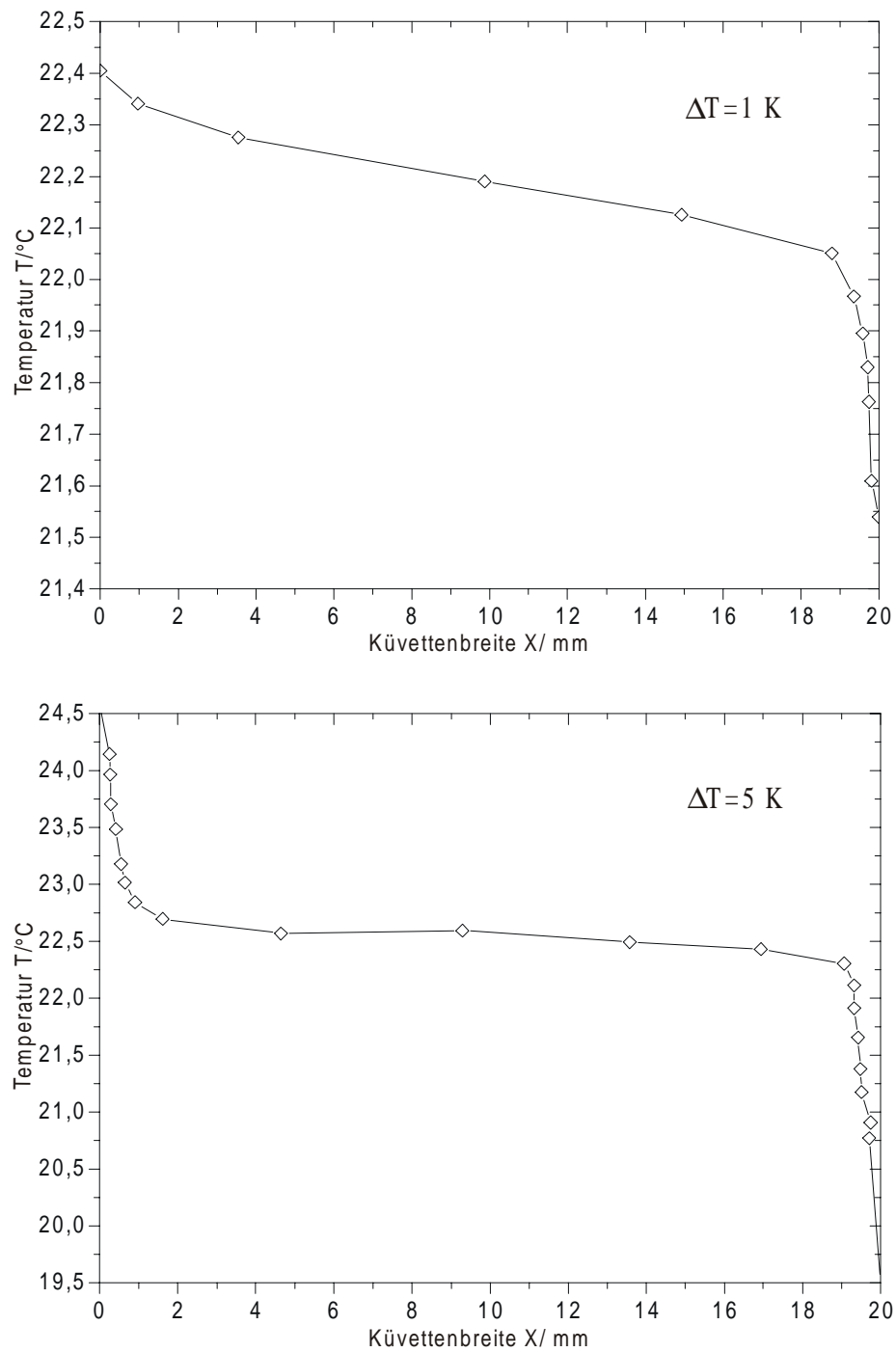
sie umgelenkt wird und vertikal nach unten fließt. In diesem Bereich dominiert also weiterhin der konvektive Wärmetransport, das heißt die kalte thermische Grenzschicht wird in der Nähe der Oberfläche zusammengedrückt.

Dadurch entsteht neben dem horizontalen Temperaturgradienten eine vertikale Schichtung: Die herangeströmte und noch heiße Flüssigkeit befindet sich über der bereits abgetauchten und durch die kalten Thermode abgekühlten Flüssigkeit. In Abb. 5.3 wurde im rot eingezeichneten Bereich ein linearer Temperaturgradient (ca. 0,5 K/mm) in horizontaler Richtung von der Temperaturverteilung abgezogen, so daß man den Temperaturgradienten in vertikaler Richtung erkennt.

Abb. 5.4 zeigt die Temperatur nahe an der Flüssigkeitsoberfläche für  $\Delta T=1$  K und  $\Delta T=5$  K. Die Temperatur sinkt zunächst nahe an der heißen Wand linear und relativ stark. Dies ist die thermische Grenzschicht an der heißen Wand. Daran schließt sich ein Gebiet mit einem nur schwachen Temperaturabfall an, in dem konvektiver Wärmetransport vorherrscht. In der thermischen Grenzschicht nahe der kalten Wand sinkt die Temperatur stark und linear.

Wichtig ist dabei, daß die größten Temperaturgradienten in beiden Grenzschichten zu finden sind. Schon bei  $\Delta T=1$  K fallen 50% der Temperaturdifferenz in der Grenzschichten an der kalten Thermode und 10% in der Grenzschicht an der warmen Thermode ab. Bei steigender Temperaturdifferenz nimmt dieser Effekt weiter zu. So entfallen bei  $\Delta T=5$  K 55% auf die Grenzschicht an der kalten Wand und 30% auf die Grenzschicht an der warmen Wand; bei  $\Delta T=10$  K sind es 70% und 20%.

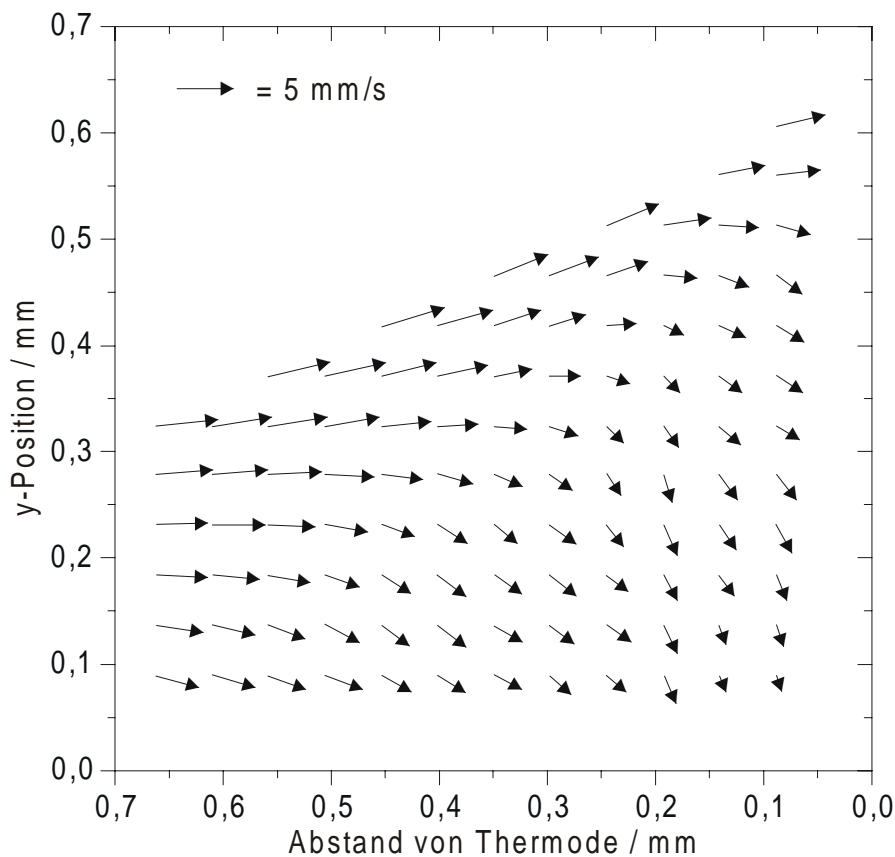
Die aus der Messung von DÜRR gewonnene Beschreibung des Bereichs an der kalten Wand ähnelt den Ergebnissen der numerischen Arbeit von CANRIGHT [Canright94]. Neben der Ausbildung einer thermischen Grenzschicht findet CANRIGHT das Zusammendrücken der Isothermen nahe der Oberfläche. Der Temperaturgradient an der Oberfläche steigt mit abnehmendem Abstand von der kalten Wand; die Geschwindigkeit an der Oberfläche erreicht ein Maximum an einem Punkt kurz vor der kalten Wand.



**Abb. 5.4** Temperaturprofile an der freien Oberfläche.

$L=20 \text{ mm}$ ,  $B=20 \text{ mm}$ ,  $d=20 \text{ mm}$ . Nach [Dürr91].

Nahe der kalten Wand befindet sich also ein Bereich mit großen thermokapillaren Kräften die auf die Flüssigkeitsoberfläche wirken. Im Gegensatz zur heißen Wand sind diese direkt auf die kalte Wand gerichtet und haben trotz höherem Temperaturgradienten einen geringeren Anteil am Antrieb der globalen Konvektion in der Küvette. Statt dessen muß die eingebrachte Energie weitgehend lokal - durch viskose Kräfte bei der Umlenkung der Stromrichtung und bei Wechselwirkungen mit der Wand - dissipiert werden. Das Gebiet muß als instabil angesehen werden und ist prädestiniert für die Ausbildung von Konvektionsstrukturen.

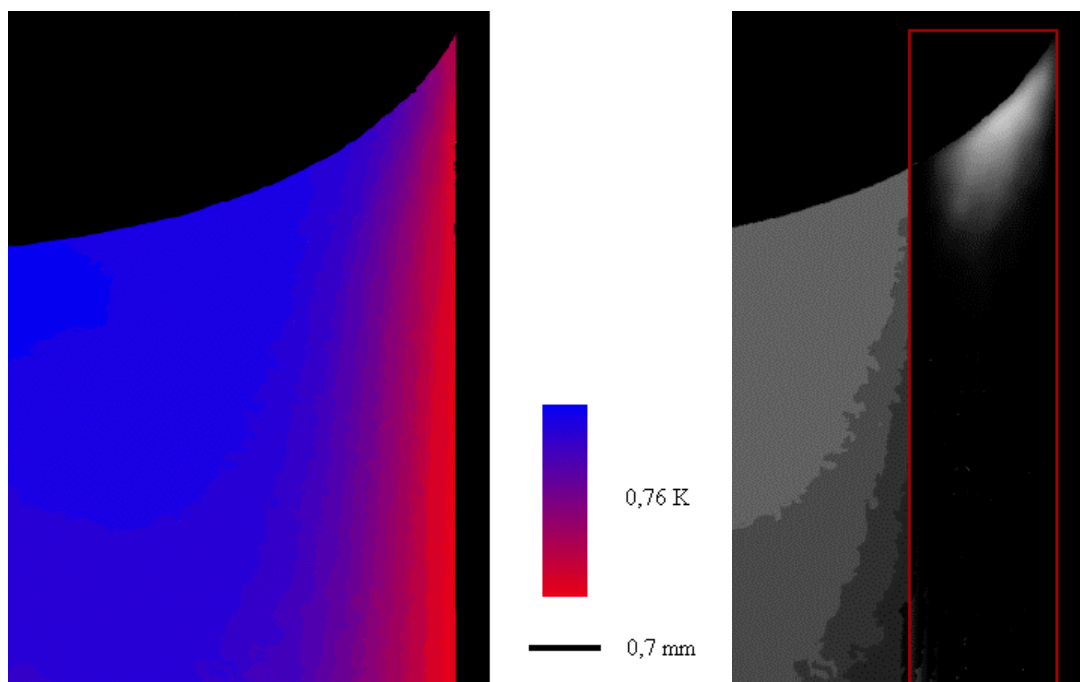


**Abb. 5.5** Strömungsfeld nahe der kalten Thermode. Das Temperaturfeld wurde durch Particle-Image-Velocimetry (PIV) [Raffel98, Benz00] aus Videobildern von Tracerspuren (vgl. Kap. 5.3) gewonnen. Die freie Oberfläche verläuft wenig oberhalb der obersten eingezeichneten Geschwindigkeitspfeile.

$\Delta T = 45,5 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ ,  $h = 1,1 \text{ mm}$ .

Abb. 5.5 zeigt ein aus Tracerbildern gewonnenes Strömungsfeld nahe der kalten Thermode (Anm.: Der auf den Videobildern in Kap. 5.3 zu sehende Wirbel wird durch das PIV-System nicht aufgelöst und ist daher im Strömungsfeld nicht zu erkennen). Man erkennt, wie die

Strömung zunächst der Oberflächenform folgt und dann vertikal nach unten abgelenkt wird. Durch viskose Wechselwirkung mit der Thermode wird dabei die Strömungsgeschwindigkeit verringert. Dabei folgt die Strömung um so länger der Oberflächenform, je näher sie sich an der Oberfläche befindet. Gut zu sehen ist, daß die größten Geschwindigkeiten an der freien Oberfläche erreicht werden; etwa 5 mm/s. Man erkennt ebenfalls, daß aufgrund des starken thermokapillaren Antriebs trotz Wandwechselwirkung die oberflächennahe Strömung wesentlich weniger abgebremst wird als tieferliegende Strömungsanteile. Für die Strömung nahe der freien Oberfläche wird keine oder eine nur sehr geringe Geschwindigkeitsabnahme gemessen.



**Abb. 5.6** Temperaturverteilung bei Meniskusbildung an der kalten Wand.

$\Delta T = 1 \text{ K}$ ,  $T_M = 30 \text{ °C}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $B = 20 \text{ mm}$ ,  $d = 20 \text{ mm}$ . Nach [Dürr91].

Abb. 5.6 zeigt das Temperaturfeld nahe der kalten Thermode wenn durch Unterfüllung der Küvette ein Meniskus hervorgerufen wird. In der rechten Abbildung wurde wieder im rot gezeichneten Bereich ein linearer horizontaler Temperaturgradient (ca. 0,5 K/mm) vom Temperaturfeld abgezogen.

Beim Vergleich mit Abb. 5.4 zeigen sich keine gravierenden Unterschiede. Die Stauchung der thermischen Grenzschicht ist nahe der Oberfläche nicht so stark wie bei exakt gefüllter Küvette. Bei Einströmen der Flüssigkeit in den Meniskusbereich erweitert sich der Strömungsquerschnitt. Entsprechend ist nach der Konitunitäts Gleichung eine geringere Strömungsgeschwindigkeit und

damit ein gegenüber der flachen Geometrie größerer Einfluß von Diffusion zu erwarten. Entsprechend der vergrößerten Grenzschicht ist die Oberflächentemperatur im Bereich vor dem Meniskus um etwa 0,1 K ( $=1/10 \Delta T$ ) niedriger als bei flacher Geometrie.

Modellrechnungen von SHETSOVA für einen Flüssigkeitszylinder ohne Gravitationseinfluß zeigen ebenfalls eine Verringerung des Temperaturgradienten an der freien Oberfläche bei leichter Unterfüllung [Kuhlmann96].

Betrachtet man einen vertikalen Temperaturschnitt nahe der kalten Wand, findet man ein lokales Temperaturmaximum knapp unterhalb der Flüssigkeitsoberfläche in der Nähe der obersten Spitze des Meniskus. Das heißt, in der obersten Spitze des Meniskus ist es kälter als in den Flüssigkeitsschichten darunter. Dies kann darauf hindeuten, daß dort nur geringe Strömungsgeschwindigkeiten herrschen. Wahrscheinlicher ist jedoch die Kühlung dieses Gebietes durch die Flüssigkeit/Gas-Grenzfläche.

Aus den Rechnungen von SHEVTSOVA kann man erkennen, daß im Fall der Unterfüllung eines Flüssigkeitszylinders die Stromlinien nicht so weit in die Ecken vordringen. Die Strömungsgeschwindigkeit im Kontaktbereich zwischen freier Oberfläche und Thermode sinkt.

Die Ausbildung des Meniskus wirkt sich also nicht stark auf die Temperaturverteilung in der Küvette aus. Allerdings verändert sich die Geometrie der freien Oberfläche und die Geometrie des betrachteten Flüssigkeitsvolumens insbesondere im Kontaktbereich zwischen kalter Thermode und freier Oberfläche.

In Abb. 5.5 kann man gut erkennen, daß sich ein räumlich separiertes Gebiet im Meniskus ausbildet, das eine keilförmige Struktur hat. Es wird an seinen Seiten durch drei unterschiedliche Effekte begrenzt:

- Zur rechten Seite wird es durch die kalte Wand begrenzt.
- Nach oben und zur linken Seite wird es durch die Einschnürung des Meniskus begrenzt. Hinzu kommt das lokale Temperaturmaximum vor dem Meniskus.
- Nach unten wird es durch den Übergang zwischen im Meniskus vorhandener (relativ) warmer Flüssigkeit zu (relativ) kalter Flüssigkeit in der thermischen Grenzschicht begrenzt.

Es handelt sich beim Meniskusbereich um ein räumlich und thermisch vom Restvolumen separiertes Gebiet in dem ein starker thermokapillarer Antrieb existiert. Die Gegebenheiten ähneln dabei der Konvektion in einer dünnen Schicht mit einer Länge von etwa 1,2 mm und einer Schichtdicke von etwa 0,6 mm. Wie oben erklärt findet man in diesem Bereich einen größeren Temperaturgradienten an der freien Oberfläche als im gesamten restlichen Bereich, der die Strömung im Restvolumen antreibt.

Zu dünnen Schichten wurden unter anderem von MÖLLER [Möller86], SCHNEIDER [Schneider95] und METZGER [Metzger94] Untersuchungen vorgenommen aus denen sich Einsatzpunkte und kritische Frequenzen oszillatorischer Marangonikonvektion bei einer Schichtdicke von  $d=0,6$  mm extrapolieren lassen.

Die Messungen von METZGER wurden in der gleichen Küvette, die in dieser Arbeit verwendet wurde, durchgeführt. Anstelle eines Seitenverhältnisses von  $A=1$  wurde der Boden so eingestellt, daß dünne Flüssigkeitsschichten bis  $d=1,5$  mm entstehen. Werte für  $d=0,6$  mm wurden aus diesen Daten geschätzt. Die Daten von MÖLLER SCHNEIDER wurden in einem Ringspalt mit einer Spaltbreite von 40 mm bei Schichtdicken bis minimal  $d=1,0$  mm aufgenommen. Experimentierflüssigkeit war in allen Fällen Ethanol.

	$Ma_{krit.}$		$\nu_{krit.}$	
	Hydrothermal- welle	Oberflächen- welle	Hydrothermal- welle	Oberflächen- welle
METZGER	$8534 \pm 2500$ (*)		$1,5 \pm 0,5$ Hz (*)	
MÖLLER	$16396 \pm 2000$	$24258 \pm 2000$ (*)	$1,67 \pm 0,1$ Hz	$7,1 \pm 0,5$ Hz (*)
SCHNEIDER	420	1000 (*)	$3,4 \pm 1$ Hz (*)	3 Hz (*)

**Abb. 5.7** Einsatzpunkte  $Ma_{krit.}$  und kritische Frequenzen  $\nu_{krit.}$  für oszillatorische Marangonikonvektion bei dünnen Schichten mit  $d=0,6$  mm. Die mit (\*) gekennzeichneten Werte sind aus den präsentierten Datensätzen extrapoliert.

Bei allen Experimenten tritt zunächst die Mehrfachrollenstruktur auf. Bei Überschreitung einer kritischen Marangonizahl findet ein Übergang zu einer oszillatorischen Marangonikonvektion

statt. MÖLLER und SCHNEIDER unterscheiden dabei zwischen hydrothermaler Welle und Oberflächenwellen.

METZGER und MÖLLER haben bei der Angabe der Marangonizahl eine Definition verwendet, in der die an den Thermoden angelegte Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ausschlaggebend ist (vgl. Kap 2.1):

$$Ma = -\frac{d\sigma}{dT} \frac{1}{\eta\chi} \cdot d \cdot \Delta T.$$

SCHNEIDER benutzte als Definition

$$Ma = -\frac{d\sigma}{dT} \frac{1}{\eta\chi} \cdot \frac{d^2}{L} \cdot \Delta T$$

die zu wesentlich kleineren Marangonizahlen bei gleicher angelegter Temperaturdifferenz führt.

	<b>Ma<sub>krit</sub><sup>korrigiert</sup></b>		<b>v<sub>krit.</sub></b>	
	<b>Hydrothermal- welle</b>	<b>Oberflächen- welle</b>	<b>Hydrothermal- welle</b>	<b>Oberflächen- welle</b>
METZGER	853±250 (*)		1,5±0,5 Hz (*)	
MÖLLER	1639±200	2425±200 (*)	1,67±0,1 Hz	7,1±0,5 Hz (*)
SCHNEIDER	420	1000 (*)	3,4±1 Hz (*)	3 Hz (*)

**Abb. 5.8** Einsatzpunkte  $Ma_{krit.}$  und kritische Frequenzen  $v_{krit.}$  für oszillatorische Marangonikonvektion bei dünnen Schichten nach Korrektur aufgrund der Temperaturverteilung lt. DÜRR. Die mit (\*) gekennzeichneten Werte sind aus den präsentierten Datensätzen extrapoliert.  
 $d=0,6\text{ mm}$

Wie bereits weiter oben gezeigt, trägt aber nur ein Teil der Temperaturdifferenz tatsächlich zum Antrieb bei. Es erscheint daher realistischer, die Definition der Marangonizahl, die sich am tatsächlichen (mittleren) Temperaturgradienten im Mittelbereich der Küvette orientiert, zu

verwenden:

$$\text{Ma} = - \frac{d\sigma}{dT} \frac{1}{\eta\chi} \cdot d \cdot L \cdot \frac{dT}{dx}.$$

Verwendet man diese Definition, so muß man - zusammen mit den Daten von DÜRR - davon ausgehen, daß bei den Experimenten von METZGER und MÖLLER der Temperaturgradient um etwa den Faktor 10 überschätzt wurde. Dies läuft darauf hinaus, daß Marangonzahlen, die zum Vergleich mit der Meniskusregion verwendet werden können, etwa einem Zehntel der angegebenen Marangonzahlen entsprechen.

PREISSER [Preisser83] und VELTEN [Velten88] haben jeweils Experimente an  $\text{NaNO}_3$ -Floating-Zones durchgeführt. Durch die geringen Dimensionen (Zonenradius minimal 2 mm, Zonenlänge minimal 1,2 mm) können auch diese zum Vergleich mit der Meniskusregion verwendet werden. Dabei ist insbesondere eine bessere Einschätzung der kritischen Frequenz zu erwarten. Im Gegensatz zu Küvette und Ringspalt wird bei den Experimenten mit Floating-Zones nicht die Schichtdicke  $d$  sondern die Zonenlänge  $L$  variiert. Daher liegt bei kleinen Dimensionen das Seitenverhältnis von Küvette und Ringspalt unter 1, wie es den Gegebenheiten im Meniskusbereich entspricht ( $A \sim 0,25..0,5$ ). Bei einer Floating-Zone erreicht man dies nur für relativ große Dimensionen; ansonsten ist  $A \gg 1$ . Für den Vergleich mit der Meniskusregion wird daher ein Mittel aus Schichtdicke und Länge des Meniskus verwendet ( $L=0,9$  mm).

	<b>Ma<sub>krit</sub></b>	<b><math>\nu_c</math></b>
PREISSER	6500±1000 (*)	5 Hz (*)
VELTEN	1165±500 (*)	6,4±0,5 Hz (*)

**Abb. 5.9** Einsatzpunkt  $\text{Ma}_{\text{krit}}$  und kritischen Frequenzen  $\nu_{\text{krit}}$  für  $\text{NaNO}_3$ -Floating-Zones. Die mit (\*) gekennzeichneten Werte sind aus den präsentierten Datensätzen extrapoliert.  
 $L=0,9$  mm

Für die Floating-Zones wird nicht zwischen hydrothermalen Welle und Oberflächenwelle unterschieden; es handelt sich bei den kritischen Marangonzahlen um Werte für das Einsetzen von Temperaturosillationen; wahrscheinlich von hydrothermalen Wellen.

Geht man von einer wie oben beschriebenen Temperaturverteilung in der Küvette aus, so kann man den Temperaturgradienten im Meniskusbereich angeben als:

$$\frac{dT}{dx} \approx c_{\text{korrektur}} \frac{\Delta T}{l},$$

mit  $l$  der Ausdehnung in  $x$ -Richtung des separierten Gebiets,  $\Delta T$  der angelegten Temperaturdifferenz und  $c_{\text{korrektur}}$  einem Korrekturfaktor, der angibt, welcher Bruchteil der angelegten Temperaturdifferenz in der thermischen Grenzschicht abfällt. Nach den obigen Überlegungen beträgt er

$$c_{\text{korrektur}}^{5\text{ K}} = 0,55 \text{ für } \Delta T = 5\text{ K und}$$

$$c_{\text{korrektur}}^{10\text{ K}} = 0,7 \text{ für } \Delta T = 10\text{ K.}$$

Abb. 5.10 zeigt die in Temperaturdifferenzen umgerechneten Einsatzpunkte.

	$\Delta T_{\text{krit.}}$		$\nu_{\text{krit.}}$	
	Hydrothermal- welle	Oberflächen- welle	Hydrothermal- welle	Oberflächen- welle
METZGER	$3 \pm 1\text{ K (*)}$		$1,5 \pm 0,5\text{ Hz (*)}$	
MÖLLER	$5,7 \pm 0,7\text{ K}$	$8,5 \pm 0,7\text{ K (*)}$	$1,67 \pm 0,1\text{ Hz}$	$7,1 \pm 0,5\text{ Hz (*)}$
SCHNEIDER	$1,5\text{ K}$	$3,5 \pm 1\text{ K (*)}$	$3,4 \pm 1\text{ Hz (*)}$	$3\text{ Hz}$
PREISSER	$18 \pm 3\text{ K (*)}$		$5\text{ Hz (*)}$	
VELTEN	$4,1 \pm 1,7\text{ K (*)}$		$6,4 \pm 0,5\text{ Hz (*)}$	

**Abb. 5.10** Einsatzpunkte  $\Delta T_{\text{krit.}}$  und kritische Frequenzen  $\nu_{\text{krit.}}$  für oszillatorische Marangonikonvektion bei dünnen Schichten nach Korrektur aufgrund der Temperaturverteilung lt. DÜRR. Die mit (\*) gekennzeichneten Werte sind aus den präsentierten Datensätzen extrapoliert.

$d = 0,6\text{ mm}$

Die Daten präsentieren sich sowohl in Einsatzpunkt als auch in Frequenz uneinheitlich. Insbesondere fällt der von PREISSER gemessene Wert für eine  $\text{NaNO}_3$ -Zone heraus. Betrachtet

man die restlichen Werte, wird man das Einsetzen von Oszillationen in Form von thermischen Wellen zwischen  $\Delta T=1,5$  K und  $\Delta T=6$  K erwarten. Bei weiter erhöhtem Temperaturgradienten sind ab ca.  $\Delta T=4$  K auch Oberflächenwellen zu erwarten.

