

Archiv-Ex.:

FZR-219

April 1998

Dipl.-Phys. Eckert, Sven

Experimentelle Untersuchung turbulenter Flüssigmetall- und Flüssigmetall-Gas- Strömungen in einem äußeren Magnetfeld

Herausgeber:
FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF
Postfach 51 01 19
D-01314 Dresden
Telefon (03 51) 26 00
Telefax (03 51) 2 69 04 61

Als Manuskript gedruckt
Alle Rechte beim Herausgeber

Experimentelle Untersuchung turbulenter Flüssigmetall- und Flüssigmetall-Gas-Strömungen in einem äußeren Magnetfeld

Von der Fakultät Maschinenwesen
der
Technischen Universität Dresden

zur

Erlangung des akademischen Grades
Doktoringenieur (Dr.-Ing.)
angenommene Dissertation

Dipl.-Phys. Eckert, Sven
geb. am: 25.12.1963 in: Gera

Tag der Einreichung: 9. April 1997
Tag der Verteidigung: 24. Februar 1998

Gutachter: Herr Dr.rer.nat.habil. A. Thess
Herr Prof.Dr.rer.nat. F.-P. Weiß
Herr Prof.Dr. O. Lielausis

Herr Prof.Dr.-Ing.habil. A. Dittmann
Vorsitzender der Promotionskommission

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Zeitraum 1991 - 1996 am Institut für Sicherheitsforschung des Forschungszentrums Rossendorf e.V.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. G. Gerbeth, der diese Arbeiten initiierte, sich mit aller Kraft für deren Förderung einsetzte und die Aktivitäten stets fachlich kompetent begleitete.

Herzlich bedanken möchte ich mich ebenfalls bei Herrn Prof. Dr. R. Grundmann, meinem Betreuer an der Technischen Universität Dresden, für die umfangreiche Unterstützung während des gesamten Promotionsverfahrens und die fachlichen Hinweise zur Arbeit.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt klar auf dem experimentellen Gebiet. Es ist offensichtlich, daß wissenschaftliche Resultate an größeren Versuchsanlagen wie dem Rossendorfer Natrium-Flüssigmetallkreislauf nur das Ergebnis fruchtbarer Teamarbeit sein können. Aus diesem Grund gilt mein ausdrücklicher Dank dem Betriebsleiter der Natrium-Versuchsanlage Herrn Dr. H. Langenbrunner sowie den beiden Technikern Herrn S. Borchardt und Herrn H. Kunadt für die Projektierung und den Aufbau der Teststrecken, die prompte und sorgfältige Ausführung aller erforderlichen mechanischen Arbeiten an Komponenten des Kreislaufs sowie die Unterstützung beim Anlagenbetrieb während der Messungen. Weiterer Dank gebührt Herrn W. Witke für dessen Beiträge bzgl. der Sondenfertigung und dem Aufbau der Meßelektronik für die Geschwindigkeitsmessungen. Die für die Auswertung der Experimente zur Zweiphasenströmung notwendige elektronische Hardware verdanke ich Herrn S. Erlebach.

Einige mehrwöchige Arbeitsbesuche am Institut für Physik in Riga/Salaspils waren sehr nützlich für mich. Ein Teil der im Rahmen dieser Aufenthalte erzielten Ergebnisse ist Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Es ist mir deshalb ein Bedürfnis, mich bei allen lettischen Kollegen für die intensive Zusammenarbeit zu bedanken, stellvertretend seien hier nur Herr Prof. O. Lielausis, der Leiter des Instituts, Herr Dr. Y. Kolesnikov und Herr Dr. I. Platnieks genannt.

Nicht zuletzt bin ich Herrn Dr. A. Theß von der TU Dresden zu großem Dank verpflichtet, da mir seine zahlreichen konstruktiven und durchdachten Hinweise bei der Erstellung des Manuskriptes als auch die Diskussionen zu Fragen der MHD-Turbulenz sehr geholfen haben.

Herrn Dr. V. Galindo sei gedankt für seine grenzenlose Hilfsbereitschaft und Geduld bei der Anpassung der modernen Rechentechnik an die Bedürfnisse des Autors.

Auch wenn nicht alle Mitarbeiter der MHD-Gruppe des Forschungszentrums Rossendorf an dieser Stelle namentlich genannt wurden, so ist doch zu erwähnen, daß jeder von ihnen an der ausgesprochen guten Atmosphäre innerhalb unserer Arbeitsgruppe seinen Anteil hat.

