

Thermosolutale Auftriebs- und Marangonikonvektion

Egbert Zienicke und André Thess

Fachgebiet Thermo- und Fluidodynamik
Fakultät Maschinenbau
Technische Universität Ilmenau
Postfach 100565
98693 Ilmenau

Schlussbericht für das Vorhaben
„Thermosolutale Marangonikonvektion“
Förderkennzeichen: **50WM0047**
Förderzeitraum: Mai 1999 – Dezember 2002

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter den Förderkennzeichen 50WM9808 und 50WM0047 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

Inhaltsverzeichnis

1	Durchführung des Vorhabens	2
1.1	Aufgabenstellung	2
1.2	Voraussetzungen, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde	2
1.3	Bearbeitung und Ablauf des Vorhabens	3
1.4	Wissenschaftlicher und technischer Stand, an den angeknüpft wurde	3
1.5	Zusammenarbeit mit anderen Stellen	4
2	Ergebnisse des Vorhabens	5
2.1	Ergebnisse zur thermosolutalen Marangoni-Konvektion	5
2.1.1	Experimentelle Ergebnisse zur desorptionsgetriebenen Konvektion im Kapillarspalt	5
2.1.2	Numerische Ergebnisse zur desorptionsgetriebenen Konvektion im Kapillarspalt	7
2.2	Weitere Ergebnisse	14
2.2.1	Einfluss des thermoelektrischen Effektes auf die Rayleigh-Bénard-Instabilität im Magnetfeld	15
2.2.2	Magnetohydrodynamische Rayleigh-Bénard-Konvektion in einem horizontalen Magnetfeld	18
2.3	Voraussichtlicher Nutzen, Verwertbarkeit im Sinne des Wertungsplans	22
2.4	Während der Durchführung des Vorhabens dem Zuwendungsempfänger bekannt gewordene Fortschritte auf dem Gebiet des Vorhabens bei anderen Stellen	22
2.5	Erfolgte oder geplante Veröffentlichungen der Ergebnisse	22
	Literaturverzeichnis	24

Kapitel 1

Durchführung des Vorhabens

1.1 Aufgabenstellung

Anlass und technischer Hintergrund dieses Vorhabens ist die industrielle Marangoni-Trocknung von Halbleiterscheiben (Industriekontakt zur Firma STEAG Microtech GmbH, Carl Benz Str.10, 72124 Pliezhausen). Hierbei sind der gleichzeitig wirkende solutale und thermale Marangoni-Effekt die Ursache, die ein mechanisches Abziehen des Reinigungsmittels bewirken. In dem vorliegenden Vorhaben sollten an einem Modellexperiment an einer Fluidschicht in einem Kapillarspalt die durch diese beiden Effekte entstehende Konvektion erforscht werden. Begleitend dazu sollte — basierend auf einem vorhandenen Simulationsprogramm — eine für das Problem angepasste Software entwickelt werden, die die folgenden Fähigkeiten besitzt: 3D-Simulation der solutalen und thermalen Marangoni-Konvektion in einem Zweischichtsystem bei Heizung von oben und von der Seite. Mit dem stufenweise vervollständigten Programm sollten vergleichende Simulationen zu dem Experiment in diesem Vorhaben durchgeführt werden.

1.2 Voraussetzungen, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde

Bei Beginn des Projektes bestand eine vertraglich vereinbarte Kooperation mit der Firma STEAG Microtech GmbH zur Untersuchung strömungstechnischer Aspekte des Marangoni-Trocknens. Der Projektleiter, Prof. Thess, arbeitete schon seit 1994 erfolgreich auf dem Gebiet der Marangoni-Konvektion. Die erste quantitative Theorie für die Beschreibung des Marangoni-Trocknens (siehe [13]) wurde in seiner Arbeitsgruppe entwickelt. Weitere wissenschaftliche und technisch relevante Ergebnisse zur Marangonikonvektion aus seiner Arbeitsgruppe sind:

- Experimentelle Entdeckung einer Sekundärinstabilität bei der Bénard-

Konvektion, die zu einer Umwandlung von Hexagonen in Vierecke führt (siehe [12, 4]).

- Eine analytische Theorie der Marangoni-Konvektion bei verschwindender Wärmeleitung (siehe [14]).
- Die erstmalige Realisierung einer numerischen Simulation von Marangoni-Konvektion im turbulenten Regime (siehe [1]).
- Die Formulierung und experimentelle Überprüfung einer Skalentheorie turbulenter Marangoni-Konvektion beim Elektronenstrahlverdampfen

1.3 Bearbeitung und Ablauf des Vorhabens

Das Vorhaben wurde mit der Bewilligung zum 1.5.1999 am Institut für Luft- und Raumfahrttechnik der TU Dresden begonnen. Mit Frau Dr. Kerstin Eckert stand sofort eine erfahrene Mitarbeiterin für den experimentellen Teil des Projektes zur Verfügung. Da Prof. Thess durch seinen Ruf an die TU Ilmenau dort seit Oktober 1998 arbeitete, wurde auch die verwaltungstechnische Abwicklung des Projektes bald von der TU Dresden an die TU Ilmenau übertragen. Mit Frau Nataliya Kurenkova wurde in Ilmenau eine Doktorandin gefunden, die auf der Basis einer halben Stelle den numerischen Teil des Projektes bearbeiten sollte. Damit begannen die experimentellen Arbeiten in Dresden, während die theoretische und numerische Bearbeitung in Ilmenau durchgeführt wurden.

1.4 Wissenschaftlicher und technischer Stand, an den angeknüpft wurde

Beim Prozess des Marangoni-Trocknens spielen solutale und thermische Marangoni-Effekte eine Rolle. Zusätzlich sind auch Auftriebseffekte nicht vernachlässigbar, die ebenfalls wieder thermisch oder solutal verursacht sein können. Die thermischen und solutalen Effekte sind sowohl durch Stabilitätsanalysen, numerische Simulationen als auch durch Experimente jeweils für sich untersucht wurden. Es war zu Beginn des Projektes schwierig, Aussagen über Wärme- und Massentransport in einem System zu machen, wenn zwei oder mehr der genannten Effekte gleichzeitig wirken, wie es beim Marangoni-Trocknen der Fall ist. Ziel des Vorhabens war die Ergründung des Zusammenwirkens zweier oder mehr der vier beschriebenen Effekte am Beispiel der Experimente im Kapillarspalt.

1.5 Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Während der Durchführung des Projektes bestand ein intensiver Kontakt zur Firma STEAG Microtech GmbH in Plietzhausen. Die nicht unter Geheimhaltung stehenden Ergebnisse dieser Kooperation sind in einer gemeinsamen Veröffentlichung im Journal of Engineering Mathematics erschienen [15]. Ein weiterer Kontakt in diesem Vorhaben bestand zur Arbeitsgruppe von Prof. Legros am Microgravity Research Center der Université Libre de Bruxelles, in der Mikrogravitationsexperimente zur thermosolutalen Marangonikonvektion mit Heizung von oben durchgeführt wurden.

Kapitel 2

Ergebnisse des Vorhabens

2.1 Ergebnisse zur thermosolutalen Marangoni-Konvektion

Zu dieser Themenstellung des Vorhabens wurden sowohl experimentelle Untersuchungen im Kapillarspalt als auch eine numerische Stabilitätsanalyse und zusätzlich zweidimensionale numerische Simulationen durchgeführt.

2.1.1 Experimentelle Ergebnisse zur desorptionsgetriebenen Konvektion im Kapillarspalt

Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau kann aus Abbildung 2.1 entnommen werden. Das Fluid, ein Gemisch aus Wasser und Isopropylalkohol (IPA), befindet sich in einer Hele-Shaw Zelle (auch als Kapillarspalt bezeichnet) mit einer Tiefe von 1,5 mm. Aufgrund der geringen Tiefe des Kapillarspalts kann die Bewegung darin als zweidimensional angesehen werden. Die Fluidschicht der Höhe 10 mm wird einem hochreinen Stickstoffstrom ausgesetzt, der mit Wasserdampf vorgesättigt ist. Der Volumenstrom kann zwischen 6 und 12 l/min reguliert werden. Zwischen dem Kanal, durch den der Stickstoff hindurchströmt, und der Fluidschicht ist ein feines Stahlsieb angebracht (Gitterweite: 0,5 mm; Abstand von der Fluidschicht: 10 mm), das einen mechanischen Antrieb an der Oberfläche des Fluides vermeidet.