Bei der erwarteten Frequenz ergeben sich naturgemäß deutliche Unterschiede zwischen den Experimenten an dünnen Schichten und an Floating-Zones. Da es sich bei den Werten um die kritischen Frequenzen handelt - also die Frequenzen, die beim Eintreten von Oszillationen gemessen wurden - orientieren sich diese bei Floating-Zones an der Spaltbreite. Daher erscheinen die Frequenzen aus den Floating-Zone-Experimenten, die näher bei  $A=1$  liegen, zuverlässiger. Das heißt, für thermische Wellen wird eine kritische Frequenz von um  $\nu_{\text{krit.}} \sim 5$  Hz erwartet. Die Experimente an dünnen Schichten zeigen, daß die kritischen Frequenzen von Oberflächenwellen etwa zwei- bis viermal so groß sind, also  $\nu_{\text{krit.}} \sim 10$  Hz bis  $\nu_{\text{krit.}} \sim 20$  Hz zu erwarten sind.

Interessant ist noch die Abschätzung, inwieweit im Meniskusgebiet thermische Konvektion eine Rolle spielt. Allgemein ist für derart kleine Gebiete für Ethanol ein dominierender Effekt der Thermokapillarität zu erwarten. Die Rayleighzahl berechnet sich dabei zu:

$$Ra = \frac{d\rho}{dT} \frac{g}{\nu\chi} \cdot d^2 \cdot 1 \cdot \Delta T$$

$$Ra=340.$$

Das Verhältnis von Marangonizahl und Rayleighzahl beträgt

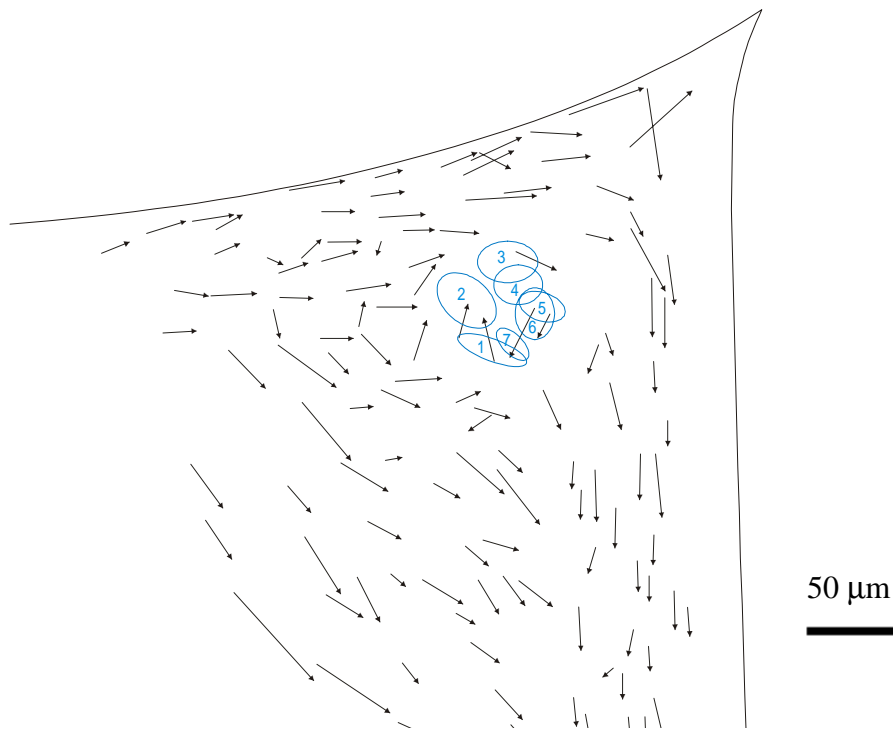
$$\frac{Ma}{Ra} \approx 5.$$

Das Gebiet unterliegt also vorwiegend thermokapillarem Regime, wobei Auftreibkräfte jedoch nicht zu vernachlässigen sind. Wie oben gezeigt, wird der Meniskusbereich nach unten durch einen Temperaturgradienten begrenzt. Insbesondere da hier niedrigere Strömungsgeschwindigkeiten zu erwarten sind, wird wahrscheinlich thermischer Auftrieb eine Rolle bei einer Separation des Gebietes spielen.

Beim Vergleich mit Experimenten an dünnen Schichten müssen zwei wichtige Unterschiede zum separierten Meniskusbereich beachtet werden. Im Gegensatz zur dünnen Schicht besitzt der Meniskusbereich eine stark gekrümmte Oberfläche. Dies bedeutet nicht nur, daß sich

Interaktionen zwischen thermokapillarer Strömung und Oberflächendeformation unterscheiden. Es bedeutet auch, daß die Höhe der Flüssigkeitsschicht stark vom Ort abhängig ist, daß also die Radien von sich bildenden Konvektionsrollen und damit die charakteristischen Wellenlängen von Instabilitäten innerhalb des Meniskusbereichs deutlich unterschiedlich sind. Es ist daher mit einer größeren Vielfalt auftretender Temperaturoszillationen, also mit einem breiten Frequenzspektrum zu rechnen. Der andere Unterschied besteht darin, daß der Bereich nicht, wie in Experimenten zu dünnen Schichten durch feste Seitenwände, sondern durch relativ weiche Grenzbedingungen ("flüssige Seitenwand") begrenzt ist. Dadurch ist ein größerer Parameterraum der Instabilitäten möglich, was zu einer Destabilisierung der Strömung führen sollte (die stabilisierende Wirkung der Seitenwände durch Modenselektion entfällt). Die Strömung sollte besser mit den Erwartungen für eine unendlich ausgedehnte dünne Schicht übereinstimmen.

## 5.2 Untersuchung mit Hochgeschwindigkeitskamera



**Abb. 5.11** Strömungsfeld im Meniskusbereich.

$\Delta T = 45,5 \text{ K}$ ,  $T_M = 20,0 \text{ °C}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ ,  $h \sim 0,7 \text{ mm}$ .

Um die Vermutung, daß sich im Meniskusbereich ein eigenständiges Strömungsgebiet und damit wenigstens eine Konvektionsrolle separiert, wurde der Meniskusbereich mit Lichtschnitt und

einer Hochgeschwindigkeitskamera, die mit 16 mm Filmmaterial arbeitet, beobachtet. Dabei konnte aufgrund der begrenzten Belichtung des Gebiets eine Bildrate von 100 Hz erreicht werden. Fordert man eine Abbildung von ca. 10 Bildern pro Schwingung, so beträgt diese Bildrate das 1,4-fache der für eine 7 Hz-Schwingung benötigten.

Gearbeitet wurde bei einer angelegten Temperaturdifferenz von  $\Delta T = 45,5$  K mit kontinuierlich sinkendem Flüssigkeitsspiegel, also kontinuierlich zunehmender Unterfüllung  $h$ . Die Filmaufnahmen wurden durchgeführt, nachdem die Oberflächenoszillation eingesetzt hat.

Zusammen mit der oszillierenden Oberfläche bewegen sich auch die Tracer im Bereich nahe der Oberfläche während der Oberflächenschwingung auf und ab, was die Erfassung des Strömungsbildes erschwert. Je weiter Tracerteilchen von der Oberfläche entfernt sind, desto weniger unterliegen sie dieser Bewegung. Die einzelnen Bilder des aufgenommenen Films wurden daher zunächst auf Papier übertragen und die beschriebene Zusatzbewegung entzerrt. Dadurch zeigt jedes Bild die Tracerbewegung (weitgehend) ohne Überlagerung durch die Oberflächenschwingung, und es kann die Bewegung einzelner Tracer verfolgt werden.

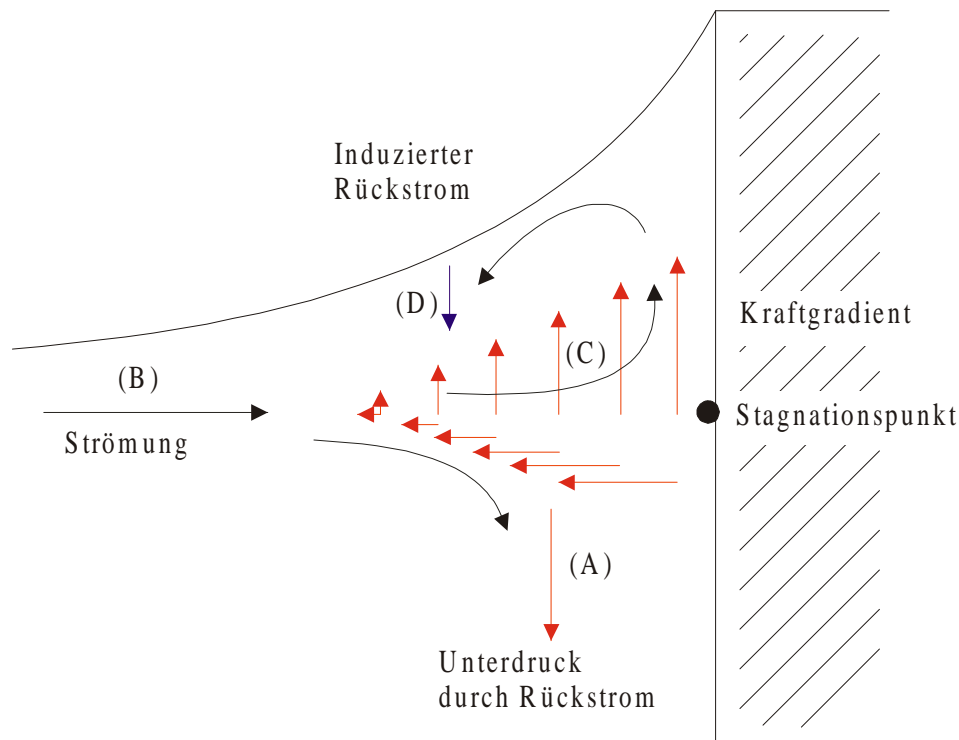
Abb. 5.11. zeigt das so gewonnene Strömungsfeld des Meniskusbereichs an der kalten Wand bei einer Unterfüllung von  $h \sim 0,7$  mm. Man erkennt die von der heißen Seite heranströmende Flüssigkeit. Der größte Teil der Flüssigkeit, der relativ weit von der Oberfläche entfernt ist, wird abgelenkt und fließt nach unten ab. Dieser Teil gehört noch zur Hauptströmung in der Küvette.

Flüssigkeit nahe der Oberfläche folgt dieser weiter. Man erkennt, daß sie durch den starken Temperaturgradienten nahe der kalten Wand weiter beschleunigt wird. Dieser Teil der Flüssigkeit wird erst nahe der kalten Wand abgelenkt, um nach unten abzufließen. Wie zu erwarten ist die Stromgeschwindigkeit nahe der kalten Wand durch Wechselwirkung mit der Wand geringer als weiter von der Wand entfernt.

Im Bereich zwischen diesen Teilen des Stroms bildet sich ein Gebiet geringerer Strömungsgeschwindigkeiten in dem auch dem Hauptstrom entgegengesetzte Tracerbewegungen gefunden werden. Offensichtlich hat sich hier ein Wirbelzentrum separiert.

Zusätzlich ist in Abb. 5.11 die Bewegung eines Tracers eingezeichnet, der über 7 Bilder verfolgt werden konnte und der offensichtlich nahe dem Wirbelzentrum um dieses kreist. Die Auszählung ergibt dabei eine Umlaufzeit von  $\tau = 80 \pm 20$  ms, also eine Umlauffrequenz von etwa

$\nu=12\pm 3$  Hz. Dabei ist zu beachten, daß sich der Tracer nahe am Wirbelzentrum befindet, also eine hohe Umlauffrequenz besitzt.



**Abb. 5.12** Im Meniskus auftretende Druckgradienten.

Das Strömungsfeld in Abb. 5.5 zeigt keine gegeneinander gleitenden Flüssigkeitsschichten, so daß - im Gegensatz zur heißen Thermode - nicht mit großen Scherkräften im Meniskusbereich an der kalten Thermode zu rechnen ist. Ein HELMHOLZscher Mechanismus, wie ihn SCHNEIDER [Schneider95] für die stationäre Mehrfachrollenstruktur vermutet, ist daher unwahrscheinlich. Für unendlich ausgedehnte dünne Flüssigkeitsschichten treten bei linearer Stabilitätsanalyse [Parmentier93] keine Mehrfachrollenstrukturen auf. Der offensichtlich benötigte Einfluß von Seitenwänden ist bei dem gefundenen Wirbel jedoch nicht in dieser Form vorhanden. Es bietet sich daher ein anderer Separationsmechanismus an.

Abb. 5.12 zeigt zunächst die wichtigsten Kräfte (Druckgradienten) im Meniskusbereich unter der Annahme, daß weder Auftrieb noch Thermokapillarität existierten. Wichtig ist zunächst der

Unterdruck (A), der durch den *return-flow* in der Küvette erzeugt wird. Er beschleunigt die horizontal anströmende Flüssigkeit (B) nach unten und lenkt sie dadurch in den Rückstrom.

Gleichzeitig erweitert sich die Dimension des Flüssigkeitsvolumens durch die Form des Meniskus. Aus Kontinuitätsgründen entsteht ein Beschleunigungsfeld (C), das die Flüssigkeit sowohl nach oben ablenkt als auch horizontal abbremst. Da die Meniskusform überlinear (annähernd exponentiell) verläuft, ist dieses Beschleunigungsfeld nicht konstant sondern nimmt (über)linear mit abnehmender Distanz von der kalten Wand zu.

Die stärkste Strömungsgeschwindigkeit entsteht direkt an der kalten Wand, sofern Wandwechselwirkungen vernachlässigt werden. Durch viskose Bremskräfte in Wandnähe wird der Punkt höchster vertikaler Geschwindigkeit etwas von der Wand entfernt sein; dies ist aber für den Mechanismus irrelevant.

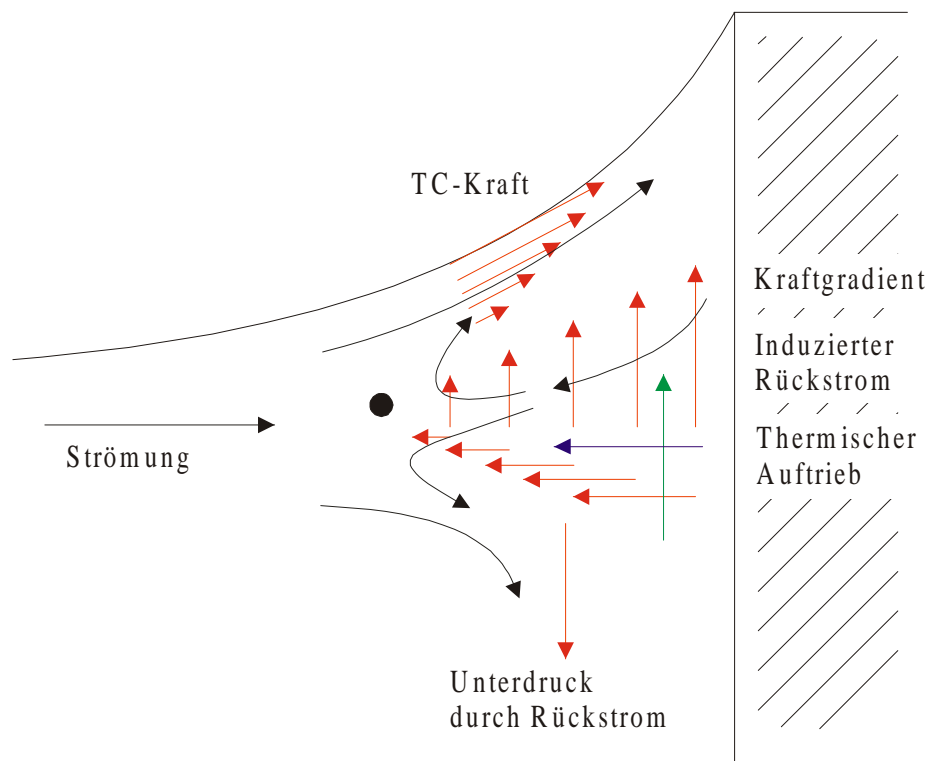
Da das Flüssigkeitsvolumen konstant ist, muß diese nach oben gerichtete Strömung durch einen vertikal nach unten gerichteten Rückstrom (D) weiter von der Wand entfernt kompensiert werden. Auf diese Weise separiert sich im Bereich des Meniskus ein Wirbel, dessen Drehsinn dem *return-flow* entgegengerichtet ist.

Anders stellt sich die Situation dar, wenn im Meniskusbereich zusätzlich eine thermokapillare Antrieb herrscht (Abb. 5.13). Die Flüssigkeit wird an der Oberfläche durch thermokapillare Kräfte des vorhandenen Temperaturgradienten tangential zur Oberfläche beschleunigt. Diese Beschleunigung hat also sowohl eine vertikal nach oben als auch eine horizontal auf die kalte Wand gerichtete Komponente. Auch tieferliegende Flüssigkeitsschichten werden durch viskose Kräfte entlang der Oberfläche beschleunigt, wobei diese Beschleunigung mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche geringer wird.

Gleichzeitig wirkt weiterhin der Unterdruck durch den *return-flow* und beschleunigt Flüssigkeit vertikal nach unten. Ab einem gewissen Abstand von der Oberfläche wird dieser Effekt die vertikale Kraftkomponente der Marangonikraft übersteigen, das heißt die Flüssigkeitsströmung teilt sich: Nahe der Oberfläche folgt sie deren Form und wird weiter beschleunigt, entfernt von der Oberfläche wird sie nach unten abgelenkt und speist den Rückstrom der Küvette.

Wie oben bereits festgestellt muß aber durch den Diffusoreffekt des Meniskus die Flüssigkeit im Meniskusbereich effektiv in horizontaler Richtung *langsamer* werden. Um diese Bedingung trotz zunehmender Horizontalgeschwindigkeit entlang der Oberfläche zu erfüllen, muß dieser Strom durch einen Rückstrom von der kalten Wand kompensiert werden. Dies könnte z. B. durch einen

verstärkten Rückstrom am Küvettenboden passieren, so daß der Marangonieffekt im Meniskusbereich zusätzlich die Hauptströmung in der Küvette antreiben würde. In diesem Fall käme es zu keiner Separation einer Konvektionsrolle im Meniskus.



**Abb. 5.13** Entstehung der Konvektionsrolle im Meniskus.

Vermutlich spielen auch Auftriebskräfte bei der Separation eine Rolle. Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt, existiert nahe der kalten Wand ein vertikaler Temperaturgradient, in dem stabil warme über kalter Flüssigkeit geschichtet ist. Fließt nun Flüssigkeit, die mit relativ hoher Geschwindigkeit der Oberfläche gefolgt ist, entlang der kalten Wand nach unten, ist sie noch relativ warm. Trifft sie auf die kälteren Flüssigkeitsschichten, bilden sich thermische Auftriebskräfte. Diese sind um so stärker, je größer die thermokapillare Konvektion im Meniskus ist, da sich mit zunehmender Stromgeschwindigkeit die abtauchende Flüssigkeit weniger abkühlt.

Gleichzeitig existiert durch die thermische Grenzschicht ein horizontaler Temperaturgradient. Energetisch günstig ist für die Flüssigkeit ein Weg, der senkrecht zum effektiven Temperaturgradienten schräg nach unten und von der Wand weg führt. Diese Strömung dient zur Kompensation der beschleunigten Strömung entlang der Oberfläche.

Im weiteren Verlauf trifft der Rückstrom auf die ursprüngliche horizontale Strömung. Dabei bildet sich ein sehr labiler Stagnationspunkt, bei dem relativ kalte Flüssigkeit auf heiße Flüssigkeit trifft (etwa in dieser Gegend liegt auch der *heiße Finger*, ein lokales Temperaturmaximum). Dieser Bereich sollte eine Quelle thermischer Störungen sein und ist im Strömungsfeld gut zu erkennen.

Für diese Strömung gilt das gleiche wie für die ursprünglich horizontale Strömung, auf die sie nun trifft. Durch Unterdruck des Rückstroms des Hauptwirbels und durch thermischen Abtrieb wird ein Teil der Flüssigkeit nach unten abgelenkt um sich dem Hauptwirbel anzuschließen. Der Teil, der näher an der Oberfläche folgenden Flüssigkeit liegt, wird nach oben beschleunigt und schließt den Wirbel im Meniskus.

Die Bildung des Wirbels ist demnach auch davon abhängig, ob der vertikale Temperaturgradient den Rückstrom oberhalb oder unterhalb der ursprünglichen horizontalen Strömung leitet. Entsprechend bildet sich der Stagnationspunkt dort, wo die gekrümmt verlaufenden Isothermen der thermischen Grenzschicht auf die noch weitgehend von der Oberflächenform unbeeinflusste Hauptströmung treffen. Dieser Punkt entfernt sich mit zunehmender Unterfüllung von der kalten Wand. Bei exakt gefüllter Küvette kann es daher zu keinem separierten Wirbel kommen; mit zunehmender Unterfüllung wird die Konvektionsrolle größer und liegt in der Größenordnung des Meniskusbereichs.

### 5.3 Stromlinienaufnahmen

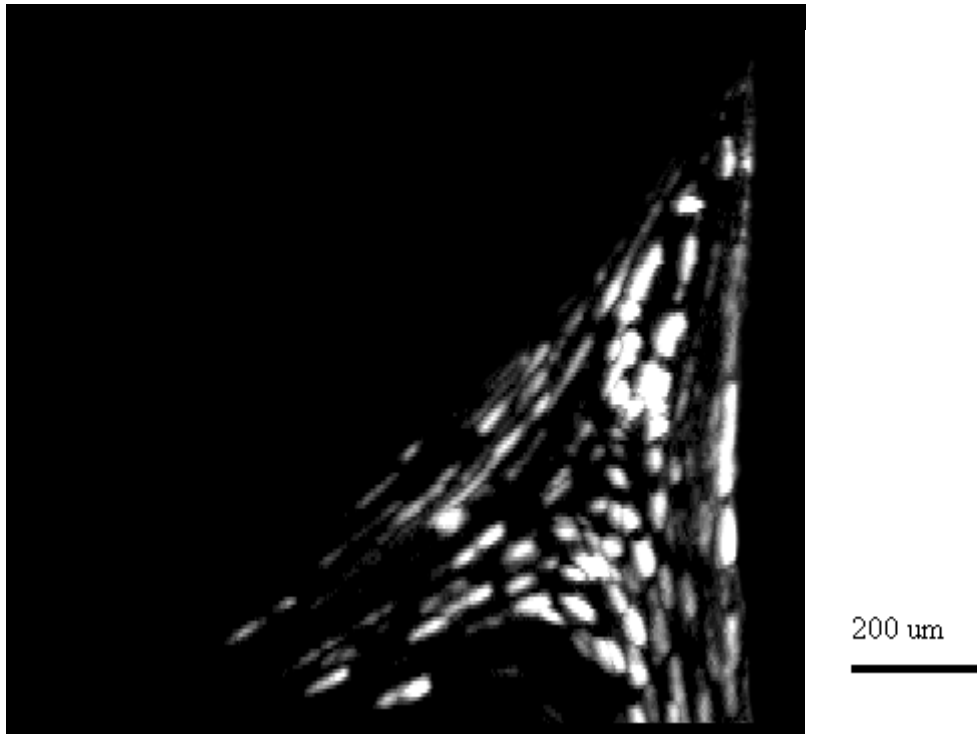
Im letzten Kapitel wurde die Existenz eines im Meniskusbereich separierten Wirbels während Oberflächenoszillationen auftreten gezeigt. Bei der Betrachtung des Einflusses der Küvettegeometrie zeigte sich, daß die Oberflächenoszillationen stark bedämpft werden können, wenn die Küvettegeometrie verändert wird.

Da bei der Geometrieänderung der Meniskusbereich nur unwesentlich verändert wird, kann man annehmen, daß auch der separierte Wirbel sich wenig verändert und unabhängig von der Oberflächenoszillation auftritt. Der Meniskusbereich wurde daher mit einer Videokamera (25 Bilder/s) in einem Lichtschnittaufbau bei kontinuierlich zunehmender Unterfüllung beobachtet. Die angelegte Temperaturdifferenz betrug dabei  $\Delta T = 45,5$  K.

**Abb. 5.14**  Video des Meniskusbereich auf CD.

Im Videofilm (Abb. 5.14) kann man den separierten Wirbel gut erkennen. Es handelt sich dabei

also um einen Effekt, der nicht durch die Oberflächenoszillation erzeugt wird, sondern von ihr unabhängig auftritt.



**Abb. 5.15** Stromlinienbild des Meniskusbereichs an der kalten Thermode.

$\Delta T = 45,5 \text{ mm}$ ,  $T_M = 20 \text{ °C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ ,  $h = 1,8 \text{ mm}$ ,  $\tau = 0,4 \text{ s}$ .

Abb. 5.15 zeigt ein Stromlinienbild, das durch Überlagerung aufeinanderfolgender Videobilder über einen Zeitraum von  $\tau = 0,4 \text{ s}$  gewonnen wurde. Die Unterfüllung der Küvette beträgt dabei  $h \sim 1,8 \text{ mm}$ . Man erkennt, daß der Wirbel langgestreckt ist und sich ungefähr in der Mitte zwischen Oberfläche und kalter Wand bildet. Der Rückstrom folgt wie erwartet ungefähr einer Isothermen.

Entgegen den ursprünglichen Erwartungen füllt die Konvektionsrolle nicht den ganzen Meniskusbereich aus. Während der Meniskus eine ungefähre vertikale Ausdehnung von  $1,2 \text{ mm}$  und eine ungefähre horizontale Ausdehnung von  $0,9 \text{ mm}$  hat, mißt man eine Ausdehnung der Konvektionsrolle von  $400 \pm 100 \text{ µm} \times 150 \pm 50 \text{ µm}$ . Interessanterweise entspricht das Verhältnis der Wellenlänge der Konvektionsrolle zu ihrer Höhe mit  $\lambda/d \sim 2,5$  einer hydrothermalen Welle [Riley96, Kuhlmann96].

Im vorgestellten Modell wird davon ausgegangen, daß der Stagnationspunkt sich an einem Ort bildet, an dem die Teilungslinie zwischen Strömungen, die direkt in den Rückstrom des Hauptwirbels geraten und Strömungen, die der Oberfläche folgen auf eine passende Isotherme, die den Rückstrom trägt, treffen. Dazu sind zwei Faktoren notwendig:

- Für die Existenz einer passenden Isotherme muß der Stagnationspunkt innerhalb der thermischen Grenzschicht liegen und
- zur Trennung der beiden Strömungsgebiete muß eine gewisse Oberflächenkrümmung überschritten werden, also die Oberflächensteigung um ein gewisses Maß größer sein als an dem Punkt an dem die Strömung in die thermische Grenzschicht eintritt.

Da thermische Grenzschicht und Meniskus etwa die gleiche Dimension haben, muß die Ausdehnung der Konvektionsrolle deutlich kleiner als die des Meniskus sein.