Symbolverzeichnis

a) lateinisch

a	m	halbe Ausdehnung des Kanals in Richtung des Magnetfeldes
A	m^2	Querschnittsfläche des Kanals
b	m	halbe Ausdehnung des Kanals senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes
\vec{B}	T	magnetisches Feld
B_0	T	aufgeprägtes, homogenes Magnetfeld
b_x	T	x-Komponente des induzierten Magnetfeldes
C	-	Korrekturfaktor
c_w	-	Wandleitparameter
C_D	-	Widerstandsbeiwert einer Blase
d_b	m	Blasendurchmesser
d_k	m	Durchmesser der Injektionskanüle
d_z	m	Durchmesser der Zylinderstäbe (Turbulenzpromoter)
D	m^2/s	Dispersionskoeffizient
\vec{E}	V/m	elektrisches Feld
f	Hz	Frequenz
f_R	N/m^3	Reibungskraftdichte
$F_{1,2}$	-	Korrekturfunktionen
F_{em}	N	Lorentzkraft
g	m/s^2	Fallbeschleunigung
I	A	elektrischer Strom
\vec{j}	A/m^2	elektrische Stromdichte
k	1/m	Wellenzahl
K	-	Lastfaktor
L, l	m	charakteristische Längenmaße
p	Pa	Druck
\dot{Q}	m^3/s	Volumenstromrate
r	m	Blasenradius
R	Ω	elektrischer Widerstand
S	-	Schlupf
t	s	Zeit
tu	-	Turbulenzintensität
u, v, w	m/s	Komponenten der Geschwindigkeit
U	V	elektrische Spannung
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeit
V	m/s	charakteristische (mittlere) Geschwindigkeit
V_b	m^3	Volumen einer Blase
x, y, z	m	kartesische Koordinaten

b) griechisch

α	-	void-Anteil
β	-	Gasvolumenstromanteil
β_K	-	Kanalaspektverhältnis
δ_{Ha}	m	Dicke der Hartmanngrenzschicht
δ_w	m	Dicke der Kanalwand
η	kg/m·s	dynamische Viskosität
ϕ	V	elektrisches Potential
γ	1/s	Abklingrate
λ	-	Reibungsbeiwert
μ	V·s/A·m	magnetische Permeabilität
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	1/Ω·m	elektrische Leitfähigkeit
τ	s	charakteristische Zeiten
ω	1/s	Wirbelstärke
ς	N/m	Oberflächenspannung

c) Indizes

b	Blase
cr	kritisch
C	Kontakt
ext	außen
E	Endbereich
int	innen
fl	Flüssigkeit
g	Gas
Ha	Hartmann-Schicht
j	Joule
lo	lokal
L	Last
Na	Natrium
q	Querschnitt
s	Sonde
TP	Zweiphasengemisch
tu	turn-over
v	viskos
w	Kanalwand
x,y,z	Komponenten (kartesisches System)
⊥	senkrecht zur Richtung des äußeren Magnetfeldes
	parallel zur Richtung des äußeren Magnetfeldes

d) Dimensionslose Kennzahlen

Eo	Eötvös-Zahl
Ha	Hartmann-Zahl
Lu	Lundquist-Zahl
Mo	Morton-Zahl
N	Stuart-Zahl (auch Wechselwirkungsparameter) basierend auf Kanalabmessung und mittlerer Geschwindigkeit
N_b	basierend auf Blasendurchmesser und Relativgeschwindigkeit Flüssigkeit - Gas
N_l	basierend auf charakteristischer Größe und Geschwindigkeit eines Wirbels
Re	Reynolds-Zahl basierend auf Kanalabmessung und mittlerer Geschwindigkeit
Re_b	basierend auf Blasendurchmesser und Relativgeschwindigkeit Flüssigkeit - Gas
Re_l	basierend auf charakteristischer Größe und Geschwindigkeit eines Wirbels
Rm	magnetische Reynolds-Zahl