Experimentelle Ergebnisse

Bei der Desorption von Alkoholen aus wässrigen Lösungen in eine Stickstoffatmosphäre treten zwei prinzipiell verschiedene Konvektionsformen auf. Die erste ist die *Marangoni-Rollzellenkonvektion*, bei der der Einfluß des Marangonieffektes überwiegt. Die zweite ist eine *Dichtekonvektion*, bedingt durch

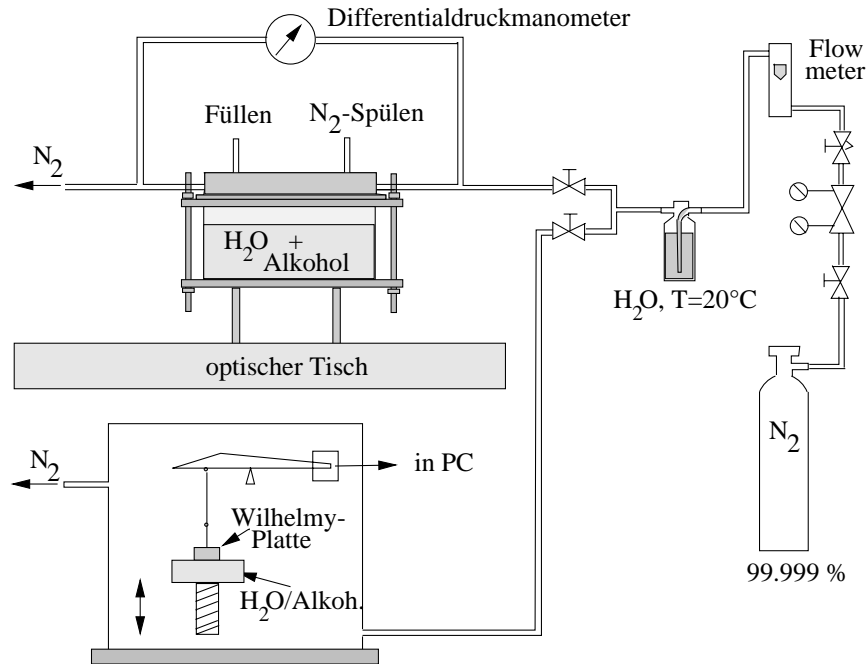


Abbildung 2.1: *Experimenteller Aufbau des Kapillarspalts.*

den ca. 20%igen Unterschied im spezifischen Gewicht zwischen Alkohol und Wasser. Im folgenden werden die charakteristischen Merkmale beider Konvektionsformen kurz beschrieben.

a) Marangoni-Rollzellenkonvektion

Ist die Oberfläche nicht durch einen Adsorbatfilm blockiert, so führt die Desorption des Alkohols durch den solutalen Marangonieffekt zu lokalen Inhomogenitäten der Oberflächenspannung. Die Konsequenz davon ist die Ausbildung von sogenannten Marangoni-Rollzellen, wie sie in Abbildung 2.2 zu sehen sind. Charakteristisch für diese Rollzellen ist ihre Nichtstationarität, d.h. sie wandern entlang der Oberfläche. Bedingt durch ihre eigene Dynamik und die überlagerte Dichtekonvektion dringen sie mit fortschreitender Zeit zunehmend ins Flüssigkeitsvolumen ein.

b) Dichtekonvektion

Durch die Hinzufügung einer oberflächenaktiven Substanz, des in Wasser löslichen Tensides TWEEN80 ($c = 0.003 \text{ Vol}\%$), kann der Marangoni-Effekt weitgehend ausgeschaltet werden. Die Wirkung von TWEEN auf die Oberflächenspannung und deren Abhängigkeit von der Alkoholkonzentration ist durch die in Abbildung 2.3 gezeigten Messungen verifiziert worden. Der Einfluss von TWEEN ist sehr ausgeprägt für kleine Konzentrationen von IPA und wird dann über einer Konzentration von 10 % zunehmend vernachlässigbar.

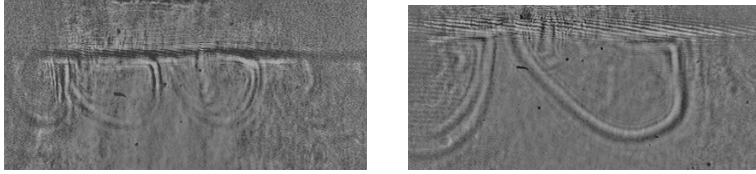


Abbildung 2.2: *Wandernde Rollzellen.*

Durch die Ausschaltung des Marangonieffektes kann die Dichtekonvektion in Reinform beobachtet werden. Mit zunehmender Desorption baut sich an der Oberfläche ein Dichtegradient auf, der ab einer kritischen Zeitdauer zur Bildung von sogenannten Dichtefingern führt. Der zeitliche Verlauf, wie er in einem Experiment stattfindet, ist in Abbildung 2.4 dokumentiert. Nach Verstreichen einer kritischen Zeit t_c , die zwischen 20 und 23 s liegt, hat sich ein kritischer Konzentrationsgradient aufgebaut, und die Entwicklung von Dichtefingern beginnt (mit einer ungefähr aus der Instabilität determinierten Wellenlänge).

2.1.2 Numerische Ergebnisse zur desorptionsgetriebenen Konvektion im Kapillarspalt

Die Hauptschwierigkeit bei der numerischen Stabilitätsanalyse bestand darin, dass schon der ungestörte Zustand zeitabhängig ist, da sich die Konzentrationsverteilung in dem Alkohol-Wasser Gemisch durch den Desorptionsprozess auch schon ohne Strömung ständig ändert. Die Stabilitätsanalyse wurde daher im sogenannten Frozen-Time-Modell durchgeführt, in dem ein

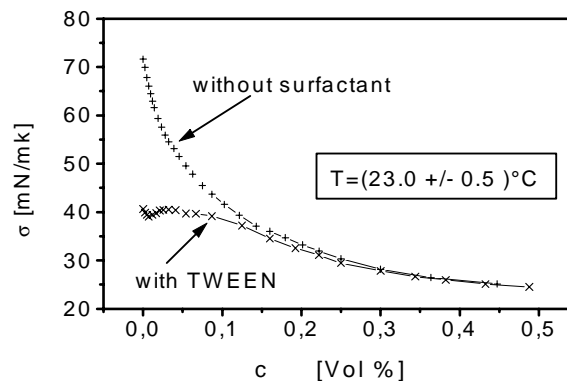


Abbildung 2.3: *Adsorptionsisothermen mit und ohne TWEEN bei einem Stickstoffvolumenstrom von 8 l/min.*

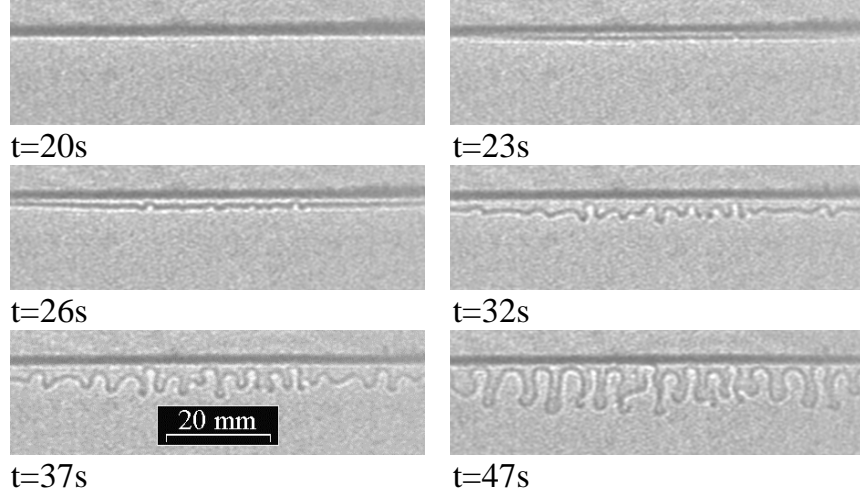


Abbildung 2.4: Zeitliche Entwicklung von Dichtefingern. Die anfängliche Konzentration von IPA beträgt 5 Vol%. Der Volumenstrom von Stickstoff beträgt 8 l/min.

zur Zeit t festgehaltenes Profil untersucht wird, als wenn es zeitlich konstant vorgegeben wäre (siehe [5, 10]). Dieser Ansatz ist nur so lange realistisch, wie die Zeitskala der Konzentrationsänderung durch Desorption und Diffusion größer ist als die Zeitskala des durch die Dichteinstabilität vorgegebenen Wachstums von kleinen Störungen. Daher wurden die Ergebnisse der Stabilitätsanalyse anhand von numerischen Simulationen überprüft.