Abb. 5.16 zeigt ein Tracerteilchen, dessen Bewegung um das Wirbelzentrum über eine Umlaufperiode verfolgt wurde. Dadurch kann die Umlaufzeit des Tracerteilchens zu

$$\tau_a = 0,24 \pm 0,04 \text{ s}$$

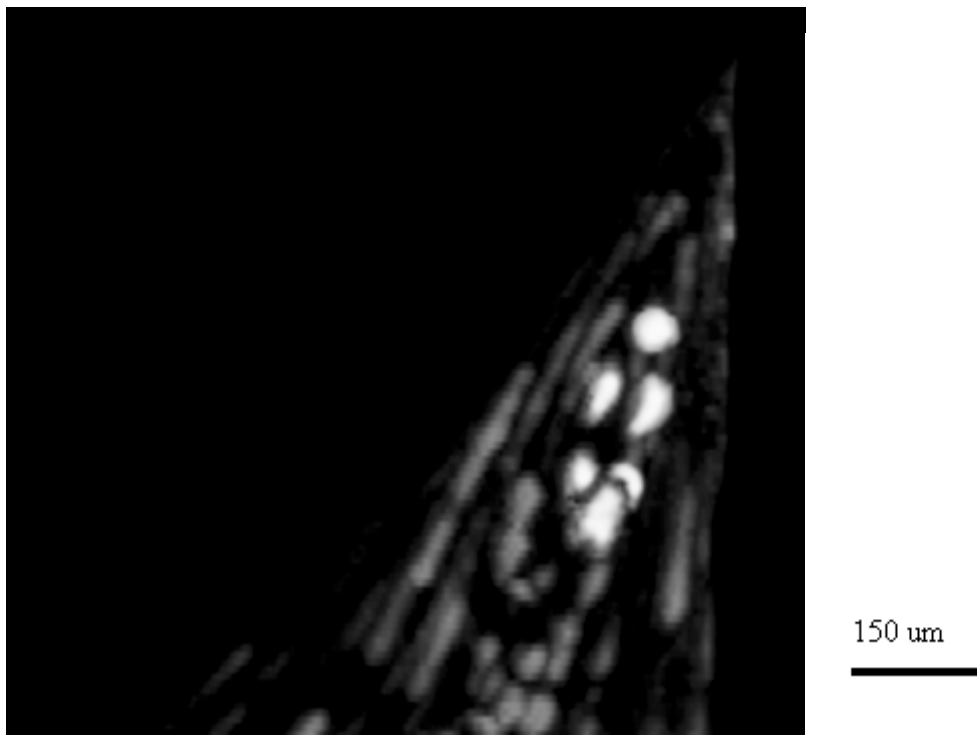
und damit die Umlauffrequenz zu

$$\nu_a = 4,17 \pm 0,8 \text{ Hz}$$

bestimmt werden.

Dabei ist zu beachten, daß die Umlaufzeiten von Tracerteilchen in Konvektionsrollen über den Radius nicht konstant sind; die Rolle sich also nicht wie ein starrer Körper dreht. Vielmehr ist die Umlaufperiode für kleine Radien - wie zum Beispiel für den mit der Hochgeschwindigkeitskamera beobachteten Tracer - geringer als für große Radien.

Die so beobachtete Umlauffrequenz paßt - bedenkt man, daß es sich bei den vorhergesagten Werten um extrapolierte Werte handelt - gut zu den erwarteten Frequenzen von Temperaturosillationen. Die Tatsache, daß die vorhergesagten Werte sich auf einen etwas größeren Wirbel beziehen, erklärt, daß die gemessene Umlauffrequenz sich im oberen Bereich der vorhergesagten Frequenzen befindet.



**Abb. 5.16** Stromlinienbild des Meniskusbereichs an der kalten Thermode.

$\Delta T = 45,5 \text{ mm}$ ,  $T_M = 20 \text{ °C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ ,  $h = 1,8 \text{ mm}$ ,  $\tau = 0,4 \text{ s}$ .

In Abb. 5.17 ist ein vergrößerter Ausschnitt des Meniskus sehr nahe an der Grenze zwischen freier Oberfläche und kalter Wand zu sehen. Man erkennt hier eine weitere separierte Konvektionsrolle. Sie ist wesentlich kleiner als der erste separierte Wirbel und hat eine Ausdehnung von etwa  $65 \pm 5 \text{ µm} \times 35 \pm 5 \text{ µm}$ .

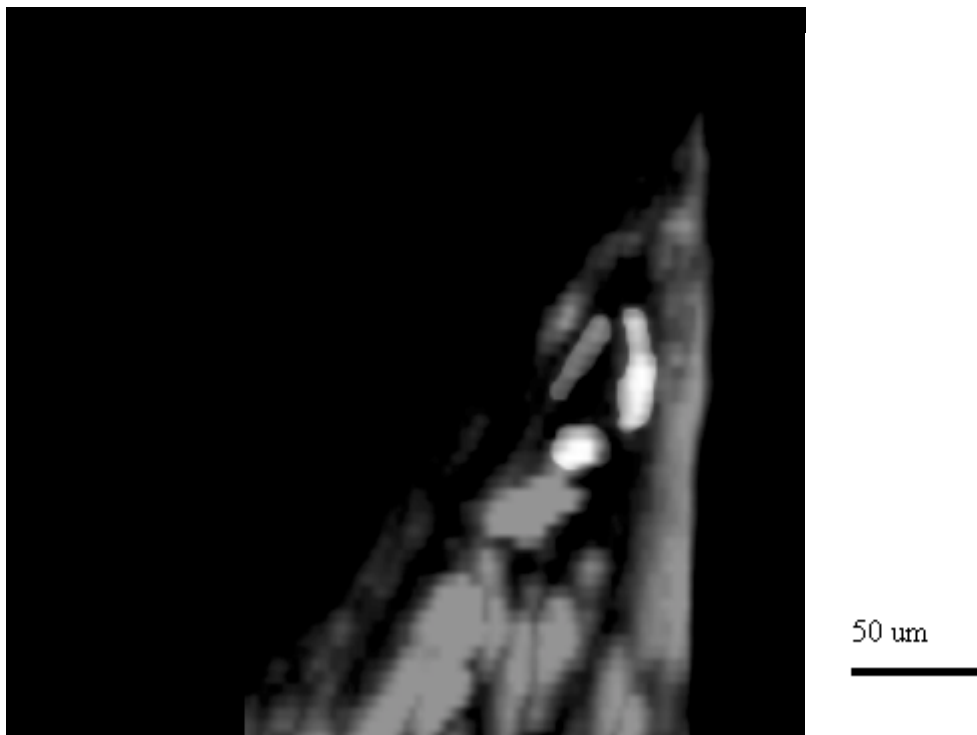
Auch hier wurde ein Tracerteilchen während eines Umlaufs verfolgt und damit eine Umlaufperiode von

$$\tau_b = 0,12 \pm 0,04 \text{ s}$$

und eine Umlauffrequenz von

$$\nu_b = 8,3 \pm 2,0 \text{ Hz}$$

bestimmt.



**Abb. 5.17** Stromlinienbild des Meniskusbereichs an der kalten Thermode.

$\Delta T = 45,5 \text{ mm}$ ,  $T_M = 20 \text{ °C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ ,  $h = 1,8 \text{ mm}$ ,  $\tau = 0,4 \text{ s}$ .

Die Bildung einer zweiten und weiterer Konvektionsrollen ist in Experimenten zu dünnen Flüssigkeitsschichten zu beobachten [Metzger86, Schwabe92, Riley96].

Die Entstehung weiterer Konvektionsrollen im Meniskusbereich ist zusätzlich aus einem anderen Grund plausibel. Laut Kap. 2.8 wird die Meniskusform nahe der kalten Wand durch eine Exponentialfunktion angenähert:

$$V = a \cdot e^{b \cdot x + c} + d.$$

Der entscheidende Faktor für die Separation eines Wirbels ist die Aufweitung des Flüssigkeitsbereichs - also die Steigung der Oberfläche - bezüglich der bisherigen Strömung.

Betrachtet man den Abstand einer beliebigen Strömung entlang einer Geraden von der Oberfläche

$$\Delta = a \cdot e^{b \cdot x + c} + d - e \cdot x$$

so ist klar, daß die Steigung der Oberfläche relativ zur betrachteten Geraden

$$\frac{d}{dx} \Delta = a \cdot b \cdot e^{b \cdot x + c} + e$$

qualitativ die gleichen Eigenschaften hat, wie die ursprüngliche Meniskusform. Einer solchen Oberflächenform folgt nicht nur die Oberflächenströmung des Hauptwirbels, sondern auch die Oberflächenströmung des ersten separierten Wirbels. Damit lassen sich alle Überlegungen des letzten Kapitels bezüglich Meniskusform und Strömung des Hauptwirbels auf den ersten separierten Wirbel übertragen.

Die Lage eines sich bildenden Stagnationspunktes nach dem sich ein Wirbel separiert ist der Punkt, an dem eine gewisse vertikale Auslenkung der Strömung relativ zur bisherigen Hauptstromrichtung überschritten wird. Setzt man dabei die "bisherige Hauptstromrichtung" gleich der Tangenten der Oberfläche am Stagnationspunkt  $x_1$  vor dem betrachteten Wirbel, so ergibt sich der Abstand zwischen zwei Stagnationspunkten  $x_1$  und  $x_2$  aus

$$\frac{V(x_1)}{V(x_2)} = \text{const.}$$

oder die Lage der Stagnationspunkte aus

$$\frac{V(x)}{V(x_0)} = n \cdot \text{const.}, n \in \mathbb{N}$$

$$\frac{e^{b \cdot x + c}}{e^{b \cdot x_0 + c}} = n \cdot \text{const.}$$

$$e^{b \cdot (x - x_0)} = n \cdot \text{const.}$$

$$x = \frac{\ln n}{b} + \frac{\ln \text{const.}}{b} + x_0$$

$$x = \frac{\ln n}{b} + C. \quad (13)$$

Es wird entlang der x-Achse eine logarithmische Verteilung der Stagnationspunkte erwartet.

Wichtig ist dabei, daß die betrachtete Strömung am Punkt  $x_0$  *nicht* waagrecht verläuft, also nicht den Mittelpunkt der Küvette darstellt. Beim Punkt  $x_0$  handelt es sich um den Punkt entlang der x-Achse an dem zum ersten Mal ein thermisch und räumlich von der Küvette separierter Bereich entsteht in dem alle Bedingungen für den im letzten Kapitel beschriebenen Mechanismus erfüllt sind. Dabei ist - sofern die Überlegungen des letzten Kapitels zutreffen - die Existenz eines vertikalen Temperaturgradienten notwendig. Ein Wirbel kann sich also erst innerhalb der thermischen Grenzschicht bilden.

Die Geschwindigkeit nahe der kalten Wand und nahe der Oberfläche kann für eine angelegte Temperaturdifferenz von  $\Delta T = 40$  K zu etwa  $v_x = 4,7$  mm/s extrapoliert werden [Metzger86]. Daraus kann man die Ausdehnung der thermischen Grenzschicht zu

$$d_{th} = \frac{L}{\sqrt{v_x \cdot \frac{L}{\alpha}}} \approx 0,61 \text{ mm}$$

schätzen. Dieser Abstand von der kalten Wand wird im weiteren für  $x_0$  verwendet.

Der Stagnationspunkt der ersten separierten Rolle liegt entlang der x-Achse etwa 0,244 mm von der kalten Wand entfernt. Damit ergeben sich die in Abb. 5.18 angegebenen Daten für die Lage von Stagnationspunkten.

Bei dieser Abschätzung ergibt sich für den Stagnationspunkt der Konvektionsrolle b ein Wandabstand von 0,109 mm. Dieser Wert stimmt gut mit dem gemessenen Abstand von 0,09 mm überein. Auch die gemessene horizontale Ausdehnung des zweiten Wirbels von 50  $\mu\text{m}$  stimmt gut mit der berechneten Lage einer etwaigen dritten Konvektionsrolle überein.

Konvektionsrolle	n	Abstand von der kalten Wand/mm
	0	0,61
a	1	0,244
b	2	0,109
c	3	0,061
d	4	0,042

**Abb. 5.18** Abstände der Stagnationspunkte von der kalten Wand. Die Strömung am Punkt  $n=0$  ist dabei die zugrundeliegende Hauptströmung. Dazu wurde als Abstand von der kalten Wand die Ausdehnung der thermischen Grenzschicht verwendet. Der Wert für  $n=1$  wurde im Videobild vermessen, die restlichen Werte aus diesen Daten nach (13) extrapoliert.

Aufgrund dieser Daten lassen sich die Umlaufperioden und Umlauffrequenzen der Konvektionsrollen berechnen, unter der Annahme, daß aufgrund der linearen Temperaturverteilung innerhalb der thermischen Grenzschicht die Umlaufperiode proportional zu Ausdehnung der Konvektionsrolle ist.

Konvektionsrolle	n	$\tau/s$	$\omega/Hz$
a	1	0,240	4,17
b	2	0,123	8,11
c	3	0,075	13,33

**Abb. 5.19** Abschätzung der Umlaufperioden und -frequenzen für separierte Konvektionsrollen. Grundlage für die Abschätzung der Daten für die Konvektionsrollen b und c sind die gemessenen Daten der Konvektionsrolle a.

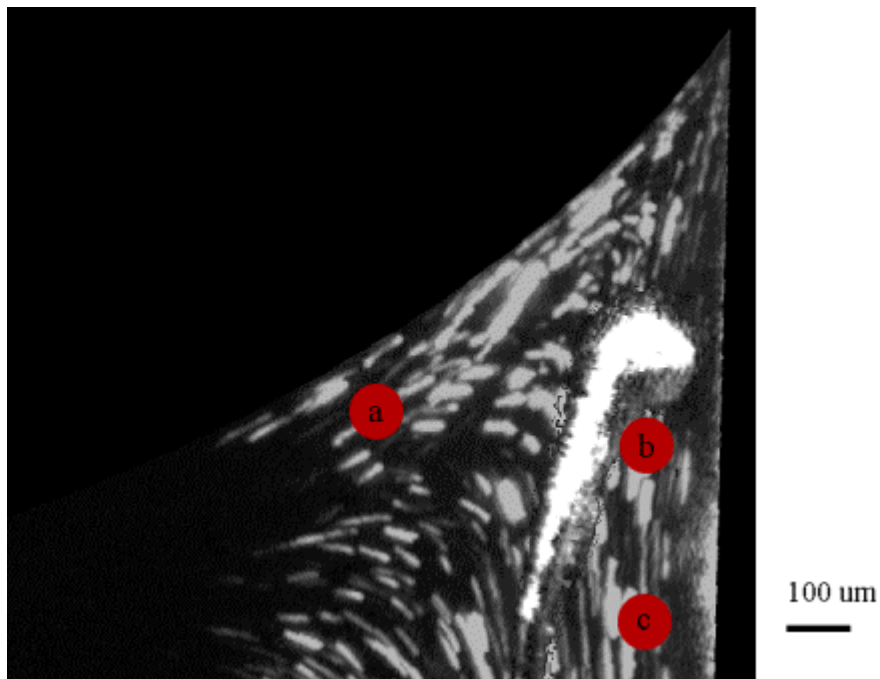
Bei der Ausdehnung der Konvektionsrolle muß beachtet werden, daß sich die Lage der Stagnationspunkte auf die x-Achse bezieht, die große Halbachse der Konvektionsrollen jedoch annähernd tangential zur Oberfläche liegt. Damit ergibt sich die Umlaufperiode für die Konvektionsrolle n zu:

$$\tau_n = \alpha \cdot (x_{n+1} - x_n) \cdot \frac{d}{dx} V(x_n).$$

Verwendet man die gemessenen Umlaufzeiten des ersten separierter Wirbels, so ergibt sich ein Proportionalitätsfaktor von  $\alpha=1,55$ . Die berechneten Umlaufperioden und -frequenzen sind in Abb. 5.19 dargestellt. Auch hier stimmt die berechnete Umlauffrequenz von 8,11 Hz gut mit dem gemessenen Wert von  $\nu_b=8,3\pm2,0$  Hz der zweiten separierten Konvektionsrolle überein.

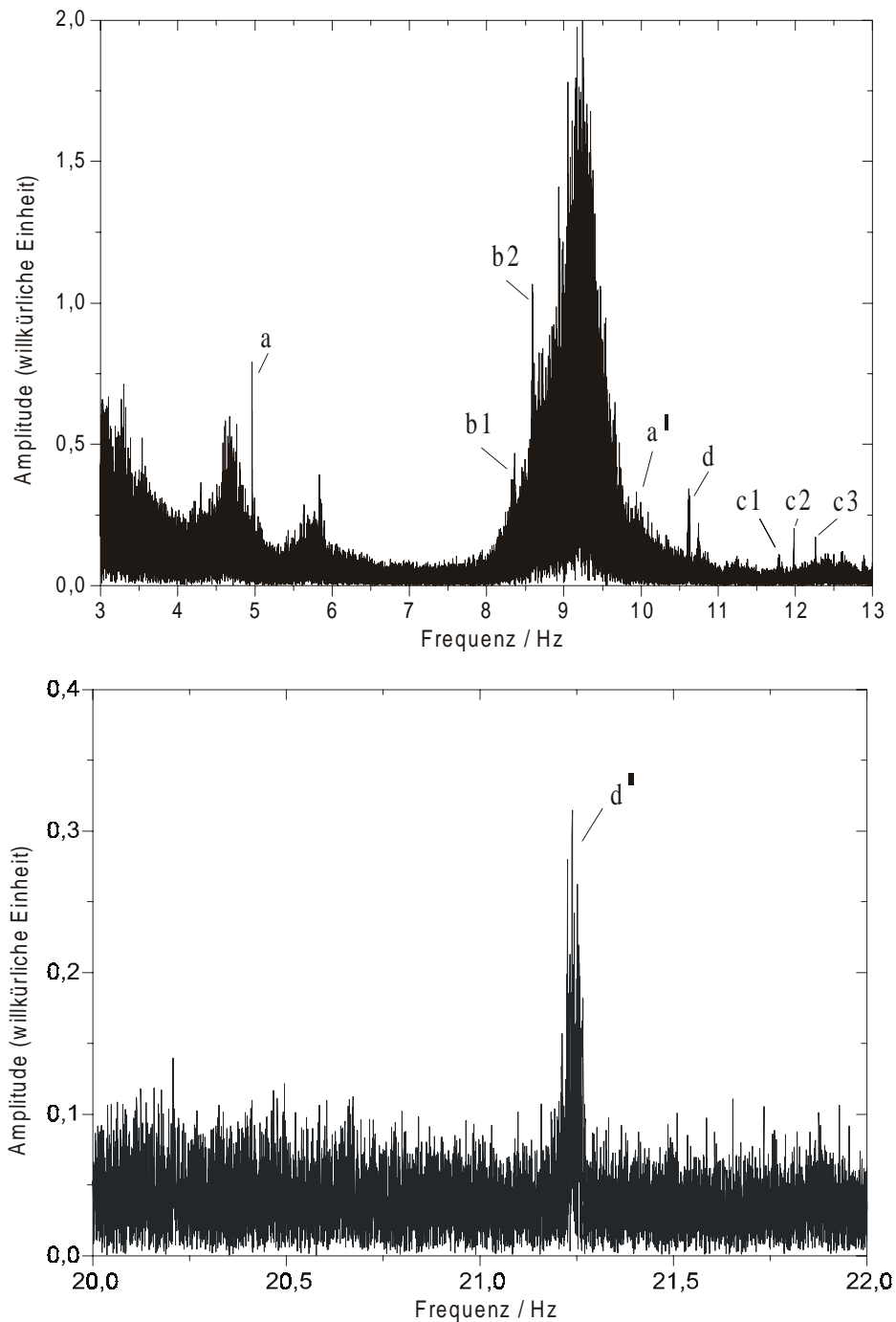
## 5.4 Temperaturoszillationen

Zur Untersuchung von oszillatorischer Konvektion im Meniskusbereich wurde ein Thermoelement im Meniskus nahe der ersten separierten Konvektionsrolle an der kalten Wand platziert.



**Abb. 5.20** Position des Thermoelementes im Meniskus. Das Thermoelement ist zwischen Konvektionsrolle a und der kalten Wand platziert, so daß es empfindlich für zeitabhängige Strömung des Wirbels und für entlang der kalten Wand wandernde Temperaturschlieren ist.


In y-Richtung befindet sich das Thermoelement etwa 10 mm von der Mitte der Küvette entfernt. Wie bereits beschrieben ist es an dieser Stelle unempfindlich gegenüber Oberflächenschwingungen in y-Richtung (Mode  $m=2$ ). Zur Dämpfung der restlichen Oberflächenschwingungen wurde eine Spaltbreite von  $L=12$  mm ( $B=41$  mm) gewählt.




**Abb. 5.21** *Fourierspektrum der Temperaturoszillationen im Meniskusbereich*

$\Delta T = 25,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ ,  $h = 1,5 \text{ mm}$ .

Die Meßzeit beträgt für alle dargestellten Spektren ca. 1 h.

 Einzelsignale auf CD.

 Datensatz auf CD.

Neben den bereits beschriebenen Temperatursignalen der Oberflächenschwingungen beobachtet man weitere Temperatursignale, die im Verhältnis zu den Signalen der Oberflächenschwingung

sehr scharf in der Frequenz bestimmt sind (Abb. 5.21).

Experimente zum Einfluß der Küvettegeometrie zeigten keinen Einfluß der Spaltbreite  $L$  und Küvettenbreite  $B$  auf die Frequenz dieser Signale. Ein Einfluß auf die Signalamplitude ist nicht signifikant erkennbar. Es handelt sich bei den in Abb. 5.21 bezeichneten Signalen also nicht um Temperaturoszillationen, die auf Eigenschwingungen der Flüssigkeitsoberfläche zurückzuführen sind.

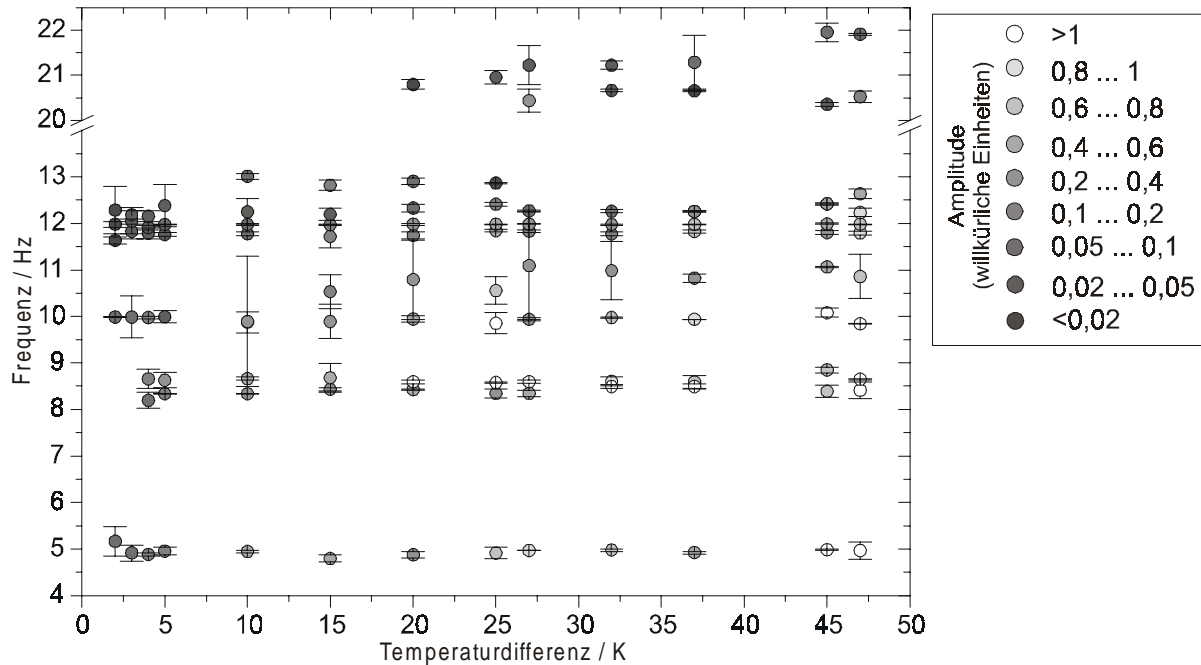
Zur Lokalisierung der Temperaturoszillationen wurden das Thermoelement an drei weiteren Orten positioniert:

1. Im Hauptstrom kurz vor dem Meniskus, also knapp unterhalb der Flüssigkeitsoberfläche jedoch so weit von der kalten Thermode entfernt, daß es sich nicht mehr in der ersten separierten Konvektionsrolle im Meniskus befindet (Punkt a in Abb. 5.20),
2. nahe der kalten Thermode, jedoch unterhalb des Wirbelbereichs im Meniskus (Punkt b in Abb. 5.20) und
3. nahe der kalten Thermode, jedoch deutlich unterhalb des Wirbelbereichs im Meniskus (Punkt c in Abb. 5.20).

Im ersten Fall wurden die Temperaturoszillationen von Abb. 5.21 nicht gemessen, an den Positionen b und c wurden die gleichen Temperaturoszillationen wie im Meniskus gemessen, jedoch mit abnehmender Amplitude.

Dies entspricht dem Verhalten einer Temperaturoszillation, die vom Meniskusbereich ausgeht und dann konvektiv durch den Hauptstrom entlang der kalten Wand nach unten transportiert und dabei durch die kalte Thermode gedämpft wird. Eine Temperaturoszillation, die vom Hauptwirbel in der Küvette ausgeht, wäre deutlich in Punkt a gemessen worden.