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	3
Symbolverzeichnis	4
1 Einleitung	9
1.1 Was ist Magneto hydrodynamik (MHD) ?	9
1.2 Motivation der Arbeit sowie einige Vorbemerkungen	9
2 Merkmale einer MHD-Kanalströmung	13
2.1 Grundgleichungen und charakteristische Kennzahlen	13
2.2 Einige fundamentale MHD-Effekte	15
2.2.1 Die Hartmann-Strömung	15
2.2.2 Strömungen im Rechteckkanal	16
2.2.3 Strömung im inhomogenen Magnetfeld	17
2.3 MHD-Turbulenz	19
2.3.1 Homogene MHD-Turbulenz bei kleinen R_m	20
2.3.2 Der zweidimensionale Charakter der MHD-Turbulenz	22
2.3.3 Eintrittseffekt und Turbulenzpromotoren	23
3 Experimentelle Ausrüstung	24
3.1 Die Natriumversuchsanlage NATAN	24
3.1.1 Beschreibung des Versuchskreislaufs	24
3.1.2 Die Teststrecke I	25
3.1.3 Die Teststrecke III	27
3.2 Meßtechnik und Datenerfassung	32
3.2.1 Leitfähigkeitsanemometer zur Messung der lokalen Geschwindigkeit	32
3.2.2 Meßgrößen zur Charakterisierung der lokalen Eigenschaften der Turbulenz	39
3.2.3 Leitfähigkeitssonden zur Messung des lokalen Gasphasenanteils (void-Anteil), der Blasengeschwindigkeit und der mittleren Blasensehnenlänge	40
4 Turbulente MHD-Einphasenströmung	44
4.1 Versuchsreihe A: Einfacher Rechteckkanal mit Turbulenzpromoter	45
4.1.1 Experimentelle Parameter	45
4.1.2 Profile der Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität	45
4.1.3 Turbulenzintensität als Funktion des Wechselwirkungsparameters N	47
4.1.4 Powerspektren	54

4.2	Versuchsreihe B: Rechteckkanal mit Kanaleinbauten	60
4.2.1	Experimentelle Parameter	60
4.2.2	Profile der Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität	61
4.2.3	Turbulenzintensität als Funktion des Wechselwirkungsparameters N	61
4.2.4	Powerspektren	64
4.3	Zusammenfassung	68
5	Turbulente MHD-Zweiphasenströmung	71
5.1	Experimentelle Parameter	72
5.2	Verteilungen des lokalen void-Anteils	74
5.3	Koeffizienten der turbulenten Dispersion	82
5.4	Der Einfluß eines Turbulenzpromoters	84
5.5	Zusammenfassung	89
6	Einfache Modellierung einer MHD-Blasenströmung	90
6.1	Beschreibung des theoretischen Modells	91
6.2	Wesentliche Ergebnisse	96
6.3	Messungen des mittleren void-Anteils	97
6.3.1	Der transversale Fall	98
6.3.2	Der longitudinale Fall	103
6.4	Zusammenfassung	107
7	Einige Schlußfolgerungen	109
	Anhänge	
A	Mechanismus zur Formation von säulenförmigen quasi-zweidimensionalen Wirbeln	117
B	Korrektur der spektralen Leistungsdichte aufgrund der begrenzten Ortsauflösung der Potentialsonden	118
C	Der Pinch-Effekt	119
D	Abschätzung der Aufstiegsgeschwindigkeit einer Gasblase	120

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Was ist Magnetohydrodynamik (MHD) ?

Die Magnetohydrodynamik oder auch weitergefaßt Magnetofluidodynamik beschreibt die Wechselwirkung von Strömungen elektrisch leitfähiger Fluide mit elektromagnetischen Feldern. Auf den ersten Blick scheint dieses Gebiet eng eingegrenzt und sehr speziell. Bei näherem Hinsehen stellt sich aber heraus, daß die Magnetohydrodynamik keineswegs nur ein akademisches Randdasein im Grenzbereich zwischen Physik und Ingenieurwissenschaft fristet. Strömungen leitfähiger Fluide (Flüssigmetalle, Schmelzen von Legierungen oder Salzen, Elektrolyte, Plasma) treten bei einer Reihe von industriellen Anwendungen zumindest zeitweise in Erscheinung, so z. Bsp. in metallurgischen Prozessen, bei der Kristallzüchtung oder der Randschichtveredlung metallischer Werkstoffe mittels Elektronenstrahl- oder Lasertechnik, um hier nur einige Beispiele zu nennen. Prinzipiell ist es möglich, diese leitfähigen Schmelzen durch den Einsatz elektromagnetischer Felder gezielt und kontaktlos zu beeinflussen. Mit Hilfe statischer Felder kann man unerwünschte Bewegungen unterdrücken, durch Anwendung zeitabhängiger Wechselfelder Strömungen erzeugen. In der Metallurgie werden MHD-Technologien zum Pumpen oder Rühren heißer Schmelzen schon seit längerem eingesetzt. Mit MHD-Problemen sieht man sich auch konfrontiert, wenn beispielsweise wie im Fall der Blanketkühlung für künftige Fusionsreaktoren der Flüssigmetallkühlkreislauf sich in einem starken äußeren Magnetfeld befindet. Weiterhin spielen MHD-Effekte bei vielen astrophysikalischen Prozessen eine wesentliche Rolle. So findet die Frage nach der Herkunft des Erdmagnetfeldes eine Antwort in der magnetohydrodynamischen Dynamotheorie.