Numerische Stabilitätsanalyse

In der Abbildung 2.5 ist die Geometrie des betrachteten Problems noch einmal dargestellt. Die Wasser-Alkohol Lösung befindet sich in einer horizontal unendlich ausgedehnten Fluidschicht der Dicke d . Durch die freie Oberfläche bei $z = d$ verdampft der Alkohol in die Stickstoffatmosphäre. Dies führt durch die Verarmung an Alkohol in der Nähe der Oberfläche zu einem inversen Dichtegradienten, der die Instabilität gegenüber der Bildung von Dichtefingern verursacht.

Ausgangspunkt für die mathematische Beschreibung ist die Navier-Stokes-Gleichung in der Boussinesq Approximation (als Einführung in die hydrodynamische Stabilitätstheorie siehe z.B. [3]). Durch den Auftriebsterm ist diese gekoppelt mit einer Diffusionsgleichung für die Konzentration $C(x, y, z, t)$. Das zweikomponentige Fluid wird als inkompressibel betrachtet und erfüllt die entsprechende Kontinuitätsgleichung.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right) g_i - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i, \quad (2.1)$$

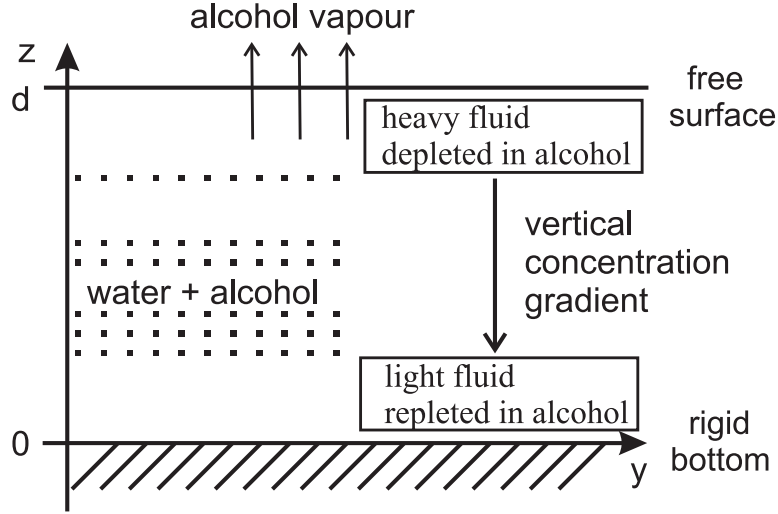


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Geometrie und des Wirkungsmechanismus der Dichtefingerinstabilität.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = D_A \nabla^2 C, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = 0. \quad (2.3)$$

Dabei sind u_i ($i = x, y, z$) die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors. $\Delta\rho = -\rho_0\gamma(C - C_b)$ gibt die Abweichung von der Dichte ρ_0 der Mischung bei der Anfangskonzentration C_b der oberflächenaktiven Substanz an. γ ist der lineare Ausdehnungskoeffizient bei Konzentrationsänderungen. p ist der Druck im Gemisch, ν ist kinematische Viskosität, D_A ist molekulare Diffusivität des gelösten Fluides (Alkohol), g die Erdbeschleunigung.

Berechnung der zeitabhängigen Konzentrationsverteilung

Gemäß des Frozen-Time-Ansatzes ist als erstes die Abhängigkeit der Konzentrationsverteilung des gelösten Stoffes von der Zeit zu bestimmen, und zwar unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit innerhalb des Gemisches identisch null ist. In diesem Fall erhält man eine eindimensionale Diffusionsgleichung in Abhängigkeit von der vertikalen Koordinate z :

$$\frac{\partial C_0}{\partial t} = D_A \frac{\partial^2 C_0}{\partial z^2}. \quad (2.4)$$

Die Randbedingungen an der Bodenfläche ($z = -d$) und an der freien Oberfläche ($z = d$) sind folgendermaßen zu formulieren: Die Bodenfläche ist undurchdringlich für den gelösten Stoff, d.h. der Massentrom in z -Richtung ist

gleich null:

$$\frac{\partial C_0}{\partial z} = 0, \quad z = -d. \quad (2.5)$$

An der freien Oberfläche ist der austretende Massenstrom proportional zur aktuellen Konzentration des gelösten Stoffes an der Oberfläche:

$$-D_A \frac{\partial C_0}{\partial z} = \alpha_m C_0, \quad z = d. \quad (2.6)$$

Dabei ist α_m der Massentransportkoeffizient. Als Anfangsbedingung wird ein Profil

$$C_0(z, t = 0) = \phi(z), \quad (2.7)$$

vorgegeben. Ein sinnvolles Startprofil ist eine bis auf die Umgebung der Oberfläche konstante Konzentrationsverteilung. Die numerische Lösung dieser partiellen Differentialgleichung liefert die auf Stabilität zu untersuchenden Konzentrationsprofile.

Stabilitätsanalyse

Der ungestörte Zustand ist nach dem Frozen-Time-Ansatz durch $\mathbf{u} \equiv 0$ und die Konzentrationsverteilung $C_0(z, t)$ zur Zeit t gegeben. Zur Stabilitätsanalyse eines gegebenen Konzentrations- bzw. Dichteprofiles werden die Störungen des ungestörten Zustandes in Normalmoden entwickelt (siehe [3]). Wie sich herausstellt, reichen die z -Komponente der Geschwindigkeitsstörung w und die Konzentrationsstörung $\xi = C - C_0(z, t)$ zur Beschreibung des Problems aus:

$$\begin{aligned} w &= W(z) \exp[i(k_x x + k_y y) + \psi t], \\ \xi &= X(z) \exp[i(k_x x + k_y y) + \psi t], \end{aligned} \quad (2.8)$$

mit der Wellenzahl $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ und der Wachstumsrate ψ der Störungen in der Zeit. Einsetzen des Normalmodenansatzes und Einführung dimensionsloser Variablen führt auf die folgenden Gleichungen für w und ξ :

$$\left(D^2 - k^2\right) \left(D^2 - k^2 - (1/Sc)\sigma\right) W = k^2 Ra X, \quad (2.9)$$

$$\left(D^2 - k^2 - \sigma\right) X = W D C_0. \quad (2.10)$$

D bezeichnet die Ableitung in z -Richtung, ψ die dimensionslose Geschwindigkeitsrate der Störungen in der Zeit. $Sc = \nu/D_A$ ist die Schmidt-Zahl, $Ra = \gamma g d^3 C_b / (\nu D_A)$ ist die Rayleigh-Zahl. Für die z -Komponente der Geschwindigkeit werden die folgenden Randbedingungen benötigt:

$$\begin{aligned} W = DW = DX = 0, & \quad \text{für } z = -1, \\ W = D^2 W - k^2 Ma = 0, \quad DX = -Bi X & \quad \text{für } z = 1. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dabei ist die Biot-Zahl durch $Bi = d\alpha_m/D_A$ und die Marangoni-Zahl durch $Ma = \delta d \Delta C_b / (\rho \nu \kappa)$ definiert. Dabei ist δ die Änderung der Oberflächenspannung bei Änderung der Konzentration von Alkohol. Beide Zahlen gehen nur über die Randbedingung in die Stabilitätsanalyse ein.

Um bei der folgenden Chebyshev-Entwicklung das Auftreten unphysikalischer instabiler Moden mit hohen Eigenwerten zu vermeiden (siehe [6]), ist es nötig eine neue Variable durch den Ansatz $F = (D^2 - k^2)W$ einzuführen. Dadurch erhöht sich die Anzahl der Gleichungen des Systems (2.9), (2.10) auf drei; die Ordnung des Gleichungssystems wird jedoch von vier auf zwei reduziert:

$$(D^2 - k^2) X - WDC_0(z, t) = \sigma X, \quad (2.12)$$

$$(D^2 - k^2) F - k^2 RaX = \sigma(1/Sc)F, \quad (2.13)$$

$$(D^2 - k^2) W - F = 0. \quad (2.14)$$

Da die Wachstumsrate σ nicht in der dritten Gleichung auftaucht, führt die Entwicklung in Chebyshev-Polynome auf ein sogenanntes verallgemeinertes Eigenwertproblem.