## 5.5 Einfluß der Temperaturdifferenz

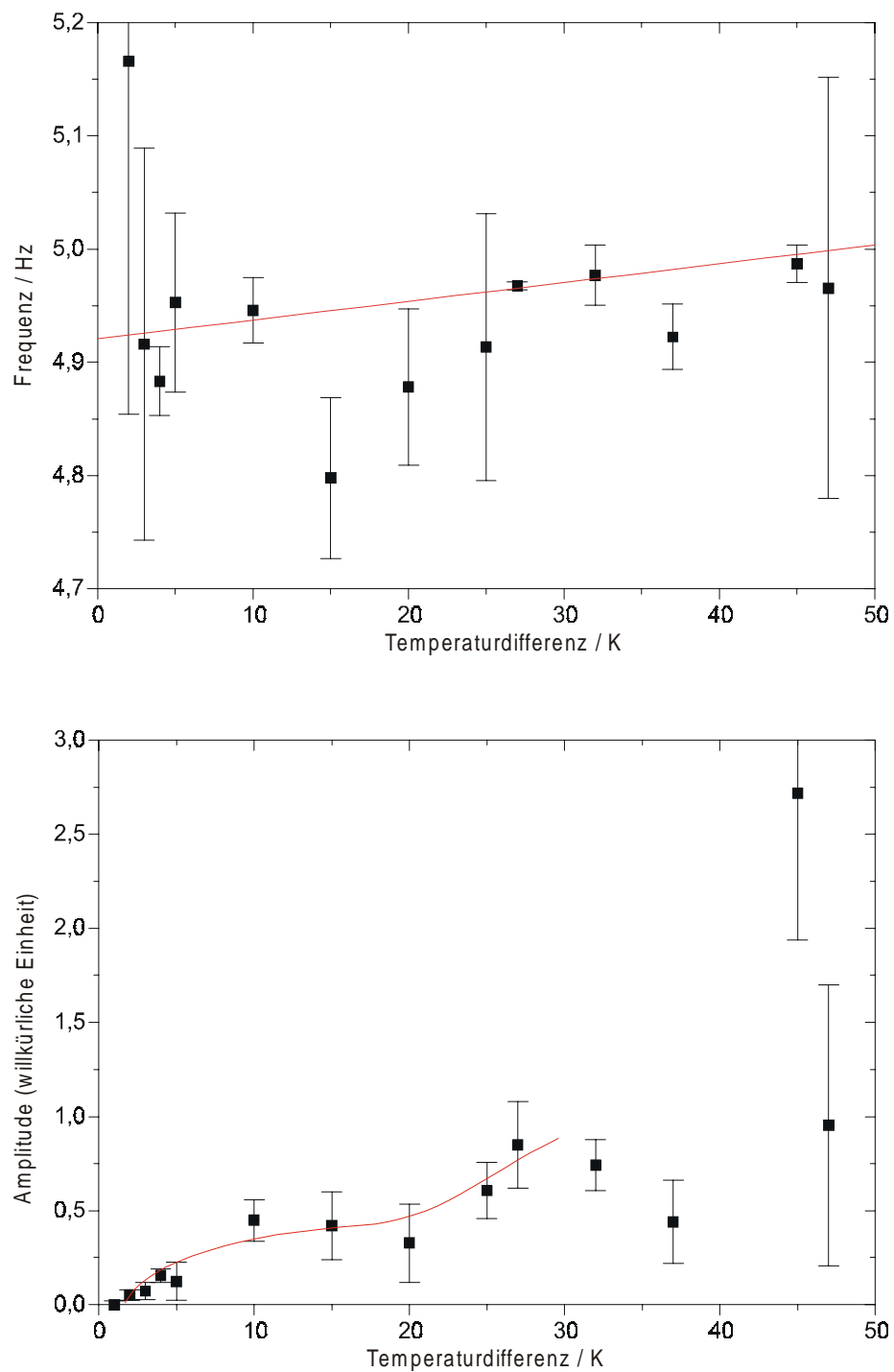


**Abb. 5.22** Abhängigkeit der Temperaturoszillationen im Meniskus von der angelegten Temperaturdifferenz.

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


Abb. 5.22 zeigt die Abhängigkeit der Signalfrequenzen und -amplituden von der angelegten Temperaturdifferenz. Die Fehlerbalken geben die Halbwertsbreite der Signale an. Der Rauschanteil liegt bei typischerweise 1/4 bis 1/2 der Signalamplitude. Es muß jedoch beachtet werden, daß die Messungen mit jeweils leicht unterschiedlicher Thermoelementposition durchgeführt wurden. Dadurch kann ein Amplitudenfehler von über 100% entstehen.

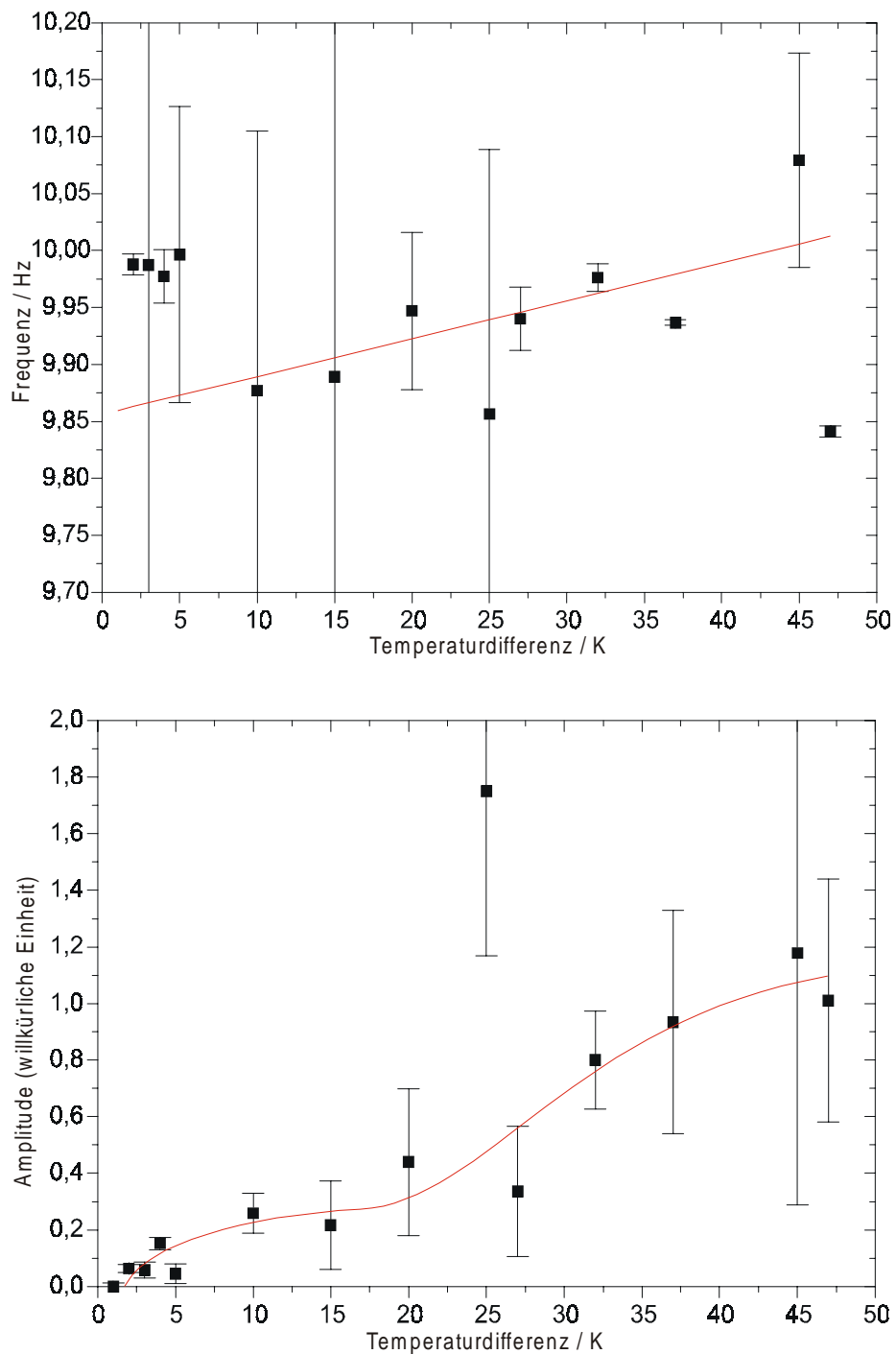
Das Signal a hat eine mittlere Frequenz von 4,94 Hz. Diese steigt linear geringfügig mit der angelegten Temperaturdifferenz um 0,0017 Hz/K. Der Amplitudenverlauf ist s-förmig, wobei der untere Bereich gut einer Wurzelfunktion entspricht. Dieses Verhalten ist bifurkationsartig und typisch für konvektive Instabilitäten. Der durch Anpassen einer Wurzelfunktion bestimmte Einsatzzpunkt der Oszillation liegt bei  $\Delta T_{\text{krit.}}^a = 1,51 \pm 0,4\text{ K}$ ;  $\nu_{\text{krit.}}^a = 4,92 \pm 0,05\text{ Hz}$ .



**Abb. 5.23** Frequenz- und Amplitudenverlauf des Signals *a* bei Variation der angelegten Temperaturdifferenz  $\Delta T$ .


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

 Datensatz auf CD.



**Abb. 5.24** Frequenz- und Amplitudenverlauf des Signals  $a'$  bei Variation der angelegten Temperaturdifferenz  $\Delta T$ .

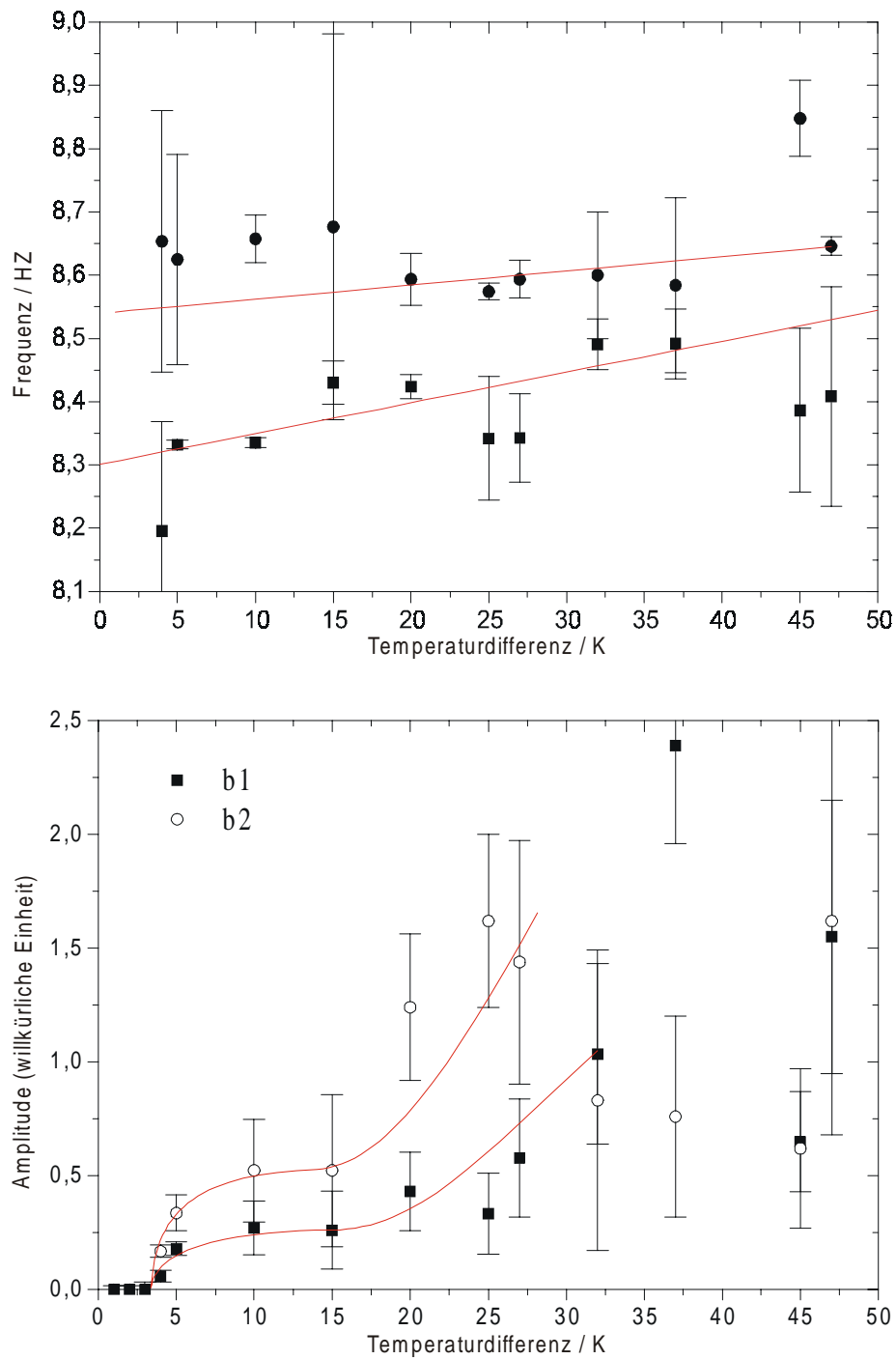
$T_M = 20\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $h = 1,5\text{ mm}$ ,  $L = 12\text{ mm}$ ,  $B = 41\text{ mm}$ .

 Datensatz auf CD.

Signal  $a'$  zeigt erst ab  $\Delta T=10$  K einen Anstieg der Frequenz mit der angelegten Temperaturdifferenz. Der Mittelwert der Frequenz liegt bei 9,9 Hz, der Anstieg beträgt 0,003 Hz/K. Insgesamt ist ein Anstieg der Frequenz über den gesamten Bereich nicht signifikant. Der Amplitudenverlauf entspricht weitgehend dem des Signals  $a$ , die Signalamplitude ist ungefähr halb so groß. Der Einsatzpunkt der Oszillation liegt bei  $\Delta T_{\text{krit.}}^{a'}=1,36\pm 0,4$  K;  $\nu_{\text{krit.}}^{a'}=9,88\pm 0,1$  Hz.


Signal  $b$  weist eine deutliche Duplettstruktur auf und spaltet sich in die Signale  $b_1$  bei 8,4 Hz und  $b_2$  bei 8,6 Hz auf. Die mittlere Frequenz von Signal  $b_1$  liegt bei 8,38 Hz; die Frequenz steigt linear mit der angelegten Temperaturdifferenz um 0,0049 Hz/K. Die mittlere Frequenz von Signal  $b_2$  liegt um 0,26 Hz höher bei 8,64 Hz. Der Frequenzanstieg bei zunehmender Temperaturdifferenz ist nur etwa halb so groß wie bei  $b_1$  und beträgt 0,0022 Hz/K. Der Amplitudenverlauf beider Signale ist ebenfalls s-förmig mit Wurzelfunktionscharakter im Bereich unterhalb von  $\Delta T=15$  K; in diesem Bereich ist das Amplitudenverhältnis  $b_1/b_2=2/1$ . Die Einsatzpunkte ergeben sich zu  $\Delta T_{\text{krit.}}^{b_1}=3,39\pm 0,7$  K und  $\Delta T_{\text{krit.}}^{b_2}=3,35\pm 0,4$  K; die kritischen Frequenzen sind  $\nu_{\text{krit.}}^{b_1}=8,32\pm 0,1$  Hz und  $\nu_{\text{krit.}}^{b_2}=8,55\pm 0,1$  Hz.

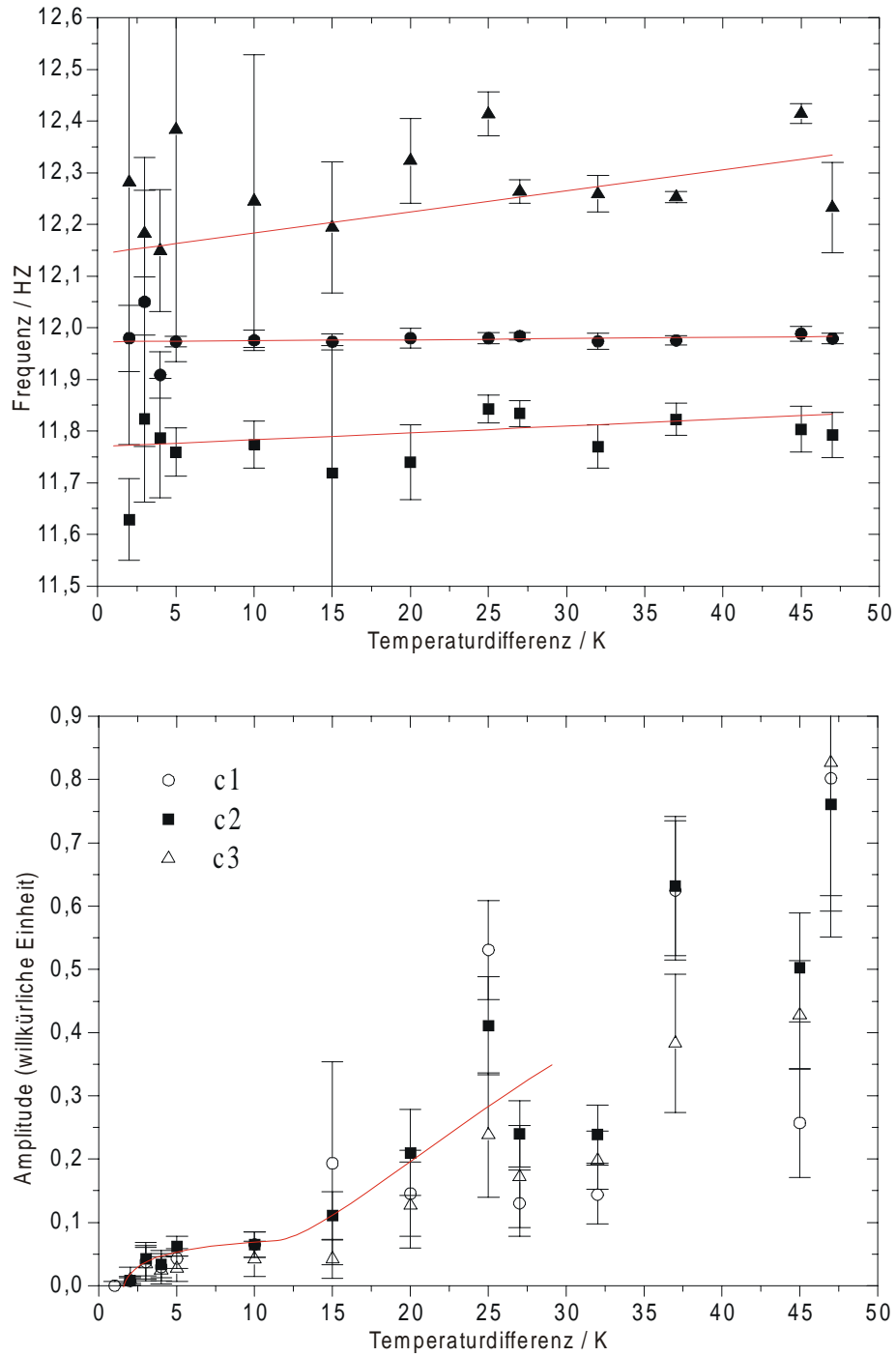
Bei Signal  $c$  zeigt sich eine ausgeprägte Tripletstruktur, das heißt das Signal kann in drei Frequenzen  $c_1$  bei 11,8 Hz,  $c_2$  bei 12,0 Hz und  $c_3$  bei 12,3 Hz aufgelöst werden. Alle drei Signalfrequenzen steigen linear mit der angelegten Temperaturdifferenz. Während die Frequenz von  $c_1$  um 0,0013 Hz/K und die Frequenz von  $c_3$  um 0,0041 Hz/K steigt, verändert sich die Frequenz von  $c_2$  nur um 0,022 mHz/K. Die mittleren Frequenzen liegen bei  $\nu_M^{c_1}=11,78$  Hz,  $\nu_M^{c_2}=11,98$  Hz und  $\nu_M^{c_3}=12,28$  Hz. Die aus der jeweiligen Regressionsgeraden ermittelten kritischen Frequenzen sind  $\nu_{\text{krit.}}^{c_1}=11,78\pm 0,1$  Hz,  $\nu_{\text{krit.}}^{c_2}=11,97\pm 0,1$  Hz und  $\nu_{\text{krit.}}^{c_3}=12,14\pm 0,1$  Hz. Der Amplitudenverlauf entspricht bei allen drei Signalen einer ähnlichen S-Kurve mit ausgeprägtem Wurzelverlauf unterhalb von  $\Delta T=10$  K. Die Einsatzpunkte sind  $\Delta T_{\text{krit.}}^{c_1}=1,89\pm 0,6$  K,  $\Delta T_{\text{krit.}}^{c_2}=1,95\pm 0,7$  K und  $\Delta T_{\text{krit.}}^{c_3}=1,90\pm 0,7$  K.



**Abb. 5.25** Frequenz- und Amplitudenverlauf der Signale  $b_1$  und  $b_2$  bei Variation der angelegten Temperaturdifferenz  $\Delta T$ .


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

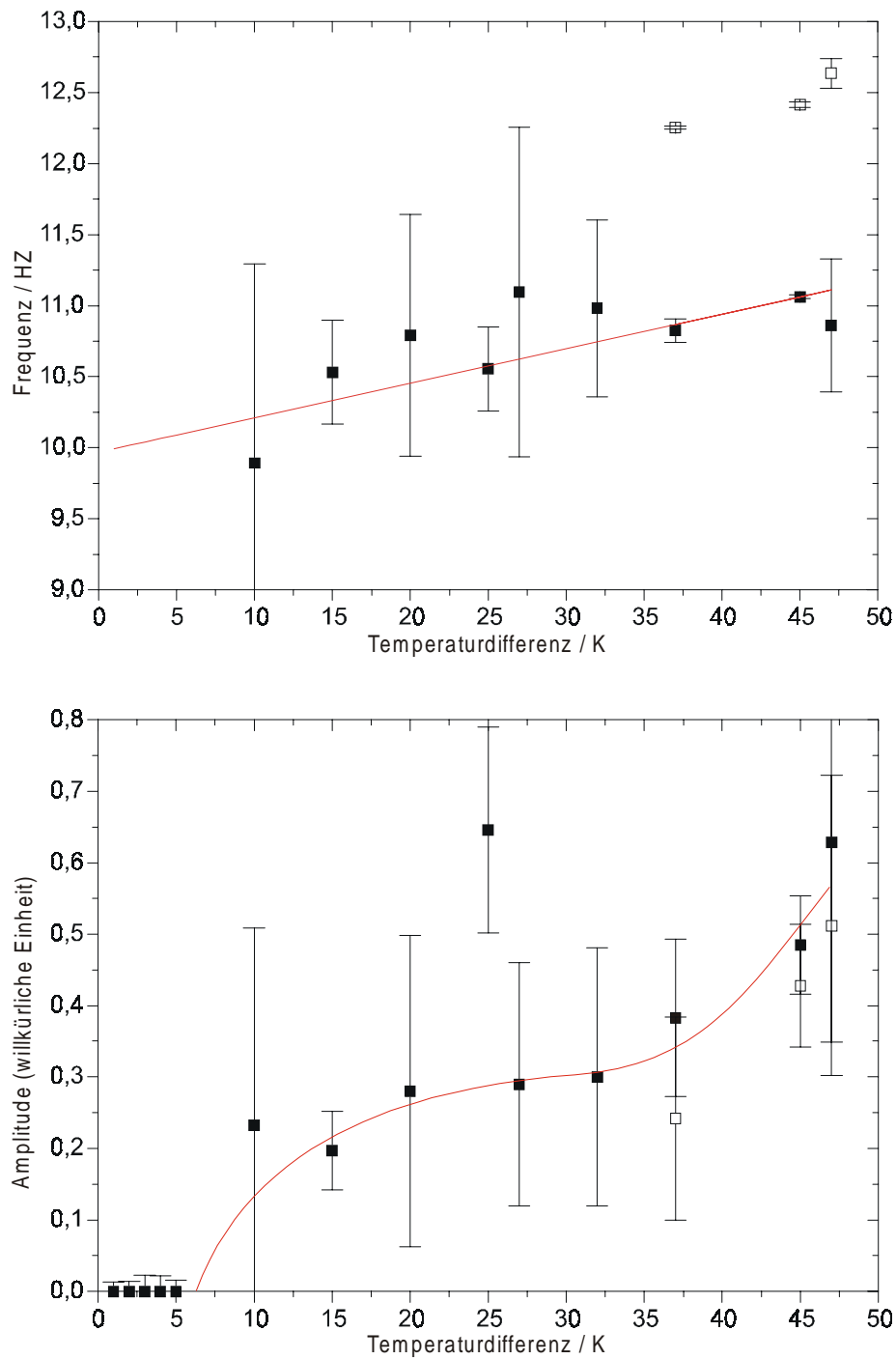
 Datensatz auf CD.



**Abb. 5.26** Frequenz- und Amplitudenverlauf der Signale  $c_1$  bis  $c_3$  bei Variation der angelegten Temperaturdifferenz  $\Delta T$ .


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

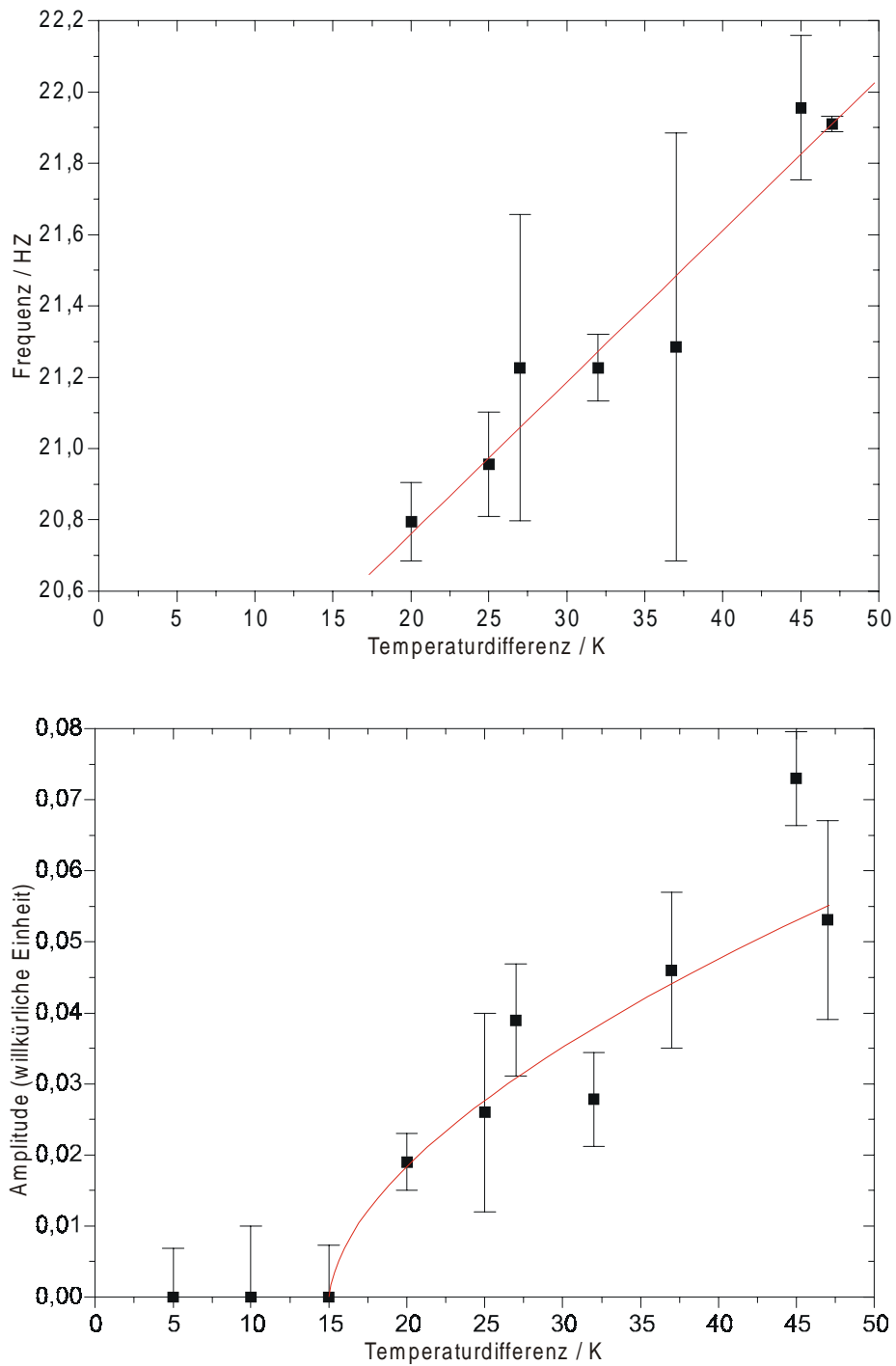
 Datensatz auf CD.



**Abb. 5.27** Frequenz- und Amplitudenverlauf des Signals  $d$  bei Variation der angelegten Temperaturdifferenz  $\Delta T$ .


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

 Datensatz auf CD.