Einen umfangreichen Überblick über die historische Entwicklung dieses noch relativ jungen Wissenschaftszweiges MHD, wesentliche Phänomene und Anwendungen gibt BIRZVALKS [1].

1.2 Motivation der Arbeit sowie einige Vorbemerkungen

Gegenstand der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sind turbulente Kanalströmungen leitfähiger Flüssigkeiten (konkret Natrium, Quecksilber) unter Einwirkung eines von außen angelegten, statischen Magnetfeldes. Im magnetohydrodynamischen Fall sind Merkmale der turbulenten Strömung zu erwarten, die in der klassischen Hydrodynamik nicht in Erscheinung treten. Im sich anschließenden Kapitel 2 wird ein kurzer Überblick über wich-

tige MHD-Effekte in Kanalströmungen und das Wesen der quasi-zweidimensionalen MHD-Turbulenz gegeben.

Der direkte Einfluß eines Magnetfeldes auf die lokalen turbulenten Eigenschaften einer Flüssigmetallströmung wird bereits gut verstanden. Noch nicht ausreichend untersucht sind dagegen die Transportprozesse von Stoff und Temperatur in derartigen Strömungen. Die speziellen Eigenschaften der zweidimensionalen MHD-Turbulenz lassen eine Abweichung von der aus der klassischen Hydrodynamik bekannten Reynolds-Analogie zwischen Impulstransport und Transport eines passiven Skalars erwarten: Durch eine gezielte Verstärkung zweidimensionaler Turbulenzelemente sollte sich der Wärmetransport senkrecht zur Hauptströmungsrichtung erhöhen ohne einen proportionalen Anstieg des Druckverlustes. Anlaß zu dieser Vermutung gibt der in den folgenden Kapiteln aufgezeigte Sachverhalt, daß zweidimensionale Wirbel, deren Achsen sich entlang des Magnetfeldes erstrecken, nicht der elektromagnetischen Dissipation unterliegen. Die Verifizierung dieser These ist von grundlegendem als auch angewandtem Interesse. In der vorliegenden Arbeit werden zwei unterschiedliche Problemstellungen behandelt:

1. *Experimentelle Untersuchung lokaler Eigenschaften von einphasigen (Kapitel 4) und zweiphasigen (Kapitel 5) turbulenten MHD-Kanalströmungen*

Die Messungen basieren auf dem Einsatz lokaler Sensoren. Meßgrößen sind die axialen Komponenten der Geschwindigkeiten von Flüssigmetall bzw. Gas sowie der Gasphasenanteil (void-Anteil). Zur gezielten Anregung turbulenter Geschwindigkeitsschwankungen wurden z. T. mechanische Einbauten im Kanal (sog. Turbulenzpromotoren) verwendet. Als wesentliche Ergebnisse werden diskutiert:

- a) Profile der lokalen Geschwindigkeit und des Turbulenzgrades
- b) Abhängigkeit des Turbulenzgrades von der Magnetfeldstärke, elektrischen Randbedingungen, Turbulenzpromoter
- c) Energiespektren des Geschwindigkeitssignals
- d) Verteilungen des void-Anteils und daraus abgeleitete Dispersionskoeffizienten

2. *Modellierung der Wirkung äußerer Magnetfelder auf das Verhältnis der Geschwindigkeit von Gas und Flüssigmetall (Schlupf) in einer Blasenströmung sowie die experimentelle Überprüfung der theoretischen Vorhersagen (Kapitel 6)*

Vorgestellt wird ein eindimensionales Modell zur Beschreibung einer Blasenströmung unter der Einwirkung äußerer Magnetfelder, mit dem umfangreiche Rechnungen zum Magnetfeldeinfluß auf den Schlupf durchgeführt wurden. Gegenübergestellt werden diesen Rechnungen die entsprechenden experimentellen Ergebnisse. Meßgrößen sind der mittlere void-Anteil im Kanalquerschnitt und die Geschwindigkeit der Blasen.