Entwicklung in Chebyshev Polynome

Zur numerischen Lösung des gegebenen Problems wird eine Entwicklung in Chebyshev Polynome verwendet:

$$\begin{aligned} W &= \sum_{n=0}^N a_n T_n(z), \\ X &= \sum_{n=0}^N b_n T_n(z), \\ F &= \sum_{n=0}^N f_n T_n(z), \\ C_0 &= \sum_{n=0}^N d_n(t) T_n(z). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Durch Einsetzen dieser Entwicklung und Berücksichtigung aller Randbedingungen erhält man ein lineares, algebraisches System von Gleichungen zur Bestimmung der Koeffizienten a_k , b_k und f_k :

$$\mathbf{A}(k, Ra, Ma, Bi) \cdot (\vec{X}, \vec{F}, \vec{W})^T = \sigma \mathbf{B}(Sc) \cdot (\vec{X}, \vec{F}, \vec{W})^T. \quad (2.16)$$

Die exakte Form der Matrizen \mathbf{A} und \mathbf{B} ist in [9] beschrieben.

Ergebnisse der Stabilitätsanalyse

Im folgenden stellen wir die Ergebnisse dar, die für $Ma = 0$ erhalten wurden¹ Das System (2.16) wurde mithilfe einer Bibliotheksroutine der NAG-Bibliothek numerisch gelöst. Die Schmidt-Zahl hat keinen Einfluß auf die

¹Die Durchführung analoger Stabilitätsanalyse und Simulationen für Marangoni-Zahlen ungleich Null ist kein prinzipielles Problem. Die Marangoni-Zahl geht durch die Randbe-

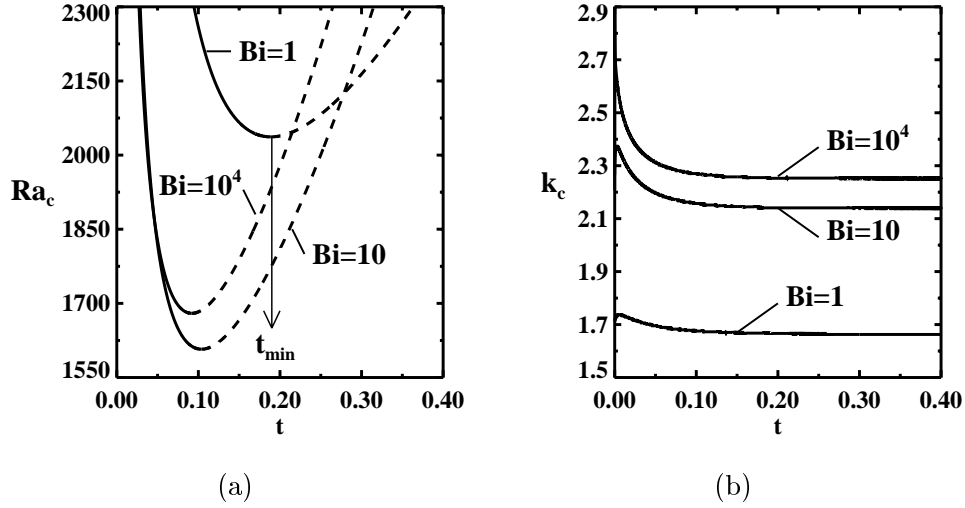


Abbildung 2.6: (a) Kritische Rayleigh-Zahl $Ra_c(t)$ und (b) die kritische Wellenzahl $k_c(t)$ für $Bi = 1$, $Bi = 10$ and $Bi = 10^4$ in Abhängigkeit von der Zeit t .

primäre Instabilität. Daher bleiben die Zeit t und die Biot-Zahl als Parameter, von denen die Kurven neutraler Stabilität abhängen. In Abhängigkeit von der vorgegebenen Zeit t und der Biot-Zahl Bi wurde so als Minimum der Kurven neutraler Stabilität die kritische Rayleigh-Zahl $Ra_c(t, Bi)$ mit der zugehörigen Wellenzahl $k_c(t, Bi)$ berechnet. Je nach Geometrie und vorgegebenen Stoffparametern hat jedes Experiment einen vorgegebenen festen Wert für die Rayleigh-Zahl und die Biot-Zahl:

$$Ra = \frac{\gamma g d^3 C_b}{\nu D_A}, \quad Bi = \frac{\alpha_m d}{D_A}. \quad (2.17)$$

Die Rayleigh-Zahl des Experimentes ist gebildet mit der fixen Anfangskonzentration C_b beim Start des Desorptionsvorganges. Aus der gemäß des Desorptionsvorganges sich ändernden kritischen Rayleigh-Zahl für das aktuelle Konzentrationsprofil zur Zeit t erhält man eine kritische Zeit $t_c(Ra, Bi)$ für das Einsetzen der Instabilität durch die Bedingung

$$Ra_c(t_c) = Ra. \quad (2.18)$$

In Abbildung 2.6 sind $Ra_c(t)$ und $k_c(t)$ für die Biot-Zahlen 1, 10 und 10000 abgebildet. Graphisch kann die kritische Zeit für das Einsetzen der Instabilität durch den Schnitt der entsprechenden Kurve $Ra_c(t; Bi)$ mit der Horizontalen bestimmt werden, die der experimentell gegebenen Rayleigh-Zahl

bedingung (2.11) an der freien Oberfläche der Fluidschicht in die numerische Rechnung ein. Diese Randbedingung ist sowohl in der Software für die numerische Stabilitätsanalyse als auch im 2D-Simulationsprogramm implementiert. Entsprechende Untersuchungen laufen im Moment noch im Rahmen der Doktorarbeit von Frau Kurenkova.

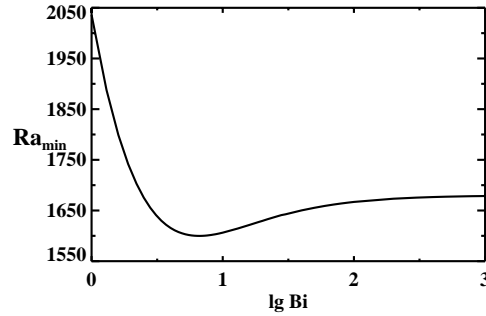


Abbildung 2.7: Minimal notwendige Rayleigh-Zahl $Ra_c(t_{min}, Bi)$ für das Auftreten der Instabilität. Unterhalb der Kurve wird die Fluidschicht niemals instabil. Für Parameterwerte auf und über der eingezeichneten Kurve ist sie instabil gegenüber der Entstehung von Dichtefingern. Die längst mögliche kritische Zeit t_c für eine gegebene Biot-Zahl findet man direkt auf dieser Kurve.

entspricht. Aus diesem Grund ist die zweite Hälfte, der Funktion $Ra_c(t)$ in Abbildung 2.6 gestrichelt eingezeichnet, da die Instabilität beim ersten Schnitt einsetzt. Mit dem Beginn der Konvektion wird natürlich der Gültigkeitsbereich der linearen Stabilitätsanalyse verlassen.

Jede Kurve $Ra_c(t)$ hat für eine vorgegebene Biot-Zahl ein Minimum Ra_{min} bei einer Zeit t_{min} . Für $t \rightarrow 0$ and $t \rightarrow \infty$ geht Ra_c gegen unendlich. Falls die Rayleigh-Zahl des Experimentes also kleiner als Ra_{min} ist, wird das Profil niemals instabil. Ist dagegen $Ra > Ra_{min}$ erhält man die kritische Zeit des Einsetzens der Instabilität durch die obige Bedingung (2.18). Numerisch wurde durch die Bestimmung der Kurve $Ra_{min}(Bi)$ in der Parameterebene (Ra, Bi) das Instabilitätsgebiet für alle denkbaren Experimente im Frozen Time Modell bestimmt (siehe Abbildung 2.7).