**Abb. 5.28** Frequenz- und Amplitudenverlauf des Signals  $d'$  bei Variation der angelegten Temperaturdifferenz  $\Delta T$ .

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

 Datensatz auf CD.

Die Abhängigkeit des Signals d (10-11 Hz) entspricht nicht dem der bisher beschriebenen Signalen. Das Signal zeigt - wie Signal a - eine singuläre Frequenz. Diese steigt ebenfalls weitgehend linear mit der angelegten Temperaturdifferenz; die Steigung beträgt jedoch mit 0,024 Hz/K das fünf- bis zehnfache der Frequenzveränderung der Signale a, b und c. Das Amplitudensignal zeigt wie die bisherigen Signale eine s-Form mit guter Anpassung an eine Wurzelfunktion im unteren Bereich. Der Einsatzzpunkt liegt mit  $\Delta T_{\text{krit.}}^d = 7,02 \pm 2$  K deutlich über dem der Signale a, b und c. Auch der Wendepunkt der S-Kurve liegt mit  $\Delta T = 30 \dots 35$  K bei einer deutlich höheren Temperaturdifferenz. Die kritische Frequenz wurde zu  $\nu_{\text{krit.}}^d = 10,14 \pm 0,05$  Hz bestimmt.

Signal d' verhält sich ähnlich wie Signal d. Es zeigt eine singuläre Frequenz die deutlich mit der angelegten Temperaturdifferenz linear um 0,043 Hz/K steigt - etwa die doppelte Steigung von Signal d. Der Amplitudenverlauf zeigt einen wurzelförmigen Verlauf. Durch Anpassung einer Wurzelfunktion wurde der Einsatzzpunkt zu  $\Delta T_{\text{krit.}}^{d'} = 15,7 \pm 1,8$  K bestimmt. Die Kritische Frequenz ist  $\nu_{\text{krit.}}^{d'} = 20,58 \pm 0,1$  Hz.

Konvektionsrolle	Signalfrequenz/Hz	Umlauffrequenz/Hz	
a	4,92	4,17	4,17
b	8,32	8,3	8,11
c	11,97	-	13,33

**Abb. 5.29** Vergleich der gemessenen Frequenzen der Temperaturoszillationen mit den Umlaufzeiten der Konvektionsrollen im Meniskus. Die erste Spalte der Umlauffrequenzen gibt den durch die Videoaufnahme ermittelten Wert, die zweite die nach Abb. 5.19 erwarteten Werte an.

In Abb. 5.30 werden die Frequenzen der Signale a, b und c den Umlauffrequenzen der beobachteten Konvektionsrollen im Meniskusbereich gegenübergestellt. Die Signale a und b befinden sich in guter Übereinstimmung mit den durch Videoaufnahmen ermittelten Umlaufzeiten der Konvektionsrollen a und b. Die Umlauffrequenz von Signal c stimmt gut mit der Erwartung für die Konvektionsrolle c überein.

Der Vergleich mit den aus anderen Experimenten extrapolierten Einsatzzpunkten (Abb. 5.30) für hydrothermale Wellen zeigt, daß die gemessenen Signale bei einer etwas niedrigeren

Temperaturdifferenz als erwartet einsetzen. Allerdings stimmt der Einsatzpunkt von Signal a sehr gut mit der theoretischen Analyse von SMITH und DAVIS [Smith83] überein.

	$\Delta T_{\text{krit.}}$	
	thermische Welle	Oberflächenwelle
METZGER	$3 \pm 1 \text{ K (*)}$	
MÖLLER	$5,7 \pm 0,7 \text{ K}$	$8,5 \pm 0,7 \text{ K (*)}$
SCHNEIDER	$1,25 \text{ K}$	$3,5 \pm 1 \text{ K (*)}$
PREISSER	$18 \pm 3 \text{ K (*)}$	
VELTEN	$4,1 \pm 1,7 \text{ K (*)}$	
SMITH und DAVIS (theoretisch)	$1,25 \text{ K}$	
Signal a	$1,36 \pm 0,4 \text{ K}$	
Signal b	$3,35 \pm 0,4 \text{ K}$	
Signal c	$1,90 \pm 0,7 \text{ K}$	

**Abb. 5.30** Kritische Temperaturdifferenzen thermischer Wellen, Oberflächenwellen und der gemessenen Temperaturdifferenzen.

Zusammengefaßt gibt es vier Argumente, die bei der Klärung des Ursprungs der Temperaturosillationen a, b und c wichtig sind:

- Alle drei Signale zeigen einen qualitativ ähnlichen Frequenz- und Amplitudenverlauf. Es ist daher wahrscheinlich, daß sie durch die gleiche Art von Instabilität erzeugt werden.
- Alle drei Signale lassen sich der Umlauffrequenz einer beobachteten Konvektionsrolle zuordnen. Dieses Verhalten entspricht der Beschreibung einer thermischen Welle.
- Signal a hat den niedrigsten Einsatzpunkt aller gemessenen Signale. Dieser widerspricht nicht dem von bisherigen Experimenten erwarteten Einsatzpunkt für thermischen Wellen.

Nach diesen Experimenten und der theoretischen Betrachtung durch SMITH und DAVIS sind hydrothermale Wellen als zeitabhängige Instabilität bei der niedrigsten kritischen Temperaturdifferenz zu erwarten.

- Die Beobachtungen von HINTZ [Hintz99] (vergleiche Kapitel 5.6) zeigen im Meniskusbereich eine Erscheinung, die als thermische Welle gedeutet werden kann. Deren Ausbreitungsfrequenz liegt in der Größenordnung von Signal a.

Aus diesen Argumenten erscheint es sinnvoll, die Signale a, b und c als Temperaturoszillationen zu betrachten, die von thermischen Wellen, die sich im Meniskusbereich ausbreiten, ausgehen. Unklar ist, ob es sich dabei um hydrothermale Wellen oder um eine oszillatorische Rollenstruktur handelt.

Der Vergleich zwischen Signal a und a' zeigt eine gute Übereinstimmung beider Einsatzpunkte

$$\Delta T_{\text{krit.}}^a \sim \Delta T_{\text{krit.}}^{a'}$$

und

$$\nu_M^{a'} = 2.000405 \nu_{\text{crit.}}^a,$$

das heißt die Frequenz des Signals a' entspricht sehr genau der doppelte Frequenz von Signal a. Daraus kann geschlossen werden, daß es sich bei Signal a' um die erste Harmonische von Signal a handelt.

Auch der Amplitudenverlauf beider Signale stimmt gut überein. Das Amplitudenverhältnis

$$A^{a'}/A^a = 0,625$$

ist für eine Harmonische relativ groß. Es könnte sich daher auch um eine höhere Oszillationsmode der mit der ersten separierten Konvektionsrolle korrespondierenden thermischen Welle handeln.

Die Entwicklung von Signal d bei steigender Temperaturdifferenz unterscheidet sich deutlich von der bisher betrachteter Signale. Zunächst fällt auf, daß es sich um ein Signal mit nur einer relativ scharf begrenzten Frequenz handelt, während bei den Signalen b und c eine

Signalaufspaltung entsteht. Diese Singulettstruktur findet man nur bei Signal a, das deshalb als Vergleich dienen soll. Bis auf den Absolutwert der Frequenz gelten qualitativ alle Resultate auch für den Vergleich mit den Signalen a und b.

Frequenz und Einsatzpunkt von Signal d liegen deutlich über denen von Signal a:

$$\nu_{\text{krit.}}^{\text{d}} / \nu_{\text{krit.}}^{\text{a}} = 2,05$$

$$\Delta T_{\text{krit.}}^{\text{d}} / \Delta T_{\text{krit.}}^{\text{a}} = 4,65.$$

Vor allem unterscheidet sich der Frequenzverlauf. Zwar steigen die Frequenzen beider Signale annähernd linear mit der angelegten Temperaturdifferenz, jedoch beträgt die Frequenzsteigerung bei Signal d etwa das 14-fache von Signal a. Signal d wird also offensichtlich von einem andern Typ von Instabilität erzeugt als die Signale a, b und c.

In Experimenten zu dünnen Schichten [Schneider89] treten neben hydrothermalen Wellen und oszillatorischen Mehrfachrollen Oberflächenwellen auf. Kennzeichnend für diese Instabilität sind bei geringen Flüssigkeitshöhen gegenüber thermischen Wellen höhere kritische Marangonzahlen und geringere charakteristische Wellenlängen bei gleichzeitig höheren kritischen Frequenzen. Dies entspricht der theoretischen Analyse von SMITH und DAVIS [Smith83a].

SCHNEIDER findet für dünne Schichten von Ethanol, daß bei einer Flüssigkeitshöhe von  $d=2$  mm die Frequenz der Oberflächenwelle um 0,15 Hz/K steigt, während die Frequenz der thermischen Welle sich nur schwach ( $<0,001$  Hz/K bei  $h=1,2$  mm) mit der angelegten Temperaturdifferenz verändert. Dies stimmt gut mit den Beobachtungen für Signal d bzw. a überein.

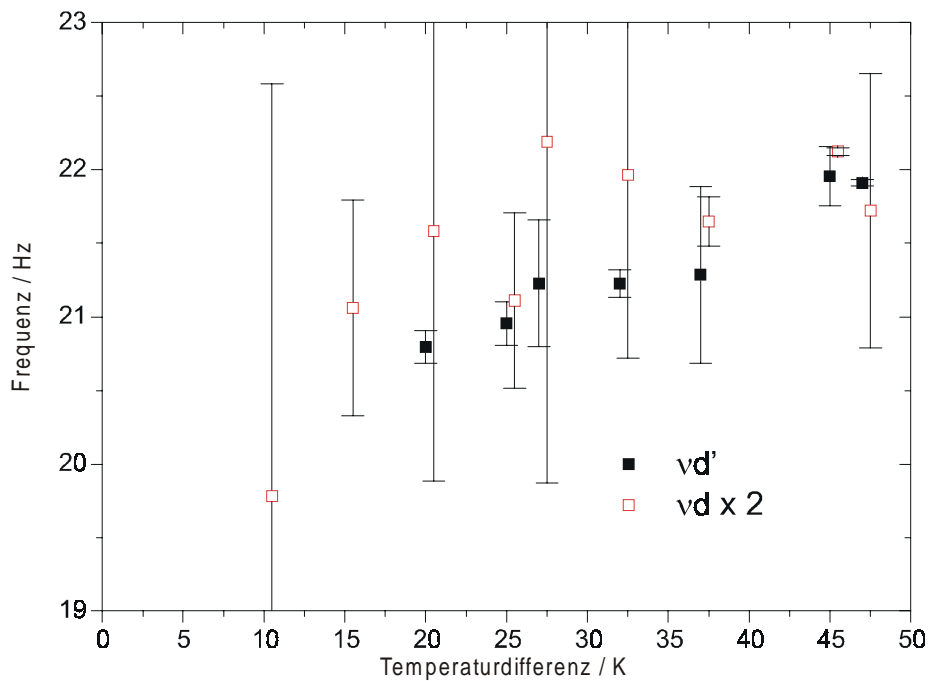
Wahrscheinlich wird Signal d also von Temperaturoszillationen, die von Oberflächenwellen ausgehen, erzeugt.

Die Frequenz von Signal d' entspricht gut der doppelten Frequenz von Signal d (Abb. 5.32). Die Übereinstimmung ist jedoch nicht so exakt wie bei den Signalen a und a'. Ebenso stimmen die kritischen Temperaturdifferenzen nicht überein.

Der Einsatzpunkt von Signal d' liegt bei einer gegenüber d etwa doppelten Temperaturdifferenz:

$$\Delta T_{\text{krit.}}^{d'} / \Delta T_{\text{krit.}}^d = 2,2.$$

Es handelt sich also bei Signal d' um eine von einer höheren Mode der Oberflächenwelle erzeugte Temperaturoszillation und nicht um die erste Harmonische des Signals d.



**Abb. 5.31** Vergleich der Temperaturveränderung von  $\nu_d$  und  $\nu_{d'}$ . Die ausgefüllten Rechtecke zeigen  $\nu_{d'}$ , die offenen die doppelte Frequenz von d.

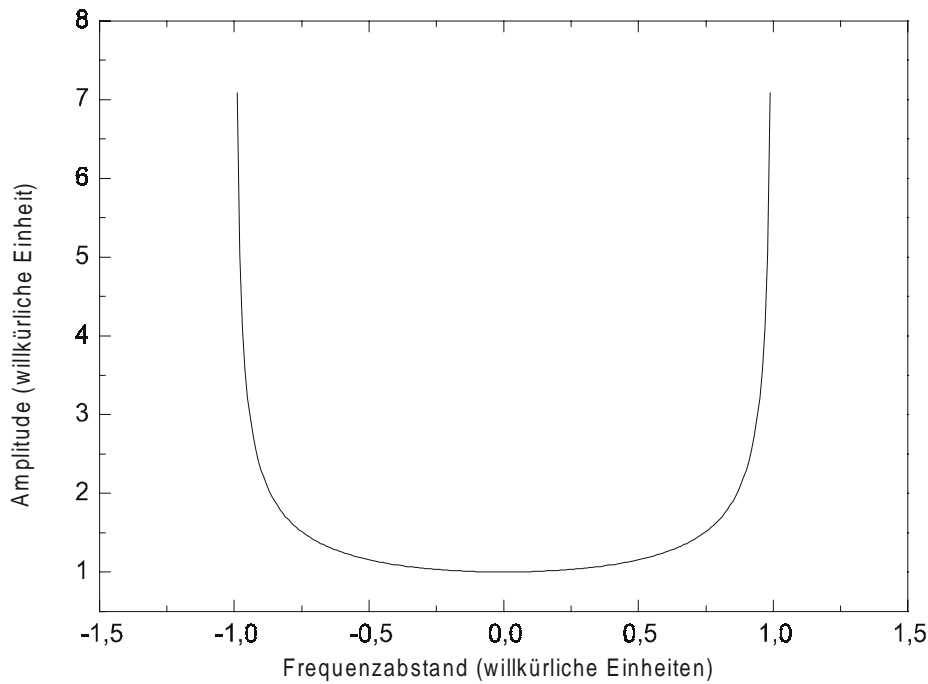
$T_M = 20^\circ \text{C}$ ,  $h = 1,5 \text{ mm}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

Datensatz auf CD.

Es bleibt die Frage zu klären, wie es zu der Aufspaltung der Signale der thermischen Wellen in mehrere Frequenzen kommt.

Beim Auftreten einer thermischen Welle oszilliert die Ausdehnung der betreffenden Konvektionsrolle. Die Frequenz der Temperaturoszillation ist an die Umlauffrequenz der Konvektionsrolle gekoppelt. Dabei stimmen Temperaturoszillation und Oszillation des Durchmessers der Konvektionsrolle ungefähr mit der Umlaufzeit überein.

In einem System mehrerer Rollen erzwingt eine Oszillation des Durchmessers einer Konvektionsrolle die entsprechende gegenphasige Oszillation weiterer Konvektionsrollen. Dabei wächst periodisch eine Rolle auf Kosten der benachbarten Konvektionsrolle und umgekehrt. In einem System mit stark unterschiedlichen Ausdehnungen und damit stark unterschiedlichen Umlauf- und Oszillationsfrequenzen, wie es im Meniskusbereich gegeben ist, führt dies zu einer Modulation der Oszillationsfrequenz einer Konvektionsrolle durch eine benachbarte Rolle.



**Abb. 5.32** Plot der Funktion  $t(\Delta r) \sim \frac{1}{\sqrt{1 - \Delta r^2}}$

Während der Oszillation der Konvektionsrolle a variiert deren Ausdehnung  $r_a$  um  $\Delta r_a(t) \sim \sin \omega_a t$  (mit  $r_a = r_a^0 + a \cdot \sin \omega_a t$ ,  $\Delta r_a(t) = r_a(t) - r_a(0)$ ). Dies bewirkt eine etwa gleich große Variation der Ausdehnung der Konvektionsrolle b ( $\Delta r_b = \Delta r_a$ ) und damit der Umlaufperiode  $\tau_b$  ( $\tau_b \sim r_b$ ):

$$\Delta \tau_b \sim \Delta r_b = \Delta r_a = a \cdot \sin \omega_a t$$

$$\tau_b(t) = \tau_b(0) + \Delta \tau_b(t) = \tau_b(0) + a \cdot \sin \omega_a t.$$

Betrachtet man, während welchen Zeitraums die Konvektionsrolle einen bestimmten Radius hat,

erhält man

$$t(r) \sim \frac{d}{dr} \sin \Delta r$$

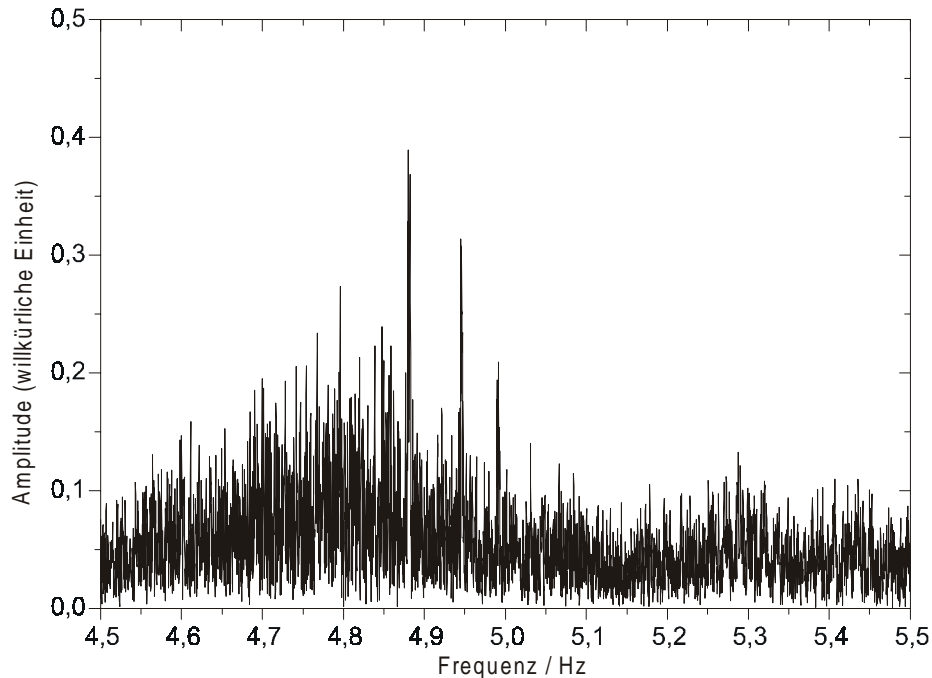
und damit

$$t(\Delta r) \sim \frac{1}{\sqrt{1 - \Delta r^2}}.$$

Aus  $\psi \sim r$  ergibt sich auch für die Amplitude einer Frequenz im Fourierspektrum

$$A(\Delta \psi) \sim t(\Delta r).$$

Diese Funktion wird von der gaußförmigen Verteilung der Oszillationsfrequenz überlagert. Qualitativ erhält man so durch eine Oszillation des Durchmessers einer Konvektionsrolle die Aufspaltung der Oszillationsfrequenz der benachbarten Konvektionsrolle in zwei Frequenzen.



**Abb. 5.33** Tripletstruktur des Signals *a*.

$\Delta T = 10,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ °C}$ ,  $h = 1,5 \text{ mm}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

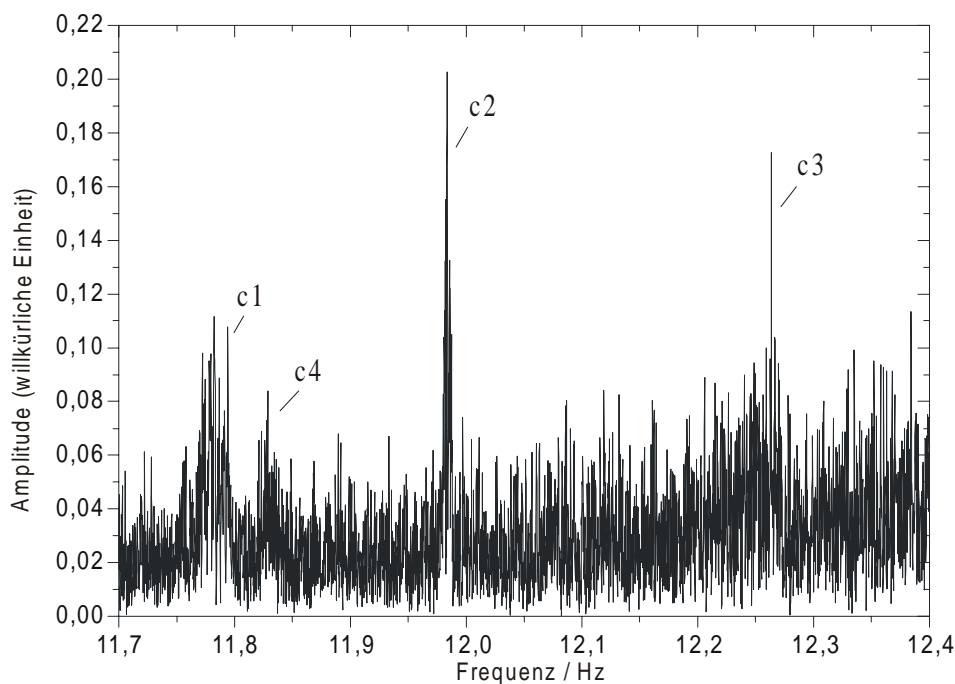
 Datensatz auf CD.

Existieren zwei oszillierende Konvektionsrollen können sie sich im Einfluß auf die dritte Konvektionsrolle verstärken oder abschwächen. Entsprechend wird das Signal der dritten

Konvektionsrolle weiter aufgespalten.


Dabei ist nicht nur ein Einfluß der größeren auf die kleinere Konvektionsrolle zu erwarten, sondern auch umgekehrt. Das heißt auch das Signal der Konvektionsrolle a sollte eine Tripletstruktur zeigen.

In der Tat findet man bei Signal a (Abb. 5.33) und Signal b ebenfalls eine Dreifachstruktur. Wie zu erwarten ist diese schwächer ausgeprägt als bei Signal c.



**Abb. 5.34** *Quadruplettstruktur des Signals c.*

$\Delta T = 27,5 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $h = 1,5 \text{ mm}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

 Datensatz auf CD.

Bei höherer Auflösung des Signaltripletts c zeigt sich eine Aufspaltung in vier Signale. Diese Aufspaltung entsteht, da die sich gegenseitig beeinflussenden Konvektionsrollen unterschiedliche Radien besitzen. Es besteht also ein Unterschied, ob der Radius der ersten Rolle maximal ist, während der Radius der zweiten Rolle minimal ist oder umgekehrt. Wegen der meist geringen Ausprägung der Vierfachstruktur wird nur die Dreifachaufspaltung systematisch betrachtet.

Mit  $\Delta v \sim 1/\Delta \tau$  und  $\Delta \tau \sim \Delta r$  kann man die Oszillationsamplitude des Konvektionsrollenradius

berechnen:

$$\frac{\Delta r_a}{r_a} = \frac{\Delta \tau_{a \rightarrow b}}{\tau_a}$$

mit

$$\Delta \tau_{a \rightarrow b} = \tau_{b1} - \tau_{b2}.$$

Damit ergeben sich die in Abb. 5.35 dargestellten Amplituden der Oszillation des Radius.

Konvektionsrolle	Amplitude
a	1,73±0,3%
b	1,62±0,3%
c	3,2%

**Abb. 5.35** Amplitude der Oszillation des Radius der Konvektionsrollen.

Interessant ist, daß Konvektionsrolle a und b gut zusammenpassen, aber die Amplitude für Konvektionsrolle c prozentual gut doppelt so groß wie die von a und b ist. Dies läßt sich erklären, wenn man beachtet, daß im Gegensatz zu benachbarten Konvektionsrollen die kalte Wand nicht verschoben werden kann. Daher muß sich das Wirbelzentrum von c von der kalten Wand entfernen, wenn sich der Rollenradius vergrößert. Zieht man dies in Betracht, muß von der halben Amplitude für Konvektionsrolle c ausgegangen werden (Abb. 5.36).

Konvektionsrolle	Amplitude
a	1,73±0,3%
b	1,62±0,3%
c	1,6%

**Abb. 5.36** Amplitude der Oszillation des Radius der Konvektionsrollen.

Neben der Variation des Rollendurchmessers existiert eine weitere gegenseitige Beeinflussung der Konvektionsrollen, die zu weiteren Signalen im Fourierspektrum führt. Die von thermischen Wellen hervorgerufenen Temperaturoszillationen an der freien Oberfläche führen zu einer Veränderung des Temperaturgradienten der benachbarten Konvektionsrolle. Da die Amplitude der zeitabhängigen Strömung mit dem angelegten Temperaturgradienten steigt, entsteht so eine

Modulation der Amplitude einer thermischen Welle durch eine andere:

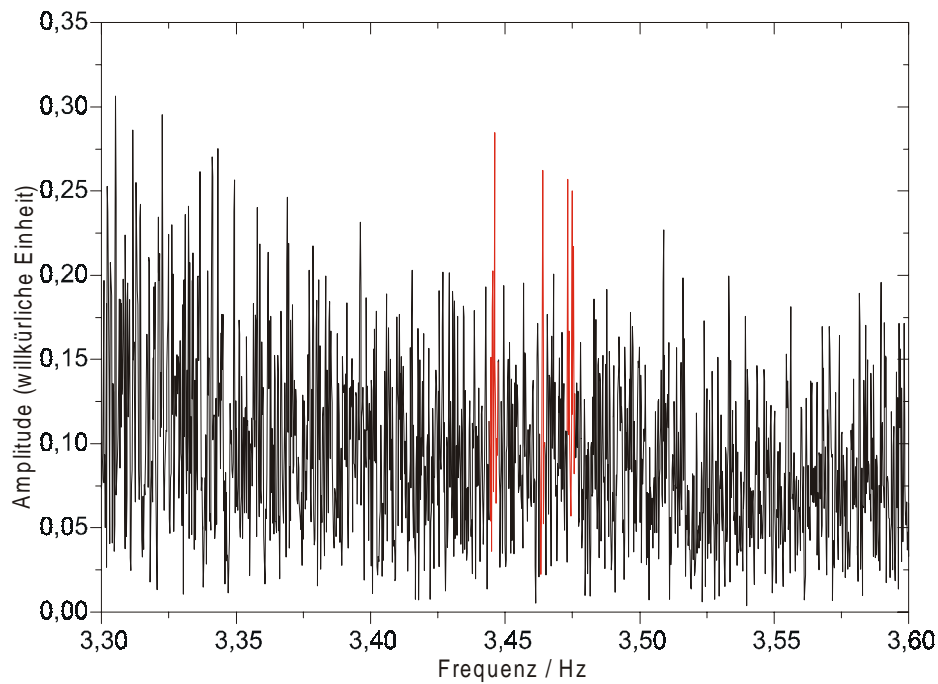
$$A_{TW}^b = c \cdot A_{TW}^a \cdot \cos \omega_{TW}^a \cdot t. \quad (14)$$

Das heißt, die Temperaturoszillation läßt sich beschreiben als:

$$T_{TW}^b = c' \cdot \cos(\omega_{TW}^b \cdot t) \cdot \cos(\omega_{TW}^a \cdot t)$$


$$T_{TW}^b = 1/2 c' \cdot \cos((\omega_{TW}^b - \omega_{TW}^a) \cdot t) + 1/2 c' \cdot \cos((\omega_{TW}^b + \omega_{TW}^a) \cdot t).$$

Dies entspricht der Umkehrung einer Schwebung. Dabei entstehen zwei weitere Temperaturoszillationen mit den Frequenzen  $\nu_a + \nu_b$  und  $\nu_a - \nu_b$ .