Den Hintergrund dieser Aufgabenstellung bilden anwendungsspezifische Fragestellungen. Zur Kühlung eines künftigen Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip sind verschiedene Konzepte bzgl. selbst- bzw. fremdgekühlter Flüssigmetallblankets ausgearbeitet [2], bei denen Lithium oder eine eutektische Blei- Lithium-Legierung als Fluid eingesetzt wird. Ein selbstgeköhltes Flüssigmetallblanket erfüllt alle spezifischen Anforderungen im Hinblick auf die technische Nutzung der Kernfusion [3] und besitzt darüber hinaus den Vorteil eines einfachen konstruktiven Aufbaus. Das Hauptproblem besteht in der erheblichen Beeinflussung der Strömung des Kühlmittels durch MHD-Effekte, da sich das Blanket im Bereich des für den berührungslosen Einschluß des Plasmas notwendig starken Magnetfeldes (ca. 5-7 T) befindet.

Von den relevanten Fragestellungen seien hier nur einige herausgegriffen und etwas vereinfacht formuliert:

Ist unter den fusionsrelevanten Bedingungen starker äußerer Magnetfelder die Existenz von Geschwindigkeitsfluktuationen quer zur Strömungsrichtung möglich, die einen wesentlichen Beitrag zum konvektiven Wärmetransport weg von der ersten zu kühlenden Wand leisten? Gibt es Mittel und Wege, die Ausbildung derartiger turbulenter Strukturen zu stimulieren ohne gleichzeitig den Druckabfall im Kanal maßgeblich zu erhöhen? Wie gestaltet sich das Abklingverhalten der Wirbel?

Eine intensive Entwicklungsarbeit findet auch auf dem Gebiet der MHD-Direktenergieumwandlung statt. Der Einsatz von Flüssigmetall-MHD-Generatoren wird vor allen Dingen in Israel betrieben [4, 5]. Es existieren bereits leistungsfähige Pilotanlagen, wobei der kommerzielle Durchbruch dieser Technologie allerdings noch aussteht.

Hier steht das Problem der Verluste bei der Energieübertragung zwischen dem thermodynamischen Arbeitsmedium Gas und dem Flüssigmetall aufgrund der von den großen Dichteunterschieden herrührenden Relativgeschwindigkeit beider Komponenten. Es stellt sich nun die Frage, ob und in welcher Weise die Intensität des Impulsaustausches zwischen Gas und Flüssigmetall mittels eines äußeren Magnetfeldes beeinflusst und kontrolliert werden kann.

Die durchgeführten Experimente sind hinsichtlich des Versuchsaufbaus durchaus nicht völlig neu. In der Vergangenheit wurden bereits eine Reihe ähnlicher Untersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse auch mit den hier erzielten Resultaten verglichen werden. Es steht aber das Ziel, die früheren Arbeiten vor allem in folgendem zu ergänzen:

1. Erweiterung des Parameterbereiches in die Region hoher Hartmann- und Stuart-Zahlen
2. Quantifizierung der beobachteten Phänomene

Die Experimente im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden fast ausschließlich im Natrium durchgeführt. Im Vergleich zu vielen Autoren, die mit Quecksilber arbeiteten, erlauben die günstigen Materialeigenschaften des Natrium (hohe elektrische Leitfähigkeit) das Erreichen großer Werte des in der MHD wesentlichen Parameters Hartmann-Zahl (Definition in Abschnitt 2.1) bei moderaten Werten der magnetischen Feldstärke. Abbildung 1.1 illustriert eine diesbezügliche Gegenüberstellung der Natriumversuchseinrichtung NATAN des Forschungszentrums Rossendorf mit Daten anderer Arbeiten.

Vor Beginn der Präsentation der Ergebnisse seien noch einige erklärende Erläuterungen zur Entstehungsgeschichte dieser Arbeit erlaubt.

Von der logischen Herangehensweise her scheint es sinnvoll, sich zunächst dem etwas 'einfacheren' Problem der turbulenten einphasigen Strömung zuzuwenden, bevor der noch komplexere Fall einer MHD-Zweiphasenströmung untersucht wird. Das experimentelle Programm startete jedoch aus rein pragmatischen Gründen mit Messungen zur Zweiphasenströmung, da zu diesem Zeitpunkt nur die dafür vorgesehene Teststrecke I sowie die Meßtechnik zur Detektion von Gasblasen zur Verfügung stand. Parallel zu diesen Aktivitäten wurden die für eine Messung lokaler Natriumgeschwindigkeiten notwendigen Sonden und die dazugehörige Meßelektronik entwickelt und getestet. Gleichzeitig erfolgte der Aufbau einer neuen Teststrecke III mit im Vergleich zu Variante I wesentlich verbesserten experimentellen Bedingungen (Die Versuchsanlage und Meßtechnik werden ausführlich im Kapitel 3 vorgestellt). Die Gliederung dieser Arbeit entspricht nicht der zeitlichen Abfolge der Experimente.