Mit dem Experiment konnte bisher nur eine qualitative Übereinstimmung erzielt werden. Die sich entwickelnden Dichtefinger zeigen in der Anfangsphase eine periodische Struktur, die der instabilen Mode der Stabilitätsanalyse entspricht. Die Hauptschwierigkeit zur Erzielung einer quantitativen Übereinstimmung ist die Bestimmung der korrekten Übergangskoeffizienten α_m , die die Biot-Zahl determinieren. Dazu wäre eine Erweiterung des bisherigen experimentellen Aufbaus notwendig, die bisher noch nicht möglich war.

Numerische Simulation

Bezüglich des Frozen Time Modells ist natürlich die Frage nach der Aussagekraft der Ergebnisse für das Experiment zu stellen. Die kritische Rayleigh-Zahl wurde durch die Bedingung neutraler Stabilität, d.h. Wachstumsrate null der Instabilität bestimmt. Es muß aber die Entwicklungsgeschwindigkeit

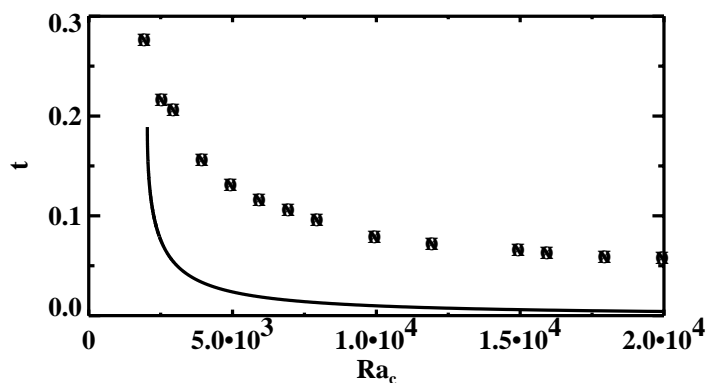


Abbildung 2.8: Kritische Zeit für den Beginn der Konvektion in Abhängigkeit von der kritischen Rayleigh-Zahl bei $Bi = 1$. Die durchgezogene Linie entspricht dem Ergebnis des Frozen-Time Modells, wie es in Abbildung 2.6 schon dargestellt ist. Die diskreten Symbole zeigen den Beginn der Konvektion, wie sie aus 14 numerischen Simulationen bestimmt worden sind.

der Instabilität größer sein als die Weiterentwicklung des ungestörten Profils durch Desorption und Diffusion. Die berechneten minimalen Rayleigh-Zahlen für Instabilität und die kritischen Zeiten für das Einsetzen der Instabilität sind in jedem Fall als eine untere Grenze zu verstehen. Dies wurde von uns mit zweidimensionalen numerischen Simulationen überprüft. Diese wurden als Anfangswertproblem mit einer kleinen zufälligen aufgeprägten Störung in der Konzentration und in der Geschwindigkeit gestartet. Man sieht in Abbildung 2.8, dass der zeitliche Beginn der Fingerinstabilität besonders für große Rayleigh-Zahlen erheblich später liegt, als es das Frozen-Time Modell voraussagt.

2.2 Weitere Ergebnisse

Im Verlauf der Durchführung des Vorhabens wurde die Gelegenheit von Synergieeffekten mit anderen Themenstellungen ausgenutzt. Die von der Doktorandin erarbeitete Software zur numerischen Stabilitätsanalyse auf der Basis einer Chebyshev-Entwicklung konnte erfolgreich auf weitere Probleme angewendet werden. Die dadurch erforderlichen Abweichungen vom ursprünglichen Arbeitsplan sind durch interessante Ergebnisse gerechtfertigt, die bei Fragestellungen gewonnen wurden, die dem Projektziel verwandt sind. Im folgenden wird über die Ergebnisse aus zwei fruchtbaren Abweichungen vom ursprünglichen Arbeitsplan berichtet.

2.2.1 Einfluss des thermoelektrischen Effektes auf die Rayleigh-Bénard-Instabilität im Magnetfeld

Dies ist ein hauptsächlich theoretisch und numerisch bearbeitetes Thema. Es wurde in die Bearbeitung innerhalb des Vorhabens aufgenommen, um die Doktorandin anhand einer wissenschaftlich anspruchsvollen, methodisch jedoch übersichtlichen Fragestellung in die Methodik der numerischen Stabilitätsanalyse einzuführen. Die Ergebnisse zu diesem Thema sind bei der Zeitschrift *Physical Review E* veröffentlicht worden [7].

Physikalisches Problem

Beim Gießen von Metallen und beim Züchten von Halbleitereinkristallen liegen sehr heiße, chemisch aggressive Schmelzen vor, die jedoch elektrisch leitfähig sind. Die elektrische Leitfähigkeit bietet Möglichkeiten, die Strömung dieser Schmelzen *kontaktfrei* zu beeinflussen: z.B. magnetisches Bremsen, Rühren oder Pumpen in Anlagen zum kontinuierlichen Gießen von Stahl. Dieses Forschungsgebiet wird als Elektromagnetische Prozessierung von Materialien (engl.: Electromagnetic Processing of Materials) bezeichnet. Bei dieser Art von Beeinflussung werden stationäre oder zeitabhängige äußere Magnetfelder angelegt. In der Schmelze werden durch die Strömung dann elektrische Ströme induziert, die wiederum in Wechselwirkung mit dem äußeren Magnetfeld Lorentz-Kräfte erzeugen, die die Strömung in der gewünschten Weise beeinflussen sollen². Es leuchtet ein, daß unter Vorgabe eines gewünschten werkstofftechnischen Ergebnisses eine komplexe Optimierungsaufgabe bezüglich der besten räumlichen Struktur und zeitlichen Abhängigkeit der zu applizierenden Magnetfelder entsteht.

Bei der oben beschriebenen Optimierungsaufgabe werden normalerweise nur Ströme berücksichtigt, die durch den Induktionseffekt in der Schmelze entstehen. Es ist aber bekannt, daß durch den thermoelektrischen Effekt an Grenzflächen zwischen flüssiger und fester Phase nicht unwesentliche Ströme entstehen können. Diese führen zu einer zusätzlichen Lorentz-Kraft, deren Einfluß bisher wenig untersucht ist.

Um die Wirkung der thermoelektrisch verursachten Lorentz-Kräfte in einer konkreten Geometrie zu untersuchen, wird ihr Einfluß auf die wohlbekanntere Rayleigh-Bénard Instabilität betrachtet. Auftriebskräfte, wie sie im Rayleigh-Bénard System auftreten, haben eine besondere Bedeutung bei Kristallzüchtungsprozessen (z.B. Czochalski-Verfahren für die Herstellung von Silizium, oder das Vertical-Bridgeman Verfahren, das bei der Züchtung von Galliumarsenid verwendet wird, siehe z.B. [11]). Die Konvektion hat großen Einfluß auf die Temperaturverteilung (die gerade die Grenzfläche zwischen fest und flüssig definiert) und den Transport von Dotanden oder Unreinheiten. Verändert man die Strömung durch Anlegen eines stationären homogenen Magnetfeldes, das in erster Linie einen bremsenden Effekt auf die

²Die Fluidodynamik elektrisch leitfähiger Fluide wird als Magnetofluidynamik (oft auch Magnetohydrodynamik) bezeichnet.