**Abb. 5.37** Fouriertransformierte des Temperatursignals bei 3,4 Hz.

$\Delta T = 15,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $h = 1,5 \text{ mm}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

 Datensatz auf CD.

Nachgewiesen werden konnten das Signal  $\nu_b - \nu_a = 3,4 \text{ Hz}$  bzw.  $\nu_c - \nu_b = 3,5 \text{ Hz}$  (Abb. 5.37) und die Signale  $\nu_b + \nu_a = 13,3 \text{ Hz}$  und  $\nu_b + \nu_c = 20,3 \text{ Hz}$  (beide Abb. 5.22).

Nicht gefunden wurden die Signale  $\nu_c + \nu_a = 16,9$  Hz und  $\nu_c - \nu_a = 7,1$  Hz, also die gegenseitige Beeinflussung der ersten Konvektionsrolle und der dritten Konvektionsrolle.

Die Amplitude der thermischen Welle c muß aus dem Thermoelementsignal gemessen werden. Bei einer gemessenen Amplitude bei  $\Delta T = 25$  K von etwa  $4,6 \mu\text{K}$  ergibt sich nach den Korrekturen laut Kap. 3.4 eine reale Amplitude der Temperaturoszillation am Thermoelement von ca. 73 mK. Vergleicht man diesen Wert mit der Oszillationsamplitude am Thermoelement der thermischen Welle b von ca. 80 mK, kann man erwarten, daß auch die Oszillationsamplitude an der Oberfläche in der Größenordnung von 0,5 K liegt.

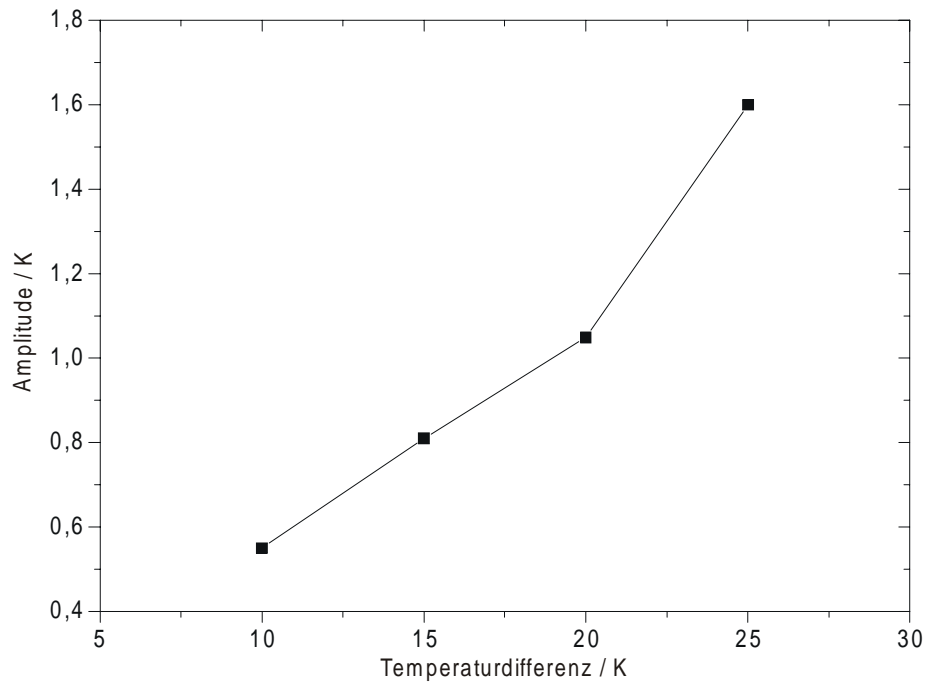
Zur Berechnung der Temperaturoszillationen am Thermoelement für die Oberflächenwelle d' muß die räumliche Ausdehnung der Struktur geschätzt werden.

Geht man von der gleichen Größenordnung wie bei der thermischen Welle a aus, erhält man eine Amplitude von ca. 80 mK, bei kleineren Strukturen ergibt sich eine entsprechend größere Amplitude. Durch Vergleich mit den thermischen Wellen ergibt sich eine Amplitude der Temperaturoszillation an der Oberfläche von 0,5 K. Da es sich bei der Oberflächenwelle um eine oberflächennahe Instabilität handelt, ist dieser Wert als untere Abschätzung zu sehen.


Wie aus (14) abzulesen ist, gibt das Verhältnis der Schwebeamplitude zur Amplitude der modulierten Konvektionsrolle an, um welchen Faktor die erste Konvektionsrolle den Temperaturgradienten der zweiten Konvektionsrolle verändert. Da der Temperaturgradient im Meniskusbereich bekannt ist, kann so die Oszillationsamplitude des Temperaturgradienten an einer Konvektionsrolle bestimmt werden. Geht man davon aus, daß die Temperaturvariation sich ungefähr so weit ausdehnt wie die eigentliche Konvektionsrolle, kann die Amplitude der Temperaturoszillation an der freien Oberfläche bestimmt werden.

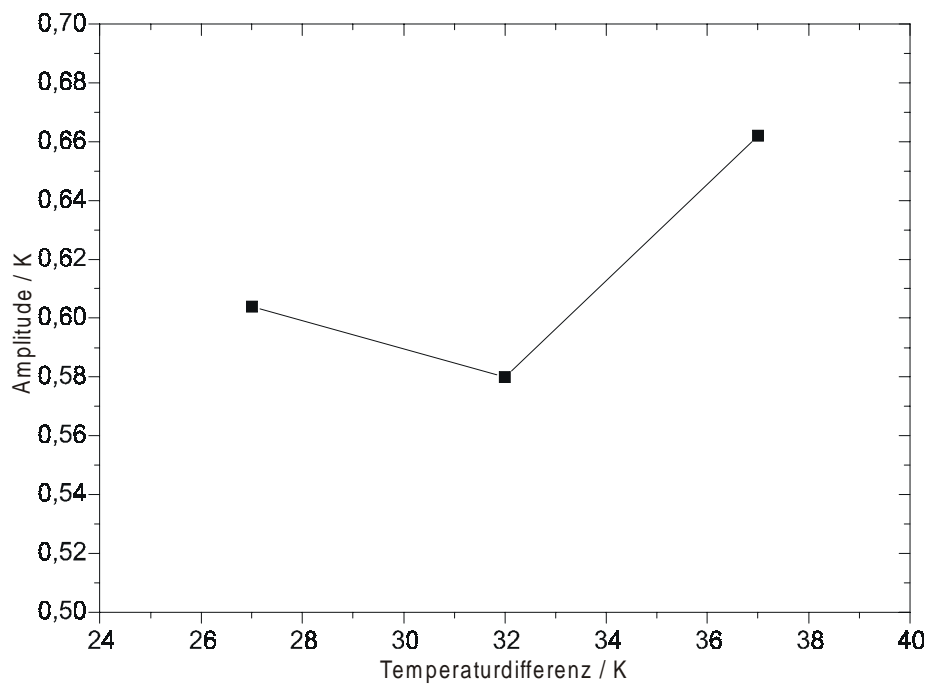
Geht man davon aus, daß die durch eine kurzzeitige Temperaturerhöhung verringerte Oberflächenenergie vorwiegend durch Vergrößerung der freien Oberfläche ausgeglichen wird, kann man die Amplitude der von Temperaturoszillationen ausgehenden Oberflächen-deformationen grob schätzen.

Dazu seien die Maximal- und Minimalwerte  $T_{\min}$  und  $T_{\max}$  der Temperatur an der freien Oberfläche während einer Oszillationsperiode betrachtet.




**Abb. 5.39** Amplitude der Temperaturoszillation der thermischen Welle *a* an der Oberfläche  
 $T_M=20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $h=1,5\text{ mm}$ ,  $L=12\text{ mm}$ ,  $B=41\text{ mm}$ .

 Datensatz auf CD.



**Abb. 5.38** Amplitude der Temperaturoszillation der thermischen Welle *b* an der Oberfläche  
 $T_M=20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $h=1,5\text{ mm}$ ,  $L=12\text{ mm}$ ,  $B=41\text{ mm}$ .

 Datensatz auf CD.

Die korrespondierende Oberfläche sei bei  $T_{\min}$  eine flache Oberfläche:

$$A_{\min} = \Delta x \cdot \Delta y$$

mit  $\Delta x$  und  $\Delta y$  der räumlichen Ausdehnung der Konvektionsrolle.

Bei  $T_{\max}$  werde diese Oberfläche dreieckförmig vergrößert:

$$A_{\max} = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta z^2} \cdot \Delta y$$

mit  $\Delta z$  der Auslenkung der freien Oberfläche in z-Richtung.

Wegen

$$\sigma(T_{\min}) \cdot A_{\min} = \sigma(T_{\max}) \cdot A_{\max}$$

findet man

$$\sqrt{\frac{\sigma(T_{\min})^2}{\sigma(T_{\max})^2} - 1} = 2 \cdot \frac{\Delta z}{\Delta x}.$$

Die potentielle Energie

$$\rho \cdot g \cdot \Delta z \cdot \Delta y \cdot \frac{1}{2} \Delta z$$

ist für  $\Delta z = 5 \mu\text{m}$  etwa 1000 mal kleiner als die Differenz der Oberflächenenergien

$$\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta T \cdot \frac{d\sigma}{dx}$$

und kann vernachlässigt werden.

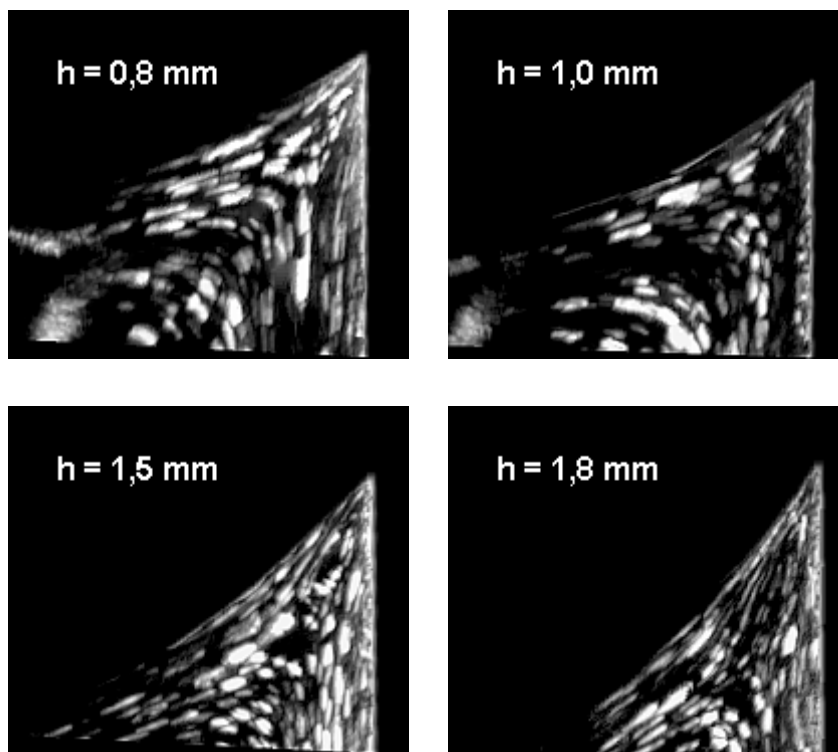
Damit ergibt sich für die thermische Welle a  $\Delta z_a \sim 5 \mu\text{m}$  und für die thermale Welle b  $\Delta z_b \sim 1,4 \mu\text{m}$ .

Laut den oben gemachten Schätzungen für die Temperaturamplitude an der freien Oberfläche

liegt die Oberflächendeformation der thermischen Welle c bei  $\Delta z \sim 0,7 \mu\text{m}$ , für die Oberflächenwelle d' ergeben sich  $\Delta z \sim 3 \mu\text{m}$ . Der letzte Wert ist eine grobe Schätzung und muß als untere Grenze angesehen werden.


SCHNEIDER [Schneider95] gibt für die Amplitude der hydrothermalen Welle 2-8  $\mu\text{m}$  an. Dies stimmt gut mit den in dieser Arbeit bestimmten Werten überein. Die Amplitude der Oberflächenwelle wurde von SCHNEIDER zu 5-15  $\mu\text{m}$  bestimmt. Dieser Wert liegt über der oben abgeschätzten Oszillationsamplitude. Die von SCHNEIDER gemessenen Temperaturoszillationen am Thermoelement liegen bei etwa 200 mK und damit unter den in dieser Arbeit bestimmten Werten. Man kann daher erwarten, daß die Amplitude über der Schätzung von 3  $\mu\text{m}$  liegt.

## 5.6 Einfluß der Unterfüllung



**Abb. 5.40** Stromlinienaufnahmen des Meniskusbereichs bei verschiedenen Unterfüllungen.

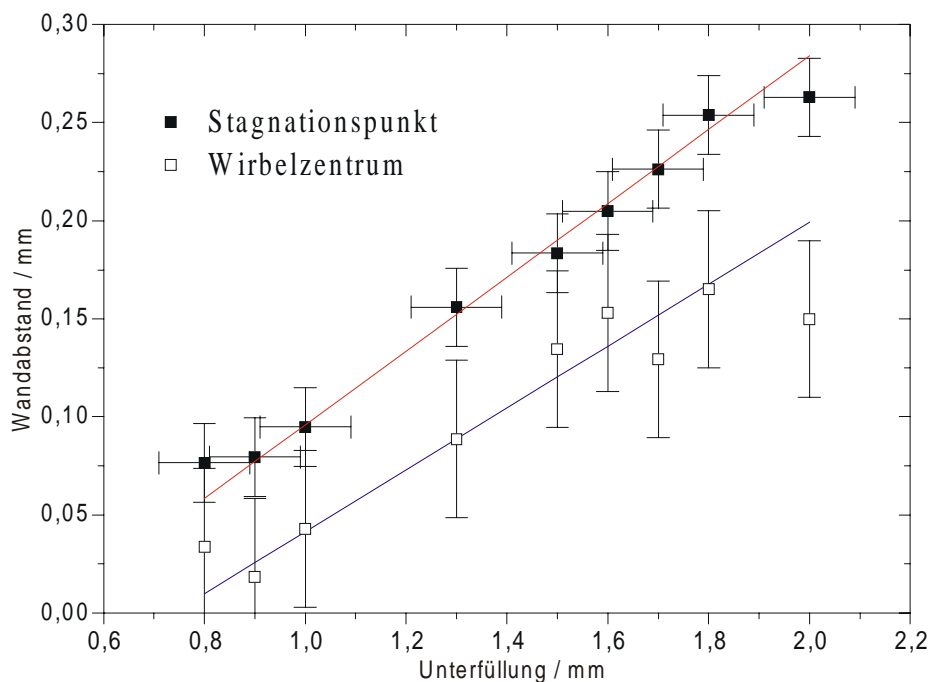
$\Delta T = 45,5 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ ,  $h = 1,8$ .

 Video des Meniskusbereichs auf CD.

Nach den Überlegungen aus Kap. 5.3 separiert sich die erste Konvektionsrolle an einem Stagnationspunkt der durch eine gewisse Krümmung der freien Oberfläche gekennzeichnet ist.

Aus Gleichung (7) erkennt man, daß sich dieser Punkt mit zunehmender Unterfüllung von der kalten Thermode entfernt.

Abb. 5.40 zeigt Aufnahmen aus dem Meniskusbereich bei zunehmender Unterfüllung. Bei geringer Unterfüllung ist die Konvektionsrolle  $a$  klein und nur schwer zu erkennen. Mit zunehmender Unterfüllung vergrößert sich die Ausdehnung der Konvektionsrolle und ab  $h \sim 1,5$  mm ist die Konvektionsrolle gut zu erkennen.



**Abb. 5.41** Entwicklung der Ausdehnung der Konvektionsrolle  $a$  bei zunehmender Unterfüllung  $h$ . Die rote Kurve mit ausgefüllten Symbolen gibt den Abstand des Stagnationspunktes vor der Konvektionsrolle von der kalten Wand, die blaue Kurve mit den offenen Symbolen die Lage des Wirbelzentrums an.

$\Delta T = 45,5$  K,  $T_M = 20$  °C,  $L = 12$  mm,  $B = 41$  mm,  $h = 1,8$  mm.

Datensatz auf CD.

In Abb. 5.41 ist der Abstand entlang der x-Achse des Wirbelzentrums von der kalten Thermode gegenüber der Unterfüllung  $h$  aufgetragen. Wie erwartet nimmt der Abstand nahezu linear mit  $h$  zu. Das gleiche gilt für den Stagnationspunkt vor der Konvektionsrolle an der sich die Rolle separiert. Ab  $h \sim 1,8$  mm entfernen sich weder Stagnationspunkt noch Wirbelzentrum weiter von der Wand. Ab diesem Wert übersteigt der Kontaktwinkel zwischen Oberfläche und Thermode den natürlichen Benetzungswinkel, so daß die Flüssigkeitsoberfläche von der Thermodenkante

abreißt. Dadurch ändert sich bei weiterer Vergrößerung der Unterfüllung die Oberflächenform und damit die Lage und Ausdehnung der Konvektionsrolle nicht mehr.

Wegen

$$Ma = -\frac{d\sigma}{dT} \frac{1}{\eta\chi} \cdot d \cdot a \cdot \frac{dT}{dx}$$

mit

a der Ausdehnung des separierten Meniskusgebiets in x

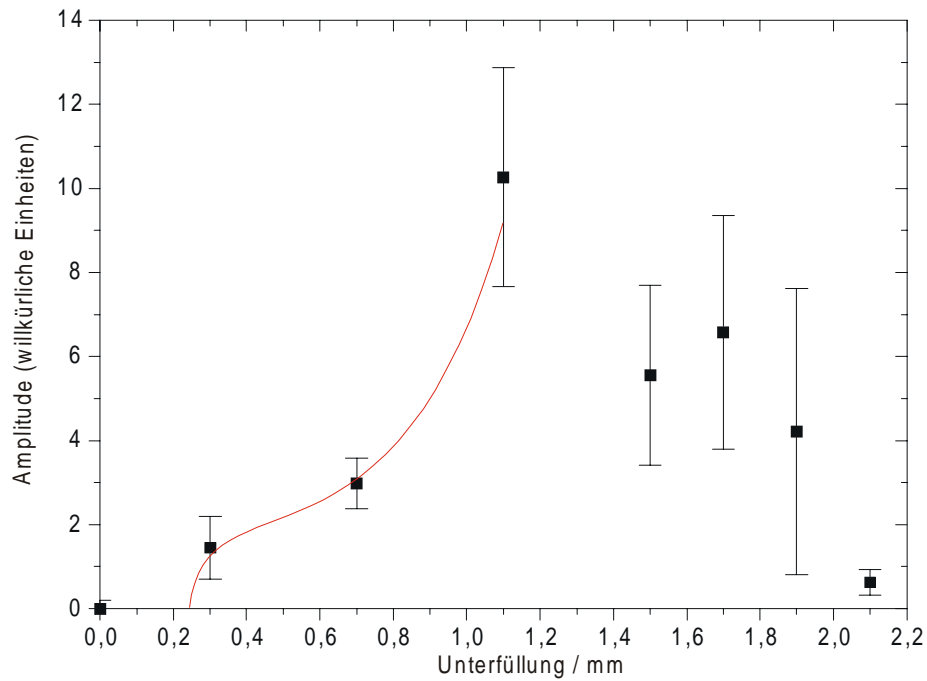
d der Ausdehnung des separierten Meniskusgebiets in z

bedeutet die Vergrößerung des durch den Meniskus separierten Bereichs einen Anstieg der Marangonizahl dieses Gebiets.

Aus diesem Grund zeigt die Signalamplitude der Temperaturosillationen mit zunehmender Unterfüllung einen Verlauf, der dem Verhalten bei steigender angelegter Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ähnelt. Nach Einsetzen der Temperaturosillation verläuft die Signalamplitude annähernd wurzelförmig mit der Unterfüllung. Bei den meisten Signalen steigt sie bei einer Unterfüllung von etwa  $h=1,0$  mm bis  $h=1,5$  mm erneut an und bildet so eine S-Kurve.

Sofern bestimmbar, liegen die Einsatzpunkte zwischen  $h_{krit.}=0,1$  und  $h_{krit.}=0,25$  mm. Dies entspricht einer Marangonizahl von  $Ma_{krit.}\sim 200$  bis  $Ma_{krit.}\sim 400$  (nach Extrapolation der Meniskusdimension). Dies entspricht gut den in Kap. 5.5 bestimmten Einsatzpunkten  $Ma_{krit.}^a=190$ ,  $Ma_{krit.}^b=470$  und  $Ma_{krit.}^c=270$ .

Auch die Lage des zweiten Anstiegs der S-Kurve stimmt mit Kap. 5.5 überein. Für die thermischen Wellen a und b liegt der Anstieg bei  $h\sim 1$  mm bis  $h\sim 1,5$  mm also bei  $Ma\sim 2400$  bis  $Ma\sim 3500$ . Dies entspricht einer umgerechneten Temperaturdifferenz von  $\Delta T\sim 17$  K bis  $\Delta T\sim 25$  K in den Abb. 5.23 bis 5.27. Für Signal c ergibt sich  $h\sim 0,8 \dots 1,0$  mm ( $Ma\sim 1900\dots 2400$ ) und für Signal d ist  $h\sim 2,0$  mm ( $Ma\sim 4700$ ). Dies entspricht  $\Delta T\sim 14\dots 17$  K und  $\Delta T\sim 35$  K.

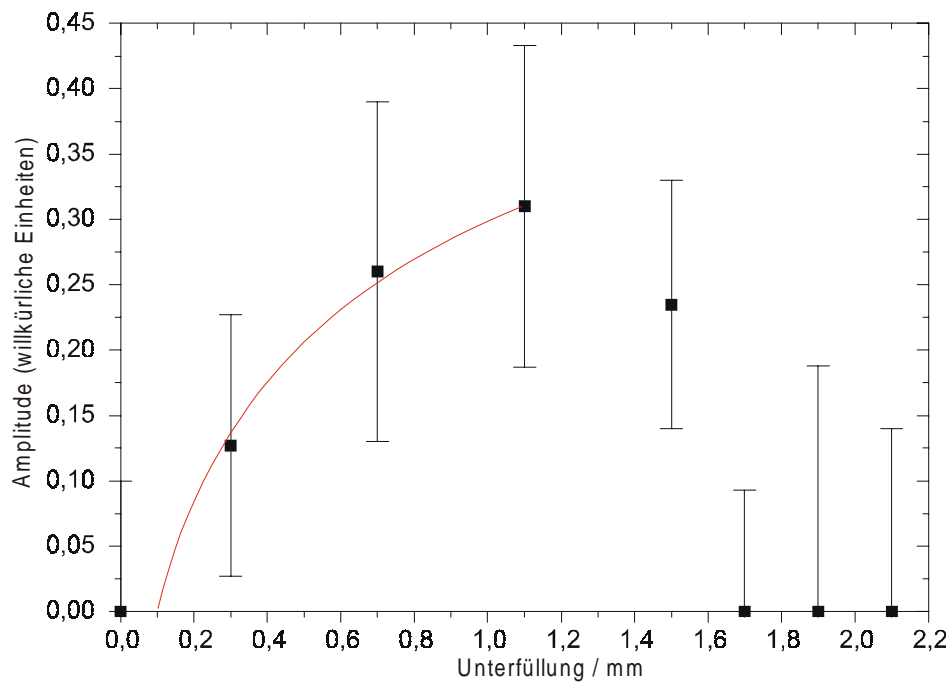


**Abb. 5.42** Amplitudenverlauf des Signals *a* bei zunehmender Unterfüllung *h*.

$\Delta T = 25,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

🖨️ Signale *a'*, *b* und *c* auf CD.

🖨️ Datensatz auf CD.



**Abb. 5.43** Amplitudenverlauf des Signals *d'* bei zunehmender Unterfüllung *h*.

$\Delta T = 25,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

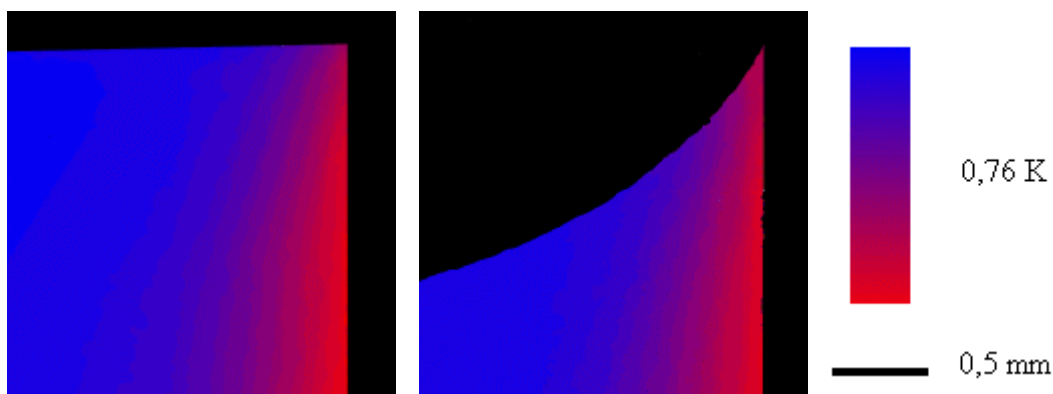
🖨️ Signal *d* auf CD.

🖨️ Datensatz auf CD.

Signal	Einsatzpunkt $h_{\text{krit.}}$
a	$0,18 \pm 0,1 \text{ mm}$
a'	$0,22 \pm 0,1 \text{ mm}$
b	-
c	$0,26 \pm 0,1 \text{ mm}$
d	-
d'	$0,127 \pm 0,1 \text{ mm}$

**Abb. 5.44** Einsatzpunkte der Temperaturoszillation.

$\Delta T = 25,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .



**Abb. 5.45** Vergleich der thermischen Grenzschicht an der Oberfläche bei flach gefüllter Küvette und bei Ausbildung eines Meniskus.

$\Delta T = 1 \text{ K}$ ,  $T_M = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ . Nach [Dürr91].

Bei Absenkung des Flüssigkeitsspiegels in der Küvette wird das im Meniskus eingeschlossene Flüssigkeitsvolumen immer stärker vom Wärmetransport der Hauptkonvektion in der Küvette abgekoppelt. Dies geschieht indem die von der warmen Thermode kommende warme Flüssigkeit im Meniskusbereich immer weniger der Oberfläche folgt und vermehrt in das Flüssigkeitsvolumen abtaucht. Dabei verringert sich der konvektive Wärmetransport in den Meniskusbereich. Der so zunehmende Einfluß des diffusiven Wärmetransports zur kalten Thermode vergrößert die thermische Grenzschicht und läßt den Meniskusbereich abkühlen.