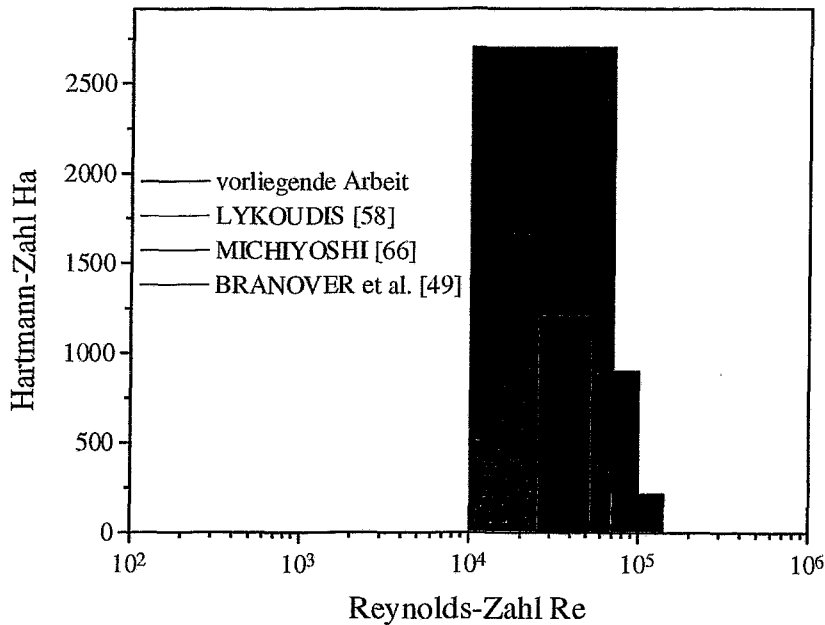


Abbildung 1.1: Ein Vergleich des Parameterbereiches Reynolds-Zahl - Hartmann-Zahl mit anderen Experimenten, die mit Quecksilber durchgeführt wurden, demonstriert den Vorteil eines Natriumexperimentes. Mit vergleichbaren Magnetfeldstärken lassen sich deutlich größere Werte des wesentlichen MHD-Parameters Ha-Zahl erzielen. (Eine Definition der dimensionslosen Kennzahlen erfolgt im nächsten Kapitel)

Der Leser wird registrieren, daß in dieser Arbeit durchgängig der Terminus 'Zweiphasenströmung' vorkommt, obwohl es im Fall eines Flüssigmetall/Gas-Mediums im physikalischen Sinne korrekt wäre, von einer 'Zweikomponentenströmung' zu sprechen. Allerdings hat es sich in der Fachliteratur eingebürgert, ausschließlich ersteren Begriff zu verwenden. Der Autor bittet an dieser Stelle um Nachsicht, wenn er sich der Einfachheit halber dieser Konvention anschließt.

Kapitel 2

Einige Merkmale einer MHD-Kanalströmung

2.1 Grundgleichungen und charakteristische Kennzahlen

Die theoretische Grundlage der MHD bilden die Beziehungen der Hydrodynamik und der Elektrodynamik, d.h. zur Beschreibung des Problems ist ein Gleichungssystem bestehend aus den bekannten Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie einerseits sowie den Maxwell'schen Gleichungen ergänzt durch das Ohmsche Gesetz andererseits zu lösen.

Die folgende Betrachtung beschränkt sich auf isotherme Strömungen. Somit können die Stoffeigenschaften des Fluids, wie die Dichte ρ , die dynamische Viskosität η , die elektrische Leitfähigkeit σ als auch die magnetische Permeabilität μ als Konstanten behandelt werden. Zudem ist nun die Einbeziehung einer Energiegleichung in die Rechnung nicht mehr notwendig.

In der Strömungsmechanik ist es gebräuchlich, die Gleichungen in ihrer dimensionslosen Form zu behandeln. Dies führt zur Bildung von Kennzahlen, die die entsprechende Strömungssituation charakterisieren und einen Vergleich verschiedener experimenteller Situationen untereinander als auch mit numerisch gewonnenen Ergebnissen ermöglichen.