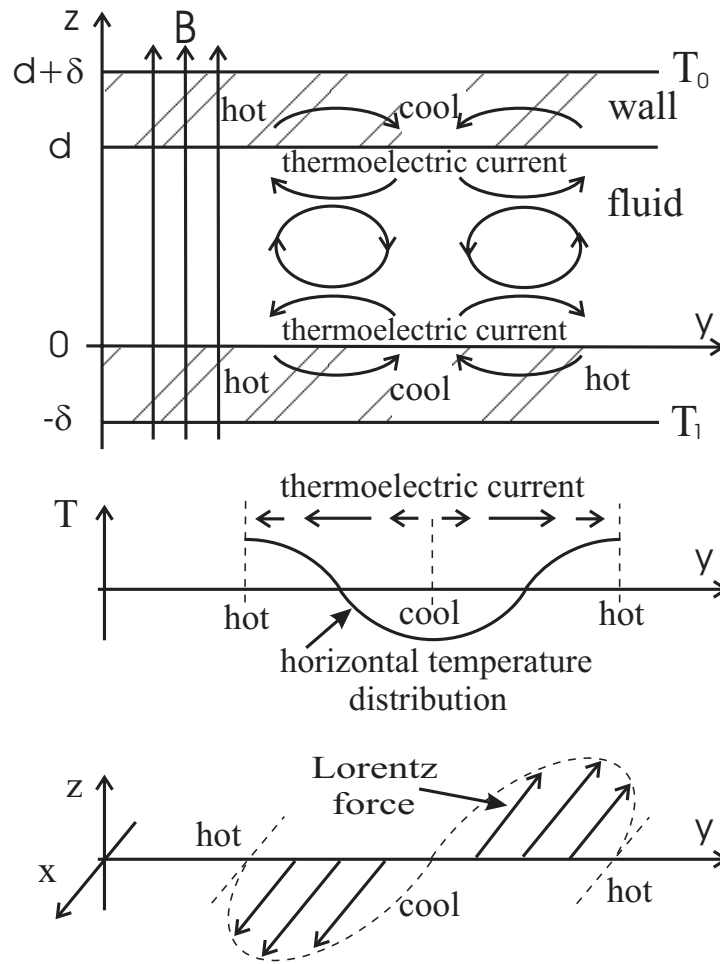


Abbildung 2.9: *Thermoelektrischer Effekt bei Rayleigh-Bénard Konvektion eines flüssigen Metalles im senkrechten Magnetfeld. Die Boden- und Deckfläche haben eine endliche Dicke, so daß sich an den Grenzflächen zwischen festem und flüssigem Metall horizontale Temperaturgradienten ausbilden können.*

Strömung hat, ist es wichtig zu wissen, welchen Effekt zusätzlich auftretende thermoelektrische Ströme haben.

Wir nehmen an, daß ein flüssiges Metall sich in einer unendlich ausgedehnten horizontalen Schicht der Dicke d zwischen zwei endlich dicken Wänden (Boden- und Deckplatte) der Dicke δ aus festem Metall befindet (siehe Abbildung 2.9). Am Boden der Bodenplatte beträgt die Temperatur $T(-\delta) = T_0$ und an der oberen Fläche der Deckplatte ist die Temperatur $T(d + \delta) = T_1$ vorgegeben. In dem Moment, in dem sich Konvektionsrollen bilden, entstehen an den Grenzflächen zwischen dem festen und dem flüssigen Metall ho-

horizontale Temperaturgradienten in der horizontalen Richtung senkrecht zu den Achsen der Konvektionsrollen. Der thermoelektrische Effekt bewirkt, daß sich an diesen Grenzflächen elektrische Ströme bilden, und zwar von den kalten Zonen zu den warmen Zonen im Flüssigmetall und umgekehrt im festen Metall. Die Stärke dieser Ströme ist proportional zur Differenz $P = S_f - S_w$ der absoluten thermoelektrischen Potentiale, S_f bzw. S_w , des festen und des flüssigen Metalls:

$$\frac{J_{ws}}{\sigma_w} - \frac{J_s}{\sigma_f} = P \frac{\partial T}{\partial s}. \quad (2.19)$$

Dabei ist s die Koordinate der tangentialen Richtung, J_{ws} und J_s sind die tangentialen Stromdichten in der Wand bzw. im Fluid und σ_f und σ_w die elektrischen Leitfähigkeiten im Fluid und in der Wand. J_s verursacht mit dem von außen angelegten vertikalen Magnetfeld eine zusätzliche Lorentzkraft, die an den Grenzflächen in Richtung der Achsen der Konvektionsrolle zeigt.

Ergebnisse

Das beschriebene physikalische System wurde mit den klassischen Methoden der Stabilitätsanalyse (Entwicklung der Störung um eine ungestörte Lösung herum in Normalmoden) untersucht. Die Auswirkungen von dicken Wänden und des vertikalen Magnetfeldes sind aus anderen Arbeiten bekannt und wurden hier wieder bestätigt. Dicke Wände destabilisieren das System gegenüber der Bildung von Konvektion, d.h. mit der Dicke der Wand sinkt die kritische Rayleigh-Zahl Ra_c . Dagegen hat das Magnetfeld einen stabilisierenden Effekt, was sich darin ausdrückt, daß sich mit steigender Hartmannzahl (proportional zum Magnetfeld) die kritische Rayleigh-Zahl erhöht. Zur Überprüfung der Numerik wurden die kritischen Rayleigh-Zahlen und Wellenzahlen des klassischen Rayleigh-Bénard Problems (Wanddicke $\delta = 0$) für zwei Hartmann-Zahlen mit der Literatur verglichen. Dabei ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung.

Im Verlauf der Stabilitätsanalyse stellt sich heraus, daß sich die kritische Rayleigh-Zahl durch die Anwesenheit des thermoelektrischen Effektes nicht ändert. Das Gleichungssystem, das die kritische Rayleigh-Zahl determiniert, ist unabhängig vom thermoelektrischen Parameter K_{TE} (proportional zur Differenz der elektrischen Potentiale von festem und flüssigen Metall und umgekehrt proportional zum äußeren Magnetfeld). Jedoch verändert sich der Charakter der zuerst instabil werdenden Mode: Die Stromlinien der Konvektionsrollen erhalten zusätzlich noch eine axiale Geschwindigkeitskomponente, die am stärksten in der Umgebung der Grenzflächen ist. Die Strömung erhält dadurch eine spiralförmige bzw. helikale Struktur in den Konvektionsrollen. Die Stärke dieses Effektes wurde sowohl durch die Berechnung der Helizität als auch durch die Berechnung des Winkels der Stromlinien zum Rollenquerschnitt quantifiziert.

2.2.2 Magnetohydrodynamische Rayleigh-Bénard-Konvektion in einem horizontalen Magnetfeld

Diese Arbeit ist auf einen Synergieeffekt mit einem anderen Projekt unserer Arbeitsgruppe zurückzuführen. Das von Frau Kurenkova entwickelte Programm zur numerischen Stabilitätsanalyse (basierend auf einer Entwicklung in Chebyshev-Polynome) konnte aufgrund der im wesentlichen gleichen Geometrie auch auf dieses Problem angewendet werden. Das Besondere an dem hier betrachteten Experiment ist, dass MHD-Konvektion für Elektrolyte (wässrige Lösungen von H_2SO_4 und KOH) untersucht wurde, die bekanntlich nur schwache elektrische Leiter sind. Daher mußte das anzuwendende homogene Magnetfeld eine hohe Feldstärke besitzen (bis 8,5 T). Es wurde für diese Arbeit ein quasizweidimensionales, theoretisches Modell für den Einfluss des Magnetfeldes auf die Konvektion entwickelt, das für kleine Hartmann-Zahlen bis etwa 10 gültig ist. In diesem Modell wurde die numerische Stabilitätsanalyse durchgeführt. Die Ergebnisse unseres Modells wurden mit einem anderen theoretischen Modell verglichen, das für hohe Hartmann-Zahlen (gültig für flüssige Metalle, die eine höhere elektrische Leitfähigkeit besitzen) entwickelt wurde [2]. Die besseren Ergebnisse unseres Modells zeigen, dass für kleinere Hartmann-Zahlen die Grenzschichten senkrecht zum Magnetfeld einen anderen Charakter besitzen als die klassische Hartmann-Grenzschicht.

Geometrie und Grundgleichungen

In Abbildung 2.10 ist die Geometrie des Experimentes wiedergegeben. Ein starkes Magnetfeld — hier in y -Richtung orientiert — hat die Tendenz, die

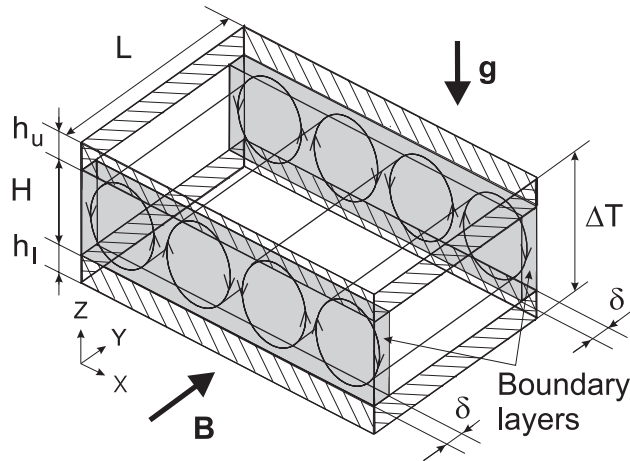


Abbildung 2.10: *Quasizweidimensionale Konvektion für die Rayleigh-Bénard Instabilität im horizontalen Magnetfeld.*

Bewegung in einer leitfähigen Flüssigkeit zweidimensional werden zu lassen. Für Rayleigh-Bénard Konvektion bedeutet dies, dass die Konvektionsrollen sich spontan parallel zu den Magnetfeldlinien eines horizontalen, homogenen Magnetfeldes ausrichten. Der Temperaturgradient wirkt in vertikaler Richtung, d.h. von unten wird geheizt bzw. von oben wird gekühlt. Die Gravitation wirkt in negativer z -Richtung. Das Fluid, ein Elektrolyt, befindet sich in einer Box der Höhe H , der Tiefe L in Richtung der Magnetfeldlinien und einer Breite von mehreren Konvektionsrollen. Für die mathematische Behandlung wird die horizontale Ausdehnung in x -Richtung als unendlich angesehen.