Anders ausgedrückt ist nach der Kontinuitätsgleichung  $A_{\text{Anstrom}} \cdot v_{\text{Anstrom}} = A_{\text{Meniskus}} \cdot v_{\text{Meniskus}}$  die

Strömungsgeschwindigkeit im Meniskusbereich  $v_{\text{Meniskus}}$  geringer als die der anströmenden Flüssigkeit  $v_{\text{Anstrom}}$ .

Wegen

$$d_{\text{th}} = \frac{L}{\sqrt{v_{\text{Meniskus}} \cdot \frac{L}{\chi}}},$$

$$A_{\text{Meniskus}} \sim h + \text{const.}$$

und

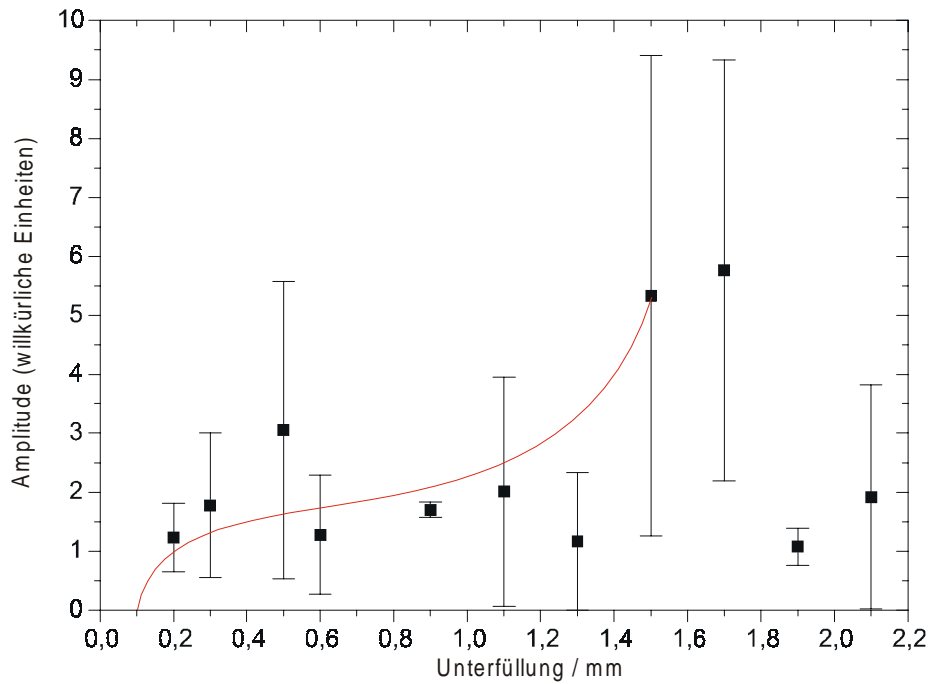
$$A_{\text{Anstrom}} = \text{const.}$$

dehnt sich die thermische Grenzschicht wurzelförmig mit der Unterfüllung  $h$  aus.

Abb. 5.45 zeigt die Veränderung der thermischen Grenzschicht bei Erzeugung eines Meniskus. Insbesondere sehr nahe an der Flüssigkeitsoberfläche erkennt man eine Verschiebung der Isothermen von der kalten Thermode weg (im Bild nach links) und damit eine Verringerung des Temperaturgradienten.

Gleichzeitig wird mit Ausbildung des Meniskus die freie Oberfläche der Flüssigkeit vergrößert und damit der Temperaturgradienten entlang der freien Oberfläche verringert. Nahe der kalten Thermode verläuft dieser Effekt ab einem Kontaktwinkel von ungefähr  $45^\circ$  (ca. 1 mm Unterfüllung) näherungsweise linear. Zusammen mit der Ausweitung der thermischen Grenzschicht nimmt der Temperaturgradient im Meniskusbereich bei steigender Unterfüllung der Küvette überlinear ab. Dieser Effekt ist von der Kühlung der vergrößerten Oberfläche durch Verdampfung überlagert.

Durch den kleiner werdenden Temperaturgradienten im Meniskusbereich sinkt die Amplitude der Temperatursignale bei zunehmender Unterfüllung und es bildet sich ein Amplitudenmaximum bei einer gewissen Unterfüllung. Je stärker ein Signal ist, desto später macht sich die Abnahme des Temperaturgradienten bemerkbar, das heißt erst bei um so größeren Unterfüllungen sinkt die Signalamplitude erneut. Bei geringen Amplituden liegt das Maximum bei kleineren Unterfüllungen als bei großen Amplituden.

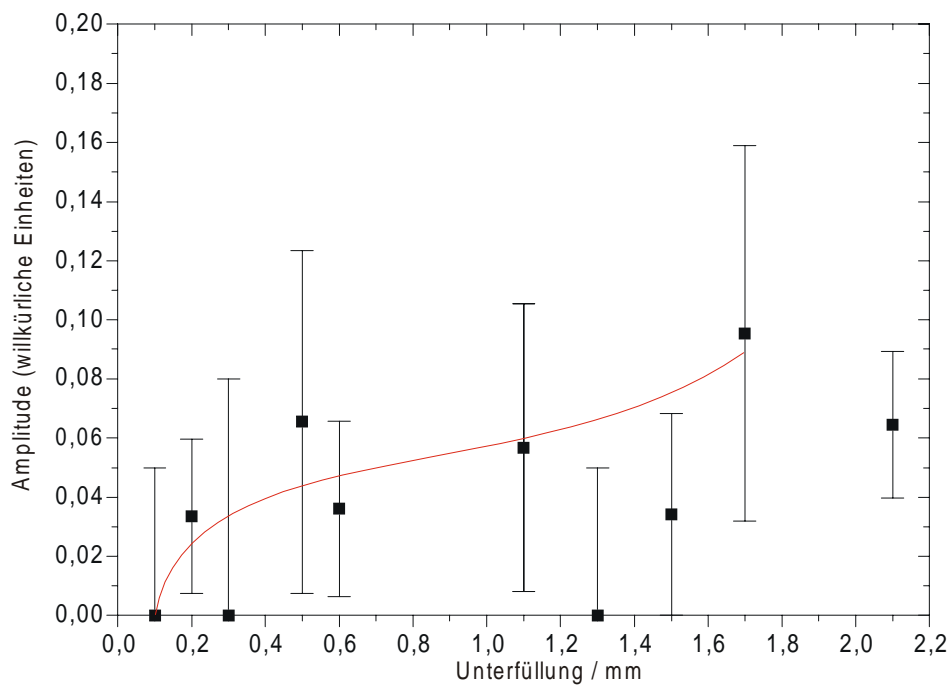


**Abb. 5.46** Amplitudenverlauf des Signals *a* bei zunehmender Unterfüllung *h*.

$\Delta T = 45,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ °C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

🖨️ Signale *a'*, *b* und *c* auf CD.

🖨️ Datensatz auf CD.



**Abb. 5.47** Amplitudenverlauf des Signals *d'* bei zunehmender Unterfüllung *h*.

$\Delta T = 45,0 \text{ K}$ ,  $T_M = 20 \text{ °C}$ ,  $L = 12 \text{ mm}$ ,  $B = 41 \text{ mm}$ .

🖨️ Signal *d* auf CD.

🖨️ Datensatz auf CD.

Bei einer angelegten Temperaturdifferenz von  $\Delta T=45,0$  K (Abb. 5.46 und Abb. 5.47) zeigt sich ein gegenüber  $\Delta T=25,0$  K qualitativ unverändertes Bild. Wie zu erwarten, steigt die Signalamplitude gegenüber  $\Delta T=25$  K an. Die Lage des Amplitudenmaximums verschiebt sich entsprechend zu größeren Unterfüllungen. Die Einsatzpunkte der Signale liegen zwischen  $h_{\text{krit.}} \sim 0,1$  mm und  $h_{\text{krit.}} \sim 0,15$  mm. Dies entspricht kritischen Marangonzahlen zwischen  $Ma_{\text{krit.}}=360$  und  $Ma_{\text{krit.}}=540$ . In Anbetracht des großen Fehlers bei der Bestimmung der Einsatzpunkte stimmen diese gut mit den bei  $\Delta T=25$  K und in Kap. 5.5 bestimmten Werten überein.

Signal	Einsatzpunkt $h_{\text{krit.}}$
a	$0,12 \pm 0,1$ mm
a'	$0,13 \pm 0,1$ mm
b	-
c	$0,15 \pm 0,1$ mm
d	$0,10 \pm 0,1$ mm
d'	-

**Abb. 5.48** Einsatzpunkte der Temperaturoszillation.

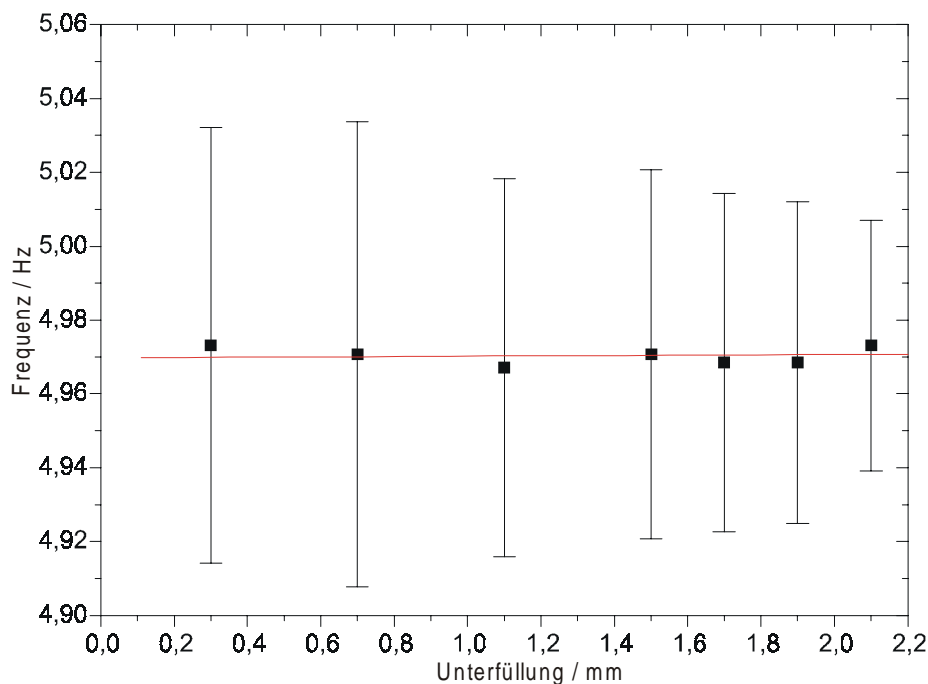
$\Delta T=45,0$  K,  $T_M=20$  °C,  $L=12$  mm,  $B=41$  mm.

Bei Veränderung der Unterfüllung wird die Signalfrequenz der thermischen Welle durch zwei konkurrierende Effekte beeinflusst:

- Wird beim Absenken des Flüssigkeitsspiegels der Radius der Konvektionsrolle vergrößert, bewirkt dies ein Ansteigen des Umfangs. Gleichzeitig wird die an die Konvektionsrolle angreifende Temperaturdifferenz erhöht, so daß die Strömungsgeschwindigkeit in der Rolle steigt. Beide Effekte sind linear mit dem Radius der Konvektionsrolle verknüpft, so daß ein geringer Einfluß auf die Umlauffrequenz der Konvektionsrolle zu erwarten ist. Befindet sich die Konvektionsrolle nahe der kalten Wand, so kann sie sich nur entlang der freien Oberfläche ungehindert ausdehnen. Mit zunehmendem Radius wird sie in ihrer Ausdehnung senkrecht zur Oberfläche von der


kalten Wand begrenzt. Damit kann der Umfang nicht im gleichen Maß wie der Temperaturgradient anwachsen; die Umlauffrequenz steigt. Dieser Effekt ist um so stärker, je näher die Konvektionsrolle sich an der kalten Wand befindet.

- Auf der anderen Seite sinkt mit zunehmender Unterfüllung der Temperaturgradient. Da die Umlauffrequenz der Konvektionsrolle linear mit dem angelegten Temperaturgradienten steigt, bedeutet dies ein Sinken der Umlauffrequenz mit zunehmender Unterfüllung. Auch dieser Effekt ist um so größer, je näher die Konvektionsrolle sich an der kalten Wand befindet.



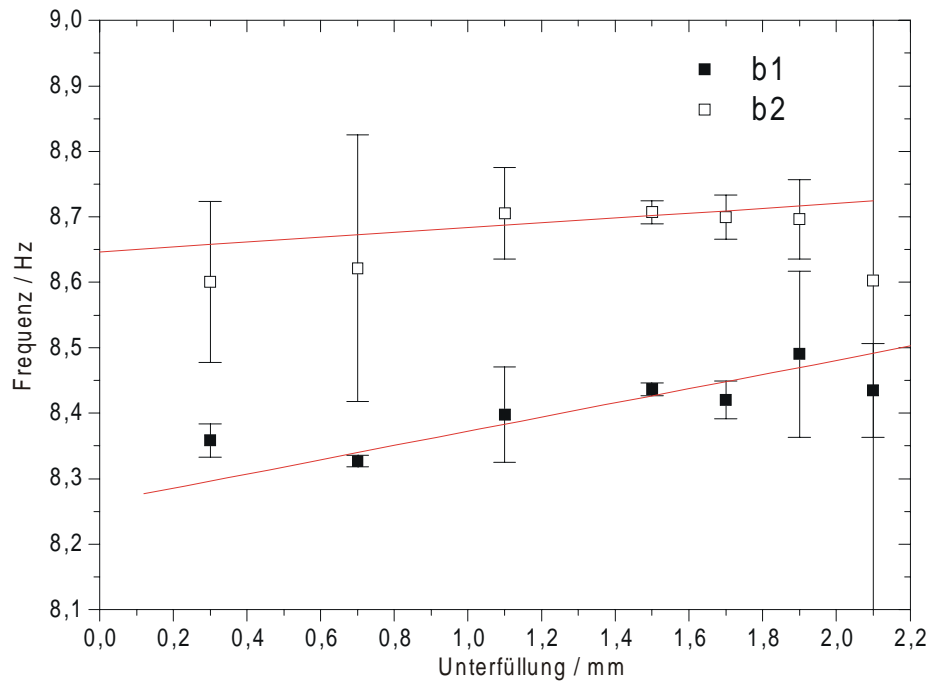
**Abb. 5.49** Einfluß der Unterfüllung  $h$  auf die Frequenz der thermischen Welle  $a$ .

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

 Signal  $a'$  auf CD.

 Datensatz auf CD.

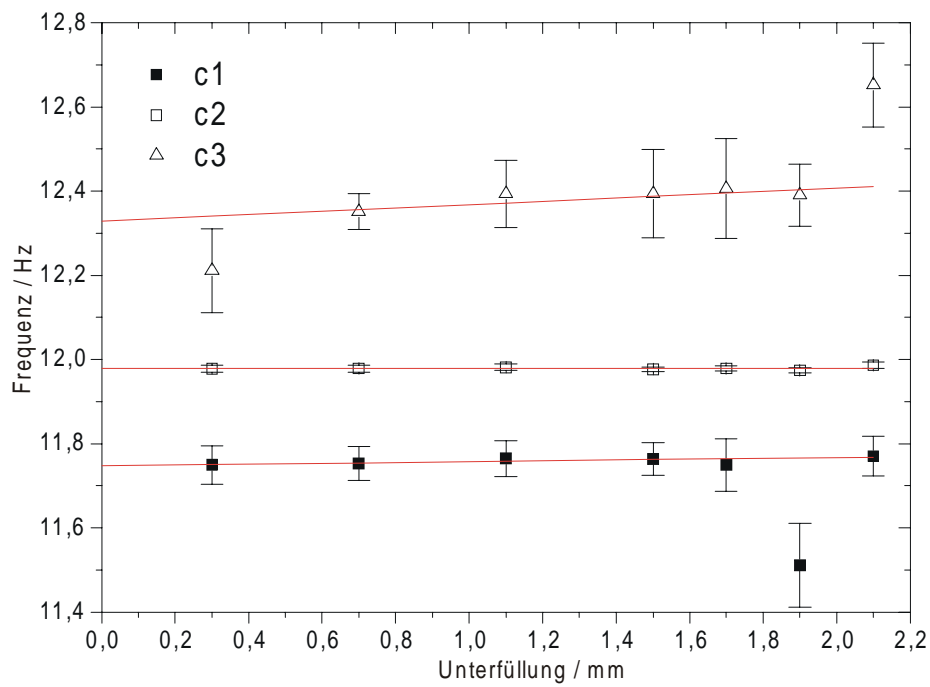
Die erste separierte Konvektionsrolle hat nur wenig Kontakt mit der kalten Wand, so daß deren Einfluß klein ist. Entsprechend verändern sich die Signalfrequenz  $\nu_a$  nur wenig.



**Abb. 5.50** Einfluß der Unterfüllung  $h$  auf die Frequenz der thermischen Welle  $b$ ,  $\nu_b^1$  und  $\nu_b^2$ .

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

Datensatz auf CD.



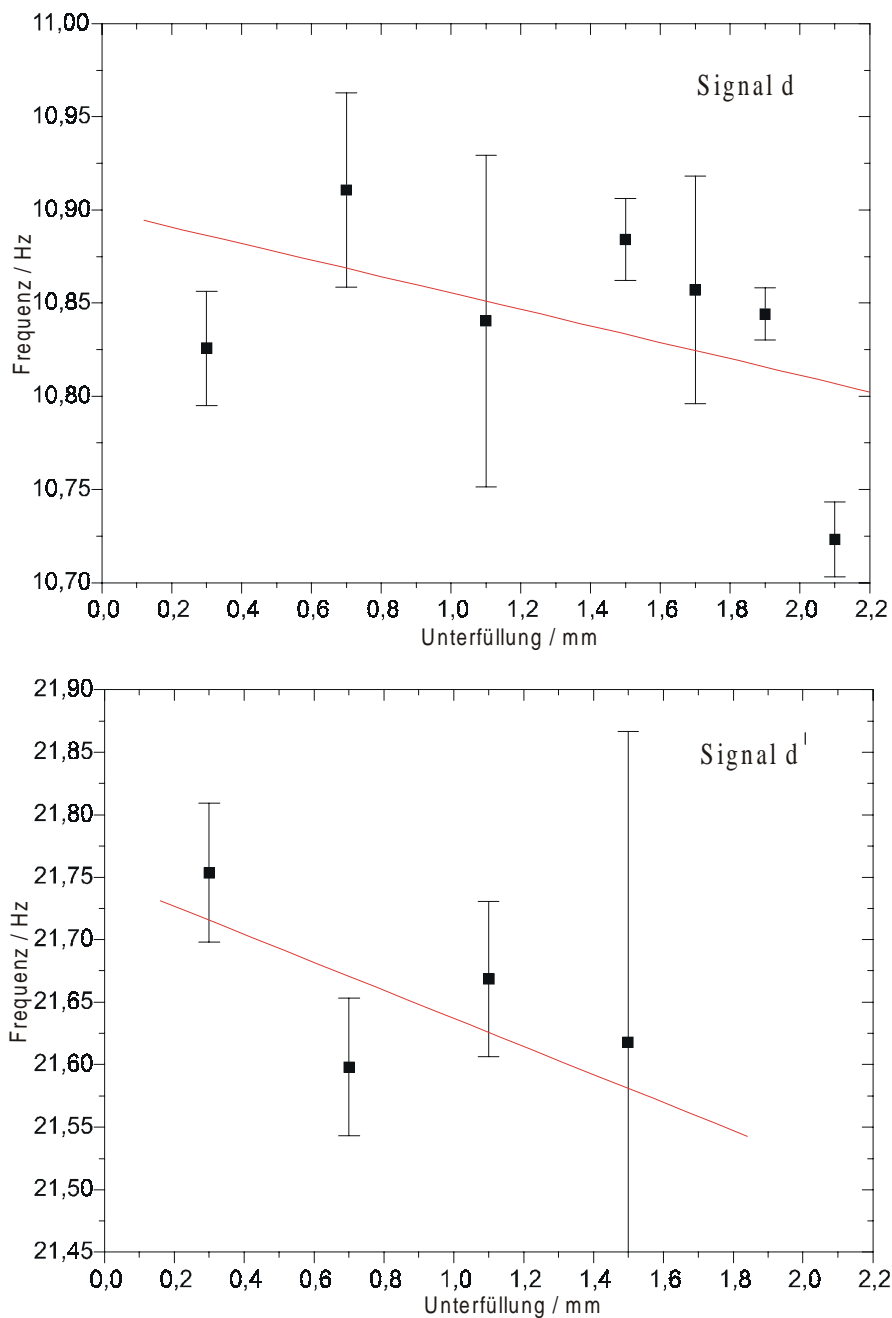
**Abb. 5.51** Einfluß der Unterfüllung  $h$  auf die Frequenz der thermischen Welle  $c$ ,  $\nu_c^1$  bis  $\nu_c^3$ .

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

Datensatz auf CD.

Bei der thermischen Welle b (2. Konvektionsrolle) ist der Einfluß der kalten Wand stärker. Im Gegensatz zu Signal a steigt der Mittelwert von  $v_b^1$  und  $v_b^2$  deutlich.

Auch der Mittelwert von  $v_c^1 \dots v_c^3$  steigt, jedoch etwas geringer als bei Signal b. Wahrscheinlich gewinnt die kalte Wand gegenüber Signal b nur noch wenig Einfluß, gleichzeitig nimmt der Temperaturgradient stärker ab.



**Abb. 5.52** Einfluß der Unterfüllung auf die Frequenz der Oberflächenwelle.

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

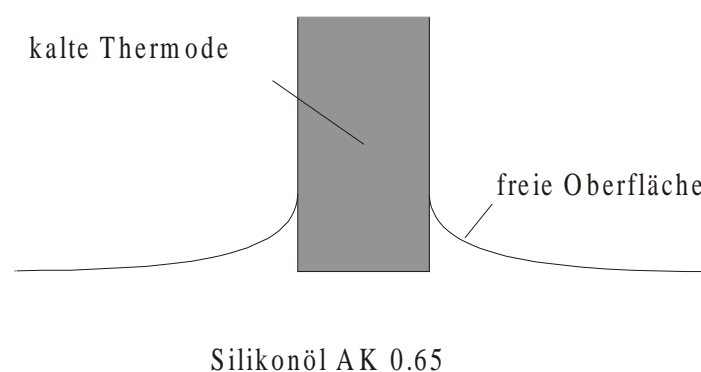
Datensatz auf CD.

Bei den Signalen b und c fällt auf, daß die Frequenzaufspaltung mit zunehmender Unterfüllung abnimmt. In Kap. 5.5 wurde beschrieben, daß Temperaturoszillationen zu einer Oszillation der Ausdehnung der Konvektionsrolle führen. Dies beeinflusst wiederum die Ausdehnung einer benachbarten Konvektionsrolle. Mit zunehmender Unterfüllung wächst der Radius der Konvektionsrolle und Temperaturoszillationen führen zu einer, im Verhältnis zum Radius der Rolle, geringeren Veränderung. Auch der relative Einfluß auf die Nachbarrolle sinkt und die Frequenzaufspaltung verringert sich.

Die Oberflächenwellen (Signale d und d') sind nicht sensitiv auf eine Beeinflussung durch die kalte Thermode. Mit zunehmender Unterfüllung nehmen die Frequenzen  $\nu_d$  und  $\nu_{d'}$  entsprechend dem kleiner werdenden Temperaturgradienten ab.

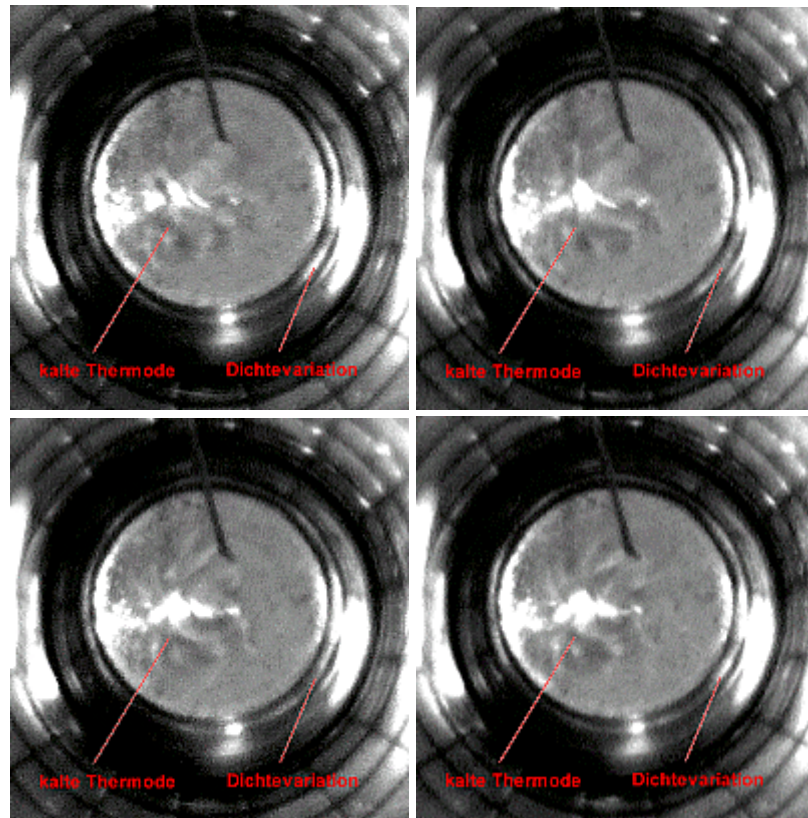
## 5.7 Wellen im Meniskusbereich

Bei der für diese Arbeit verwendeten Küvette ist nur die Beobachtung durch die transparenten Seitenwände und von oben auf die freie Oberfläche möglich. HINTZ [Hintz99] war es dagegen möglich, im Aufbau in Czochralski-Geometrie den Meniskusbereich an der kalten Thermode von unten durch den Gefäßboden zu untersuchen. Bei Einstellung einer Meniskusform, die er "Modellmeniskus" nennt (Abb. 5.53) beobachtete er Schlieren im Meniskusbereich, die auf eine Variation der Dichte im Meniskus oder auf eine Oberflächendeformation im Meniskusbereich deuten.




**Abb. 5.53** Meniskusform beim Auftreten der hydrothermalen Welle im Czochralski-Aufbau. Die kalte Thermode befindet sich auf gleicher Höhe wie die Experimentierflüssigkeit. Sie wird benetzt, so daß sich ein Meniskus bildet. Diese Konfiguration hat - abgesehen von der Zylindergeometrie im Czochralski-Aufbau - große Ähnlichkeit mit der Meniskusbildung in der Küvette.

Die Schlieren laufen azimuthal um die kreisförmige innere und kalte Thermode. Die Umlaufrichtung ist dabei zufällig und nicht vorhersagbar. Radial besitzen sie eine Ausdehnung von der Größenordnung der Meniskusausdehnung (ca. 1 mm). Die Wellenlänge beträgt  $\lambda=3,5\pm0,5$  mm. Durch Auszählen der Videobilder wurde eine Frequenz von  $\nu=3,19\pm0,04$  Hz und damit eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von  $1,1\pm0,15$  mm/s bestimmt.