Es ist sinnvoll, die dimensionsbehafteten Größen wie folgt zu skalieren:

$$\vec{v}' = V\vec{v}, \vec{B}' = B_0\vec{B}, \vec{j}' = \sigma V B_0 \vec{j}, p' = L\sigma V B_0^2 p \quad (\text{L-charakteristischer Längenmaßstab})$$

B_0 bezeichnet hierbei die Stärke des homogenen aufgeprägten Magnetfeldes und V steht für die über dem Kanalquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit.

Da die interessierenden Flüssigmetalle als inkompressibel anzusehen sind, kann die Kontinuitätsgleichung in der einfachen Form

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.1)$$

aufgeschrieben werden. Bei den MHD-Strömungen spielen neben dem Druckgradienten, der Trägheits- und der Reibungskraft auch die elektromagnetischen Kräfte eine wesentliche Rolle. Dies äußert sich in einem zusätzlichen Term für die Lorentzkraft in der Navier-Stokes-Gleichung.

$$\frac{1}{N} \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla p + \frac{1}{Ha^2} \Delta \vec{v} + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.2)$$

Für die Maxwell'schen Gleichungen in quasistatischer, nichtrelativistischer Näherung ($\frac{v}{c} \ll 1$) ergibt sich folgende Gestalt:

$$\nabla \times \vec{B} = Rm \vec{j} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.6)$$

Die Beziehung (2.4) bedeutet aufgrund der Stationarität des \vec{B} -Feldes die Wirbelfreiheit des elektrischen Feldes \vec{E} , das sich deshalb auch als Gradient eines Potentials ϕ schreiben läßt.

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (2.7)$$

So kann das Ohmsche Gesetz für einen im Magnetfeld bewegten Leiter wie folgt formuliert werden:

$$\frac{\vec{j}}{\sigma} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = -\nabla \phi + \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.8)$$

In dem System der dimensionslosen Gleichungen tauchen drei charakteristische Kennzahlen auf. Die *Hartmann-Zahl*

$$Ha = B_0 L \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}} \quad (2.9)$$

ist ein Maß für das Verhältnis von elektromagnetischer und viskoser Kraft. Das Verhältnis zwischen elektromagnetischer und Trägheitskraft wird durch die *Stuart-Zahl* wiedergegeben, in der Literatur auch oft als *MHD-Wechselwirkungsparameter* bezeichnet.

$$N = \frac{\sigma L B_0^2}{\rho V} = \frac{Ha^2}{Re} \quad (2.10)$$

In diesem Zusammenhang steht

$$Re = \frac{\rho V L}{\eta} \quad (2.11)$$

für die aus der Hydrodynamik bekannte *Reynolds-Zahl*. Im MHD-Fall erscheint außerdem noch die sogenannte *magnetische Reynolds-Zahl*.

$$Rm = \mu \sigma L V \quad (2.12)$$

Dieser Parameter ist ein Kriterium im Hinblick auf die Stärke des durch die Strömung induzierten Magnetfeldes.

2.2 Einige fundamentale MHD-Effekte

2.2.1 Die Hartmann-Strömung

In der MHD können Strömungsstrukturen beobachtet werden, die in der konventionellen Hydrodynamik gänzlich unbekannt sind. Ursache sind die zusätzlich direkt in der Strömung wirkenden elektromagnetischen Volumenkräfte, die wiederum durch die Wechselwirkung der induzierten elektrischen Ströme mit dem äußeren Magnetfeld hervorgerufen werden. Eine wesentliche Rolle spielen dabei in begrenzten Strömungen die elektrischen Randbedingungen, bestimmen sie doch Größenordnung und örtliche Verteilung der Stromdichte \vec{j} .

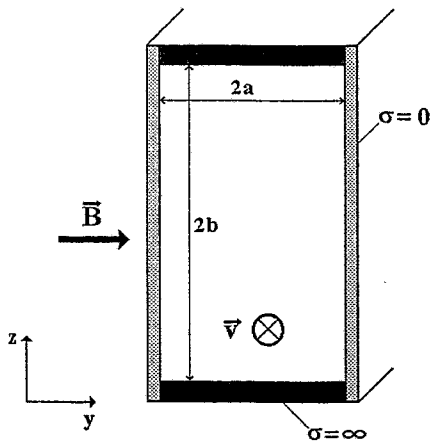


Abbildung 2.1: Idealisierte Konfiguration eines MHD-Kanals (s. nebenstehenden Text)

Betrachten wir im folgenden das MHD-Analogon zur bekannten Poiseuille-Strömung in der gewöhnlichen Hydrodynamik. Ausgangspunkt ist die einfache Geometrie eines rechteckigen Kanals (siehe auch Abb. 2.1), der sich in einem homogenen, transversal zur Hauptströmungsrichtung orientierten Magnetfeld befindet. Die Kanalwände senkrecht zum Magnetfeld seien aus einem elektrisch isolierenden Material gefertigt, während die Wände parallel zu \vec{B} als ideale elektrische Leiter angenommen werden. Die Ausdehnung des Kanals senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes $2 \cdot b$ sei zunächst sehr groß im Vergleich zur Abmessung $2 \cdot a$. Für das Geschwindigkeitsfeld gilt dann in hinreichender Entfernung von den lateralen Wänden: $\vec{v} = (u(y), 0, 0)$.