Die Erfahrung aus dem Experiment zeigt, dass sich die Strömung in zwei Hauptgebieten organisiert: Die Hauptströmung in der Mitte zwischen den beiden zum Magnetfeld senkrechten Wänden und die Strömung in der Grenzschicht der Dicke δ in der Nähe dieser beiden Wände. Durch Berücksichtigung der Eigenschaften der Strömung in diesen beiden Gebieten kann ein quasizweidimensionales Modell der Gesamtströmung entwickelt werden. Für hohe Hartmann-Zahlen, wie von Burr und Müller in [2] betrachtet, ist diese Schicht eine klassische Hartmann-Grenzschicht ($Ha > 10$). Der Fall, der hier betrachtet werden soll, ist $Ha < 10$. Es kann gezeigt werden, dass die Grenzschicht in diesem Fall stärker durch Auftriebs- und Reibungskräfte determiniert ist als durch die magnetischen Kräfte.

Wir geben an dieser Stelle als Ausgangspunkt die hydrodynamischen Grundgleichungen an: die Navier-Stokes Gleichung in der Boussinesq-Näherung mit dem Lorentz-Kraft Term, die Wärmetransportgleichung im Fluid und das erweiterte Ohmsche Gesetz, das die Entstehung induzierter Ströme beschreibt.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \left(1 + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i + \frac{1}{\rho} (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_i, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \kappa \nabla^2 T, \quad (2.21)$$

$$\mathbf{J}_i = \sigma (-\nabla \Phi + (\mathbf{u} \times \mathbf{B})_i). \quad (2.22)$$

Dabei bezeichnen \mathbf{u} , \mathbf{B} und \mathbf{J} jeweils das Vektorfeld für die Geschwindigkeit, das Magnetfeld und die elektrische Stromdichte; T ist das Temperaturfeld im Fluid. $\Delta \rho = -\rho \alpha (T - T^*)$ beschreibt die lineare Dichteänderung durch Temperaturabweichung von einer Referenztemperatur T^* . α ist der Volumenausdehnungskoeffizient, ν ist die kinematische Viskosität, κ die thermische Diffusivität und σ die elektrische Leitfähigkeit.

Da in der Boussinesq-Näherung bis auf den Auftriebsterm von einem inkompressiblen Fluid ausgegangen wird, ist die Geschwindigkeit divergenzfrei. Das Magnetfeld ist aufgrund der Maxwell-Gleichungen ebenfalls divergenzfrei. In den Wänden gilt eine Wärmeleitungsgleichung, worauf hier jedoch nicht weiter eingegangen werden soll.

Ergebnis des quasizweidimensionalen Modells (Q2D-Modells)

An dieser Stelle soll nicht das von uns verwendete zweidimensionale Modell hergeleitet werden. Dies bleibt der geplanten Veröffentlichung [8] vorbehalten. Durch die Berücksichtigung der Eigenschaften der Grenzschicht in der nullten Näherung einer Entwicklung in den kleinen Parameter $\epsilon = H/L$ findet man die folgende Evolutionsgleichung für die z -Komponente der Hauptströmung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla_{\perp}^2 w_0 = \nabla_{\perp}^2 \nabla_{\perp}^2 w_0 + Ra \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x^2} - \frac{\epsilon H a_H^2}{\sqrt{Ra}} \nabla_{\perp}^2 w_0, \quad (2.23)$$

$$Pr \frac{\partial \theta_0}{\partial t} = w_0 + \nabla_{\perp}^2 \theta_0, \quad (2.24)$$

Dabei ist ∇_{\perp} der zweidimensionale Nabla-Operator in x - und z -Richtung in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Das Problem ist in dieser Näherung zweidimensional, und es taucht demzufolge auch keine Abhängigkeit von der y -Koordinate mehr auf. Diese Gleichungen sind schon in einer dimensionslosen Form angegeben. Hierbei tauchen die Rayleigh-Zahl, die Prandtl-Zahl und die auf der Höhe H basierende Hartmann-Zahl auf³:

$$Ra = \frac{g\alpha\beta H^4}{\kappa\nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{\kappa}, \quad Ha_H = HB \sqrt{\frac{\sigma}{\rho\nu}}. \quad (2.25)$$

β gibt den vorgegebenen Temperaturgradienten an. Der Einfluss des Magnetfeldes und der Grenzschichten senkrecht zum Magnetfeld wird in Gleichung (2.23) durch den Term proportional zum Entwicklungsparameter ϵ beschrieben.

Ausgehend von den obigen Gleichungen (mit Randbedingungen und teilweise angrenzenden dicken Wänden) wird wieder ein Normalmodenansatz zur Stabilitätsanalyse gemacht. Das sich ergebende System von Gleichungen wird in Chebyshev-Polynome entwickelt. Für die Entwicklungskoeffizienten ist dann wieder numerisch das verallgemeinerte Eigenwertproblem zu lösen.

Hauptergebnis im Vergleich mit dem Experiment

In diesem Bericht soll nur das Hauptergebnis der Theorie im Vergleich zum Experiment beschrieben werden. Im Experiment sind viele Messungen des Wärmetransports von unten nach oben durch die Fluidschicht durchgeführt worden. Aus diesen Daten konnte die Nusselt-Zahl — das ist der Wärmetransport mit Konvektion geteilt durch den Wärmetransport allein bei Wärmeleitung — berechnet werden. Mißt man systematisch die Nusselt-Zahl in einem Rayleigh-Zahl Bereich dicht über der kritischen Rayleigh-Zahl,

³Normalerweise wird für die Hartmann-Zahl eine Längeneinheit parallel zum Magnetfeld gewählt (das wäre hier L); hier soll jedoch die Längeneinheit in der Hartmann-Zahl die gleiche wie bei der Rayleigh-Zahl sein.

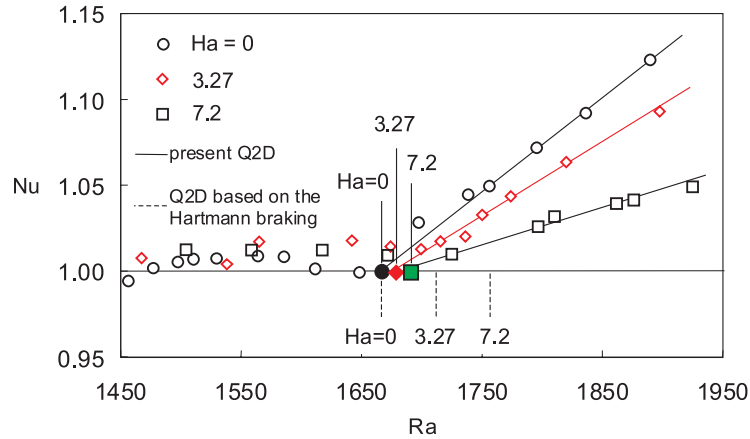


Abbildung 2.11: *Abhängigkeit der Nusselt-Zahl von der Rayleigh-Zahl für drei verschiedene vorgegebene Werte der Hartmann-Zahl im Experiment. Die Symbole auf der Achse $Nu = 1$ repräsentieren die aus den experimentellen Daten extrapolierte kritische Rayleigh-Zahl des Experiments. Zusätzlich sind durch senkrechte Linien die numerischen Ergebnisse aus der Stabilitätsanalyse der beiden Q2D-Modelle markiert.*

kann man aus dem linearen Anstieg der Nusselt-Zahl die kritische Rayleigh-Zahl ermitteln. Dies ist in Abbildung 2.11 für drei verschiedene Hartmann-Zahlen — $Ha = 0, 3,7$ und $7,2$ — gezeigt.