**Abb. 5.54** Aufnahme der Schlieren im Meniskusbereich. In der Mitte befindet sich die kreisförmige kalte Thermode. Um sie herum beobachtet man laufende Temperaturschlieren oder Oberflächendeformationen. Die radialen und azimuthalen Linien stammen von einer Meßscheibe, die sich über dem Experiment befinden. Die starken Reflexe stammen von der Beleuchtung. Die Aufnahmen wurden mit einer kalten Thermode mit einem Durchmesser von  $R_K=4$  mm (Tiegelradius  $R_{\text{Tiegel}}=20$  mm). Die kalte Thermode wurde nicht rotiert. Der Film wird in der halben Aufnahmegeschwindigkeit abgespielt.

Bildfrequenz=25 Hz,  $\Delta T=25,0$  K,  $T_M=25^\circ$  C.

 Video auf CD.

Laut HINTZ handelt es sich bei der Schlierenbewegung um eine hydrothermale Welle. Vergleicht

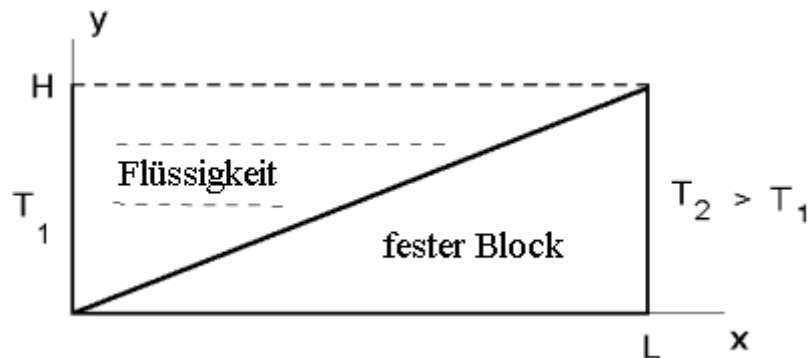
man die gefundenen Eigenschaften mit den Messungen von RILEY [Riley96] für eine hydrothermale Welle in einer Schichtdicke von  $d=0,75$  mm ( $\lambda=1,95$  mm,  $\nu=0,98$  Hz,  $c=1,91$  mm/s), erhält man eine befriedigende Übereinstimmung bei Wellenlänge und Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Deutliche Unterschiede zeigen sich bei der Frequenz und vor allem beim Ausbreitungswinkel. Laut SMITH und DAVIS [Smith83] sollte dieser bei ca.  $20^\circ$  liegen; dieser Wert wurde von RILEY bestätigt. Die Welle im Videobild scheint sich im Gegensatz dazu in einem Winkel von  $90^\circ$  zum Temperaturgradienten fortzupflanzen. Dies ist verständlich, da der Meniskusbereich in radialer Richtung stark eingeschränkt ist.

Möglich ist aber auch, daß es sich um eine oszillierende Konvektionsrolle handelt. Die Ausbreitungsrichtung stimmt mit den Beobachtungen von GARCIMARTIN [Garcimartin97] überein.

## 5.8 Numerische Simulation der Strömung im Meniskus

CHERNATINSKY hat in einem vereinfachten Modell die Strömung in einem Meniskus numerisch untersucht.



**Abb. 5.55** Geometrie der numerischen Simulation.

Nach [Chernatinsky99].

Ausgegangen wird dabei von einem zweidimensionalen Flüssigkeitskeil, wie er in Abb. 5.55 gezeigt wird. Dabei werden folgende Annahmen über den Flüssigkeitskeil gemacht:

- Entlang des Bodens ergibt sich eine lineare Temperaturverteilung,

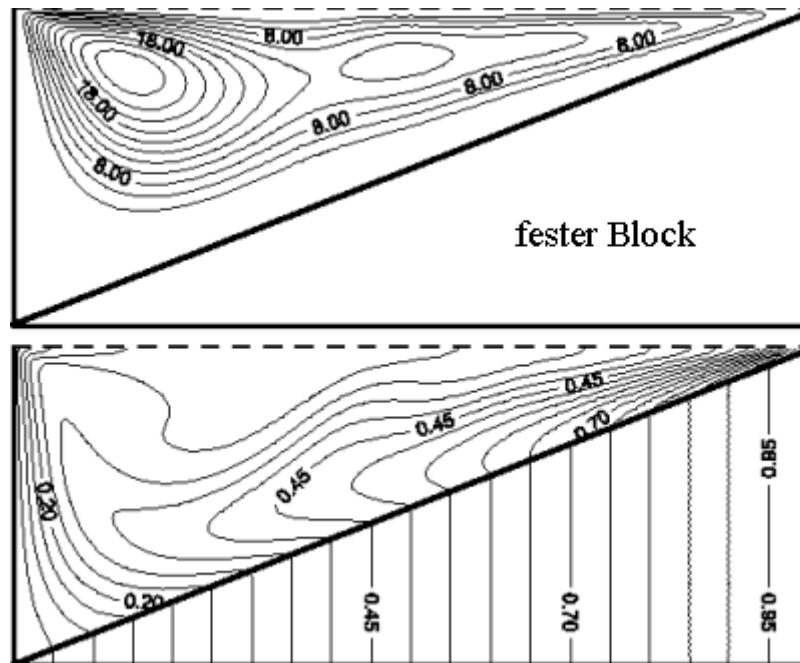
- die Oberfläche der Flüssigkeit ist adiabatisch,
- die Oberflächenspannung ist eine lineare Funktion der Temperatur und
- die Oberfläche ist nicht deformierbar.

Die Parameter des Keils sind an den Meniskus der in dieser Arbeit verwendeten Küvette angepaßt. Die Basislänge des Keils ist  $L=1$  mm, das Seitenverhältnis  $A=L/H$  ist 2,5 (dies entspricht einem Kontaktwinkel von  $67,5^\circ$ ) und es wurde mit einer Prandtlzahl von  $Pr=17$  gerechnet. Diese Konfiguration beschreibt jedoch nur bedingt die Verhältnisse im Meniskus. Problematisch sind vor allem:

- die lineare Oberflächenform entspricht nicht der exponentiell verlaufenden Oberfläche im Meniskusbereich. Dies wirkt sich auf die Ausdehnung von Wirbeln aus.
- Der Flüssigkeitskeil ist zur warmen Seite hin hart begrenzt. Eine Ausweitung eines Wirbels über diese Grenze hinaus ist nicht möglich.
- Die Undeformierbarkeit der freien Oberfläche läßt keine Oberflächenwellen zu.
- Die Zweidimensionalität des Modells läßt keine schräg zur Hauptstromrichtung laufenden hydrothermalen Wellen zu.

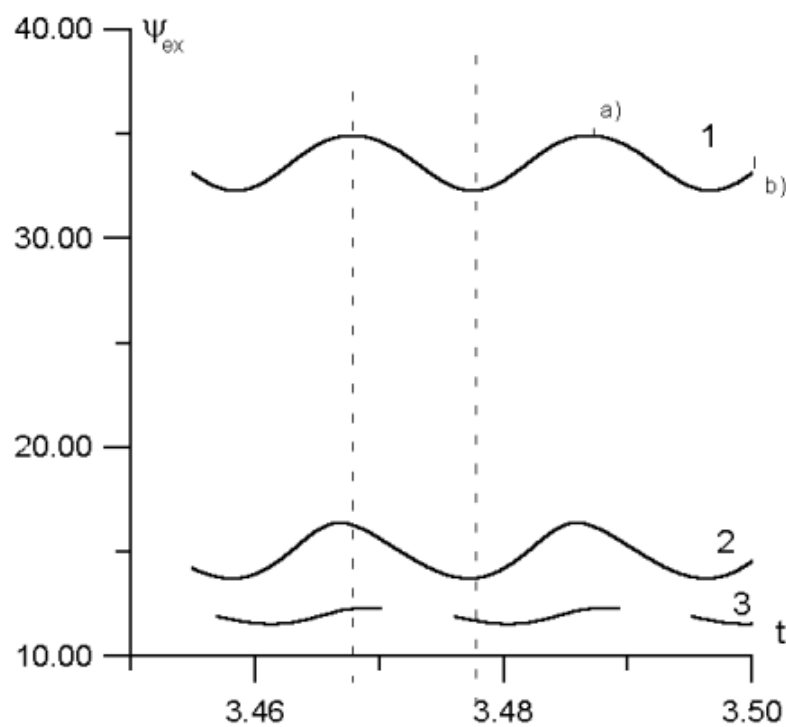
Kurz vor dem Übergang zwischen stationärer und zeitabhängiger Strömung werden bei  $Ma=20000$  zwei Konvektionsrollen beobachtet (Abb. 5.56). Das Bild der Stromlinien läßt die Existenz eines dritten Wirbels erwarten, der aufgrund der geringen Auflösung der Simulation von  $200 \times 200$  Punkten nicht aufgelöst wird.

Ab einer kritischen Marangonizahl von  $Ma=26200$  setzt eine zeitabhängige Strömung ein. Dabei werden drei Wirbelzentren beobachtet (Abb. 5.60). Abb. 5.57 zeigt die Wirbelstärke der drei Wirbel in Abhängigkeit der Zeit; Abb. 5.58 die Oszillation des Maximalwertes der Strömungsgeschwindigkeit. In Abb. 5.59 erkennt man, daß die vertikale Position der Wirbelzentren sich in Phase verändert, während sich horizontal der größte Wirbel (1) gegenphasig zu den beiden kleineren Wirbeln (2 und 3) bewegt. Eine Phasendifferenz zwischen den beiden kleineren Wirbeln wird nicht beobachtet. Die Simulation beobachtet also eine zeitabhängige Strömung, die vom ersten Wirbel ausgeht.



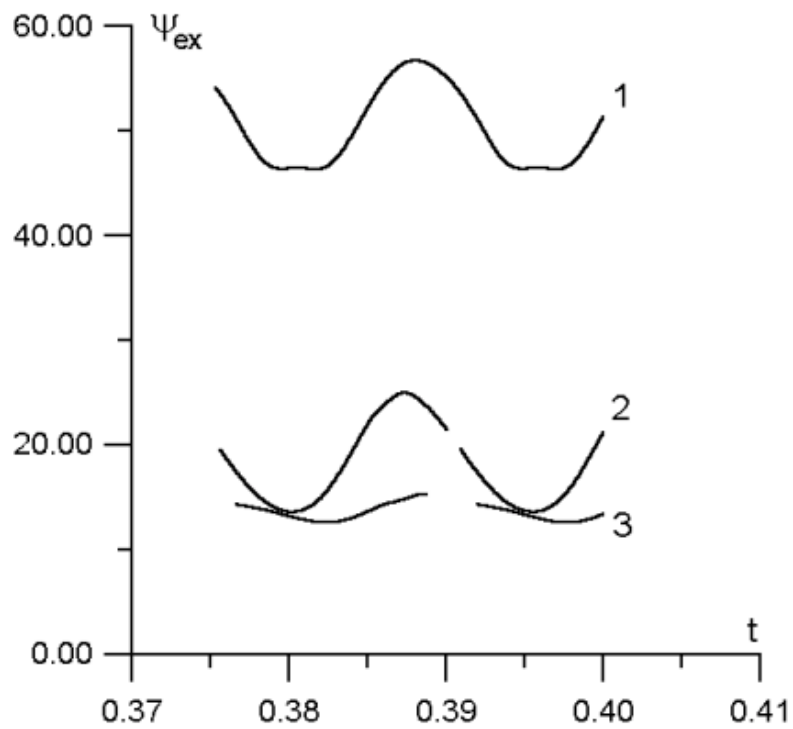
**Abb. 5.56** Stromlinien und Isothermen bei stationärer Strömung etwas unterhalb der kritischen Temperaturdifferenz.

$Ma=20.000$ ,  $Pr=17$ ,  $L=1\text{ mm}$ ,  $A=2.5$ . Nach [Chernatinsky99].

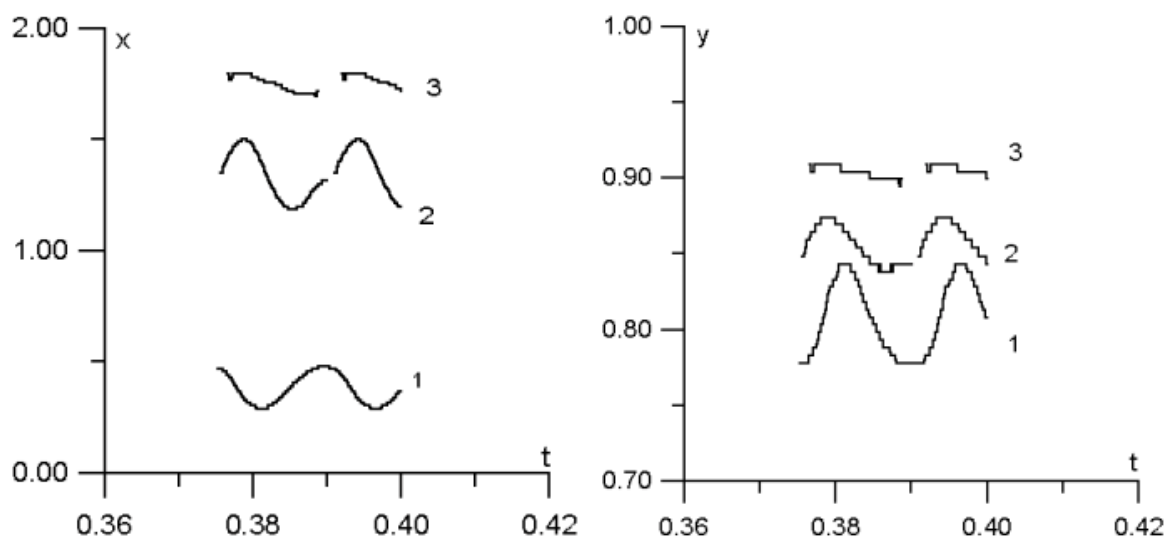


**Abb. 5.57** Wirbelstärke der Konvektionsrollen bei zeitabhängiger Strömung.

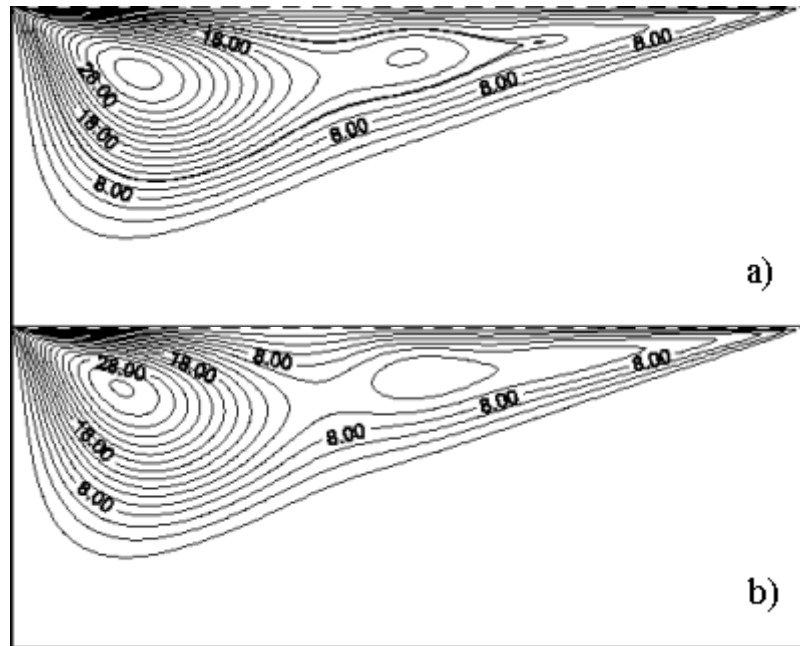
$Ma=26.500$ ,  $Pr=17$ ,  $L=1\text{ mm}$ ,  $A=2.5$ . Nach [Chernatinsky99].



**Abb. 5.58** Maximalwerte der Stromfunktion bei zeitabhängiger Strömung.  
 $Ma=26.500$ ,  $Pr=17$ ,  $L=1$  mm,  $A=2.5$ . Nach [Chernatinsky99].



**Abb. 5.59** Lage der Wirbelzentren bei zeitabhängiger Strömung.  
 $Ma=26.500$ ,  $Pr=17$ ,  $L=1$  mm,  $A=2.5$ . Nach [Chernatinsky99].



**Abb. 5.60** Stromfunktionen zu den Zeitpunkten a) und b) aus Abb. 5.57 bei zeitabhängiger Strömung.

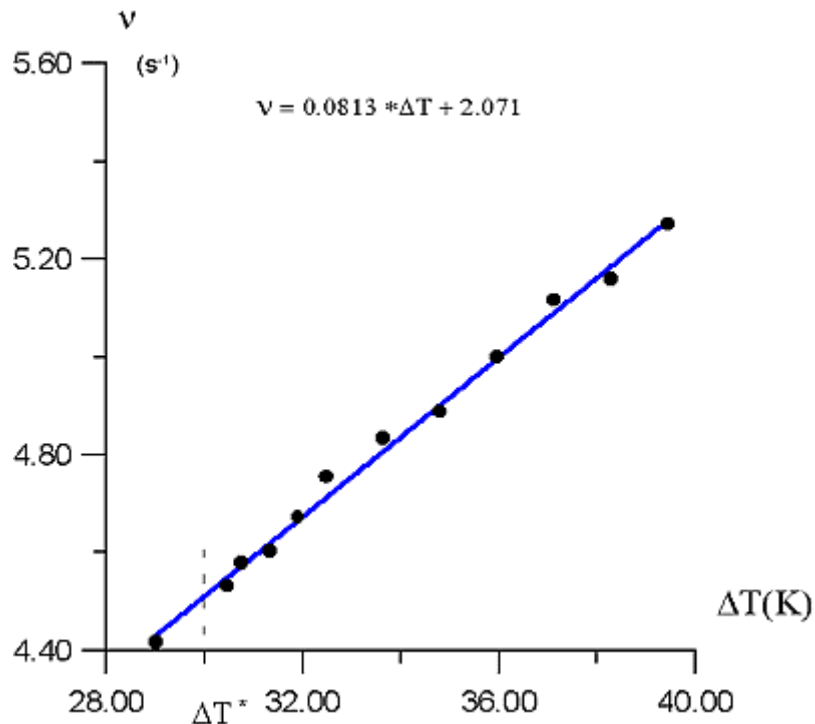
$Ma=26.500$ ,  $Pr=17$ ,  $L=1\text{ mm}$ ,  $A=2.5$ . Nach [Chernatinsky99].

Die Simulation stimmt in drei wichtigen Punkten mit den Beobachtungen in der Küvette überein:

Es treten drei Wirbel (Konvektionsrollen) mit unterschiedlichen Radien auf. Die Radien korrespondieren mit dem Abstand zwischen kalter Wand und freier Oberfläche.

Als erste zeitabhängige Strömung tritt eine Oszillation auf, die mit dem größten Wirbel im Flüssigkeitskeil korrespondiert. Wahrscheinlich durch die Einschränkungen der zweidimensionalen Simulation liegt die kritische Marangonzahl mit  $Ma_{krit.}=26200$  jedoch weit über dem an der Küvette bestimmten Wert von  $Ma_{krit.}=460$ .

Die in der Simulation bestimmte Oszillationsfrequenz stimmt gut mit dem an der Küvette gemessenen Wert überein. Allerdings ist die Frequenzabhängigkeit von der angelegten Temperaturdifferenz mit  $0,0813\text{ Hz/K}$  deutlich größer als bei der Küvette. Dabei muß berücksichtigt werden, daß der Wirbel in seiner Geometrie in der Simulation hart begrenzt ist und sich nicht so frei wie im Meniskusbereich ausdehnen kann.



**Abb. 5.61** Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz von der Temperaturdifferenz im Meniskusbereich.

$Pr=17$ ,  $L=1$  mm,  $A=2.5$ . Nach [Shernatinsky99].

Die Amplitude der Temperaturoszillation zeigt nahe der kritischen Temperaturdifferenz einen wurzelförmigen Verlauf, wie er für die Signale in der Küvette gefunden wurde.

## 5.9 Zusammenfassung

An der kalten Thermode bildet sich eine thermische Grenzschicht. Mit  $d \sim 0,6$  mm liegt die Ausdehnung der thermischen Grenzschicht in der gleichen Größenordnung wie die Ausdehnung eines Meniskusbereichs an der kalten Thermode, der durch Absenkung der freien Oberfläche um 1 mm bis 2 mm hervorgerufen wird.

Durch diese thermische Grenzschicht entsteht an der freien Oberfläche ein linearer Temperaturgradient, der etwa 10 mal größer ist als der Temperaturgradient im mittleren Bereich der freien Flüssigkeitsoberfläche der Küvette.

Da aufgrund der Geometrie des Meniskusbereichs die so eingebrachte Energie nur zu einem geringen Teil zum Antrieb der Hauptströmung genutzt werden kann, können sich lokale

dissipative Strukturen im Meniskusbereich bilden.

Gefunden werden drei Konvektionsrollen mit Ausdehnungen zwischen 30  $\mu\text{m}$  und 400  $\mu\text{m}$ .

Die Lage und Ausdehnung der Konvektionsrollen wird durch die Krümmung der freien Oberfläche bestimmt. Durch die näherungsweise exponentielle Form der Flüssigkeitsoberfläche im Meniskusbereich ergibt sich eine logarithmische Verteilung der Konvektionsrollen entlang der x-Achse. Mit sinkendem Flüssigkeitsspiegel und dadurch größer werdender Krümmung der Flüssigkeitsoberfläche entfernen sich die Wirbelzentren von der kalten Wand; gleichzeitig vergrößert sich ihre Ausdehnung entlang der x-Achse.

Bei Überschreitung einer kritischen Marangonzahl  $Ma_{\text{krit.}}$  des separierten Strömungsbereichs oszillieren die gefundenen Konvektionsrollen.  $Ma_{\text{krit.}}$  stimmt sehr gut mit den Berechnungen von SMITH und DAVIS überein; die kritischen angelegten Temperaturdifferenzen sind für alle drei Konvektionsrollen unterschiedlich und liegen bei wenigen K.

Wird die angelegte Temperaturdifferenz weiter erhöht zeigt sich ein bifurkationstypischer Amplitudenverlauf mit wurzelförmigen Abschnitten.

Die Oszillationsamplituden der Rollendurchmessers liegen bei ca. 1,6% des Rollendurchmessers und betragen zwischen 0,7  $\mu\text{m}$  und 6  $\mu\text{m}$ . Die Temperaturoszillationen an der freien Oberfläche besitzen Amplituden von 0,6 K und 1,6 K. Die dadurch verursachten Deformationen der freien Oberfläche liegen in der Größenordnung der Oszillation des Rollendurchmessers.

Mit zunehmender Unterfüllung der Küvette dehnen sich die Konvektionsrollen entlang der x-Achse aus. Dabei steigt die Marangonzahl des separierten Gebietes, so daß - wie bei der Erhöhung der angelegten Temperaturdifferenz - ein bifurkationstypischer Anstieg der Oszillationsamplitude beobachtet wird.

Aufgrund der Temperaturverteilung im Meniskus sinkt bei zunehmender Unterfüllung gleichzeitig der Temperaturgradient an der freien Oberfläche der Flüssigkeit. Dadurch kommt es mit zunehmender Unterfüllung erneut zu einem Sinken der Oszillationsamplitude.

Ab  $\Delta T \sim 7$  K wird das Einsetzen von Oberflächenwellen beobachtet. Bei weiterer Erhöhung der angelegten Temperaturdifferenz zeigt sich auch hier eine bifurkationstypische Zunahme der Amplitude der zugehörigen Temperaturoszillation in der Flüssigkeit. Mit zunehmender Unterfüllung sinkt die Oszillationsfrequenz, was auf eine Zunahme der Wellenlänge und damit

der Marangonzahl hinweist. Entsprechend zeigt die Amplitude der Temperaturoszillation in Abhängigkeit der Unterfüllung ein ähnliches Verhalten wie bei den Konvektionsrollen.

Unklar ist die genaue Natur der von den Konvektionsrollen ausgehenden Temperaturoszillationen. Wellenlänge, Frequenz und Einsatzelemente entsprechen gut den Erwartungen für thermische Wellen, die in dünnen Flüssigkeitsschichten auftreten.

Im Gegensatz zur unendlich ausgedehnten dünnen Flüssigkeitsschicht, die von SMITH und DAVIS betrachtet wurde, variiert im Meniskus die Schichtdicke des separierten Flüssigkeitsvolumens entlang der x-Achse. Nach dem von SMITH und DAVIS beschriebenen Mechanismus müßte die Wellenlänge einer hydrothermalen Welle im Meniskus vom Ort abhängig sein. Entsprechend sollte ein breiter Frequenzbereich mit exponentiell fallender Amplitudenverteilung entlang der Frequenz entstehen. Eine solche Verteilung wäre nicht von Signalrauschen zu unterscheiden.

Auf der anderen Seite treten oszillatorische Mehrfachrollenstrukturen unter ähnlichen Parametern auf. Wegen der Übereinstimmung der Umlauffrequenz der Konvektionsrollen mit der Frequenz der Temperaturoszillationen erscheint die Beschreibung als oszillierende Konvektionsrollen sinnvoll. Diese Beschreibung stimmt mit den Ergebnissen der zweidimensionalen numerischen Simulation überein.

Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß durch die Zweidimensionalität der Simulation keine hydrothermale Wellen zu erwarten sind. Die bisherigen Überlegungen bezüglich des Mechanismus, der oszillierende Mehrfachrollen zugrundeliegt, gehen von einer Instabilität der heißen Grenzschicht aus. Dieser Mechanismus ist an eine endliche Geometrie und das periodische Auftreten eines kalten Bereichs nahe der heißen Wand gebunden. Diese Voraussetzungen sind im Meniskusbereich nicht erfüllt.

Daher werden zwei weitere Mechanismen vorgeschlagen:

Betrachtet man die Überlagerung einer hydrothermalen Welle ortsabhängiger Wellenlänge mit Konvektionsrollen, so stimmen die Wellenlänge jeweils am Ort der Konvektionsrolle überein. Durch die Überlagerung beider Strömungsstrukturen wird die hydrothermale Welle an diesem Ort verstärkt, so daß ein zur Umlauffrequenz der Konvektionsrolle passendes Maximum der Amplitude der Temperaturoszillation gemessen wird.

Für den zweiten Mechanismus sei die Strömung einer einzelnen Konvektionsrolle betrachtet.

Das Strömungsprofil und insbesondere das Temperaturprofil entspricht weitgehend dem *return-flow*. Es sollte daher möglich sein, den Mechanismus für die Entstehung einer hydrothermalen Welle auf die Strömung einer einzelnen Konvektionsrolle zu übertragen.

Eine entstehende hydrothermale Welle ist dann auf die Ausdehnung der Konvektionsrolle beschränkt und hat die gleiche Wellenlänge wie die Konvektionsrolle. Als Ergebnis der Überlagerung von hydrothormaler Welle und Konvektionsrolle entsteht eine oszillierende Konvektionsrolle. Die Bewegung einer Konvektionsrolle erscheint "wellenähnlich". Diese Beschreibung paßt gut zu den Beobachtungen von RILEY [Riley96] an oszillierenden Mehrfachrollen.

HINTZ beobachtete in einer rotationssymmetrischen Anordnung eine thermische Welle im Meniskusbereich an der kalten Thermode.

Eine numerische Simulation von CHERNATINSKY für einen Flüssigkeitskeil zeigt gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen in der in dieser Arbeit verwendeten Küvette.