Außerdem wurden in Abbildung 2.11 durch senkrechte Striche die Ergebnisse der Stabilitätsanalyse einmal für unser Q2D-Modell (durchgezogene Linie) für kleine Hartmann-Zahlen und für das Modell aus [2] (gestrichelte Linie) für große Hartmann-Zahlen eingezeichnet. Die gute Übereinstimmung unseres Modells mit dem Experiment zeigt, dass die getroffenen Annahmen zum Grenzschichtverhalten sinnvoll waren. Wir erhalten damit eine bessere Beschreibung der Konvektion im Bereich kleiner Hartmann-Zahlen als es

Tabelle 2.1: *Vergleich der erhaltenen kritischen Rayleigh-Zahlen aus dem Experiment, aus unserem Q2D-Modell und dem (für hohe Hartmann-Zahlen entwickelten) Q2D-Modell von Burr & Müller [2].*

Ra_c	$Ha = 0$	$Ha=2.15$	$Ha=3.27$	$Ha=7.2$
Experimentelle Daten	1670	1674	1676	1687
Unser Q2D-Modell	1673.60	1675.26	1676.21	1688.20
Q2D-Modell aus [2]	1673.60	1699.22	1712.56	1759.34

ohne unser Modell möglich wäre. Die gleichen Ergebnisse sind noch einmal in Zahlenform in Tabelle 2.1 festgehalten, die zusätzlich noch ein Ergebnis für die Hartmann-Zahl 2,15 enthält.

2.3 Voraussichtlicher Nutzen, Verwertbarkeit im Sinne des Verwertungsplans

Die erreichten Ergebnisse liegen hauptsächlich auf dem Gebiet der Grundlagenforschung. Die Beeinflussung der Stabilität des Rayleigh-Bénard-Systems unter der Wirkung verschiedener zusätzlicher Effekte wurden numerisch und experimentell untersucht. Neben der Bedeutung der Ergebnisse aus Kapitel 2.1 (Thermosolutale Marangoni-Konvektion) für die Marangonitrocknung haben die weiteren Ergebnisse aus Kapitel 2.2.1 (Thermoelektrischer Effekt) Bedeutung z. B. für die Kristallzüchtung von Halbleiterkristallen und die magnetische Beeinflussung von flüssigen Metallschmelzen verschiedener Art. Das Thema aus Kapitel 2.2.2 befasst sich mit dem Einfluss von starken Magnetfeldern auf die Konvektion schwach elektrisch leitfähiger Fluide. Die erhaltenen Ergebnisse sind z.B. relevant für die magnetische Beeinflussung der Konvektion in Glasschmelzen, deren elektrische Leitfähigkeit in der gleichen Größenordnung liegt. Wie im folgenden Abschnitt dargelegt, wurden bzw. werden diese Erkenntnisse in wissenschaftlichen Zeitschriften publiziert, so dass sie allgemein zugänglich sind. Mittelfristig fließen diese Erfahrungen in laufende Industriekooperationen ein. Langfristig ist ein Ausbau der im Projekt entwickelten Simulationssoftware mit der Zielrichtung eines numerischen Simulationstools für die Marangoni-Trocknungstechnologie geplant.

2.4 Während der Durchführung des Vorhabens dem Zuwendungsempfänger bekannt gewordene Fortschritte auf dem Gebiet des Vorhabens bei anderen Stellen

Keine.

2.5 Erfolgte oder geplante Veröffentlichungen der Ergebnisse

Im Verlauf des Vorhabens sind Ergebnisse zu drei folgenden Themenschwerpunkten erhalten worden:

1. Desorptionsgetriebene Konvektion in einer Wasser-Alkohol Lösung (sie-

he Kapitel 2.1)

2. Einfluss des thermoelektrischen Effektes auf die Rayleigh-Bénard-Instabilität im Magnetfeld (Kapitel 2.2.1)
3. MHD Rayleigh-Bénard-Konvektion in einem horizontalen Magnetfeld (Kapitel 2.2.2)

An dieser Stelle folgt eine Auflistung über die erfolgten bzw. geplanten Veröffentlichungen zu jedem einzelnen Themenschwerpunkt. Dabei wurden Tagungen, Proceedings, Buchveröffentlichungen und Artikel in wissenschaftlichen Zeitschriften berücksichtigt.

Themenschwerpunkt 1:

- Vortrag auf der IMA-Conference 2001 (genauer Titel: Conference on selected topics in interfacial phenomena in physico-chemical and bio processes, 12.-16. September) , Burg Rauischholzhausen.
- Vortrag auf der GAMM-Tagung 2002, 25.-28. März in Augsburg.
- Buchveröffentlichung in Interfacial Fluid Dynamics and Transport Processes, Editoren: R.Narayanan und D. Schwabe, Titel des Beitrages: Desorption-driven convection in aqueous alcohol solution von N. Kurenkova, K. Eckert, E. Zienicke, A. Thess, erscheint im Springer-Verlag.
- N. Kurenkova, E. Zienicke, A. Thess, K. Eckert, Desorption-driven instability in water-alcohol solution, eingereicht bei Phys. Rev. E.

Themenschwerpunkt 2:

- N. Kurenkova, E. Zienicke, A. Thess, Influence of the thermoelectric effect on the rayleigh-Bénard instability inside a magnetic field, Phys. Rev. E 64 (2001) 036307.

Themenschwerpunkt 3:

- Vortrag auf der PAMIR-Konferenz 2002, 16.-20. September in Ramatuelle, Frankreich.
- Konferenz-Proceedings: N. Kurenkova, O. Andrejews, E. Zienicke, A. Thess, MHD Rayleigh-Bénard Convection in a Fluid Layer inside a Magnetic Field, Proc. 5th PAMIR Conference 2002, Vol. I, pp. 151-156, Ramatuelle.
- N. Kurenkova, O. Andrejews, E. Zienicke, MHD Rayleigh-Bénard Convection in a Fluid Layer inside a Magnetic Field, soll voraussichtlich Oktober 2003 eingereicht werden bei Physics of Fluids.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Boeck, A. Thess, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 1216–1219.
- [2] U. Burr, U. Müller, *J. Fluid Mech.* 453 (2002) 345–369.
- [3] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Dover Publications Inc., New York 1961.
- [4] K. Eckert-Nitschke, M. Bestehorn, A. Thess, *J. Fluid Mech.* 356 (1998) 155–197.
- [5] T.D. Foster, *Phys. Fluids* 8 (1965) 1249–1267.
- [6] D. Gottlieb, S. Orszag, *Numerical Analysis of Spectral Methods: Theory and Applications*, SIAM-CBMS, Philadelphia 1977.
- [7] N. Kurenkova, E. Zienicke, A. Thess, Influence of the thermoelectric effect on the rayleigh-Bénard instability inside a magnetic field, *Phys. Rev. E* 64 (2001) 036307.
- [8] N. Kurenkova, O. Andrejews, E. Zienicke, MHD Rayleigh-Bénard Convection in a Fluid Layer inside a Magnetic Field, wird voraussichtlich Oktober 2003 bei *Physics of Fluids* eingereicht.
- [9] N. Kurenkova, E. Zienicke, A. Thess, K. Eckert, Desorption-driven instability in water-alcohol solution, eingereicht bei *Phys. Rev. E*.
- [10] E.G. Mahler, R.S. Schechter, E.H. Wissler, *Phys. Fluids* 11 (1968) 1901–1912.
- [11] G. Müller, A. Ostrogorsky, in *Handbook of Crystal Growth*, Vol. 2, editiert durch D.T.J. Hurle, Elsevier Science, Amsterdam 1994.
- [12] K. Nitschke, A. Thess, *Phys. Rev. E* 52 (1995) R5772–5775.
- [13] A. Thess, W. Boos, *Physics of Fluids* 11 (1999) 3852–3855.
- [14] A. Thess, S.A. Orszag, *J. Fluid Mech.* 283 (1995) 201–230.
- [15] O. Zikanov, W. Boos, K. Wolke, A. Thess, *J. Eng. Math.* 40 (2001) 249–267.