Das unter diesen Bedingungen induzierte elektrische Feld ist homogen, und nach dem Ohmschen Gesetz ergibt sich die z-Komponente der Stromdichte zu

$$j_z = \sigma(E_z - uB_0) \quad (2.13)$$

Sind die Flächen $z = \pm b$ über einen externen Stromkreis miteinander verbunden, haben wir den typischen Fall einer MHD-Maschine. Wird dabei der Strömung Energie zugeführt, spricht man von einer MHD-Pumpe, während im Falle eines MHD-Generators elektrische Energie ausgekoppelt wird. In unserem Beispiel sei jedoch kein äußerer Stromkreis vorhanden, deshalb muß das Integral der Stromdichte über dem Kanalquerschnitt verschwinden.

$$\int_{-a}^a (E_z - uB_0) dy = 0 \quad (2.14)$$

Aus dieser Bedingung erhält man einen Ausdruck für das elektrische Feld,

$$E_z = \frac{B_0}{2a} \int_{-a}^a u dy = VB_0 \quad (2.15)$$

demzufolge Gleichung (2.13) modifiziert werden kann, zu

$$j_z = \sigma B_0 (V - u) \quad (2.16)$$

und für die Lorentzkraft ergibt sich folgende Beziehung:

$$F_{em} = j_z B_0 = \sigma B_0^2 (V - u) \quad (2.17)$$

Offensichtlich wirken die elektromagnetischen Kräfte entgegengesetzt zur Strömungsrichtung im Kern der Strömung, wo der lokale Wert der Geschwindigkeit oberhalb des Mittelwertes im Kanalquerschnitt V ($F_{em} < 0$) liegt. Demgegenüber wird das Fluid in den Randschichten zusätzlich beschleunigt ($u < V \rightarrow F_{em} > 0$). Im Ergebnis bildet sich ein neues für MHD-Strömungen typisches Geschwindigkeitsprofil heraus, als dessen wesentliche Merkmale im Vergleich zu den aus der klassischen Hydrodynamik bekannten Geschwindigkeitsverteilungen eine Vergleichmäßigung der Strömung im Kern und dafür eine deutliche Zunahme der Geschwindigkeitsgradienten in den Grenzschichten zu nennen sind. Der dänische Physiker HARTMANN veröffentlichte 1937 eine Lösung dieses Problems [6]. Die resultierende charakteristische Strömungsform wird nach ihm als *Hartmann-Strömung* und die auftretenden Grenzschichten als *Hartmann-Schichten* bezeichnet. Die Ausdehnung der Hartmann-Schicht δ_{Ha} wird mittels Hartmann-Zahl in der folgenden Weise definiert:

$$Ha(\delta_{Ha}) = B_0 \delta_{Ha} \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}} = 1 \quad (2.18)$$

Dies ist gleichbedeutend mit der Formulierung, daß viskose und elektromagnetische Kräfte in einem Abstand δ_{Ha} von der Kanalwand dieselbe Größenordnung besitzen.

2.2.2 Strömungen im Rechteckkanal

Für eine realistischere Beschreibung einer MHD-Kanalströmung müssen einige der am Beginn des vorangegangenen Abschnitts getroffenen Annahmen fallengelassen werden.

Die Ausdehnung des Kanals sei nun in beiden Richtungen von derselben Größenordnung, wobei mit $\beta_K = \frac{b}{a}$ das Kanalaspektverhältnis bezeichnet wird.

Zugleich werden allgemeinere Bedingungen bzgl. der elektrischen Leitfähigkeit der Kanalwände σ_w berücksichtigt. An dieser Stelle bietet es sich an, den sogenannten Wandleitparameter c_w einzuführen, der den elektrischen Widerstand des Fluids zu dem der Kanalwand ins Verhältnis setzt:

$$c_w = \frac{\sigma_w \cdot \delta_w}{\sigma_{fl} \cdot a} \quad (2.19)$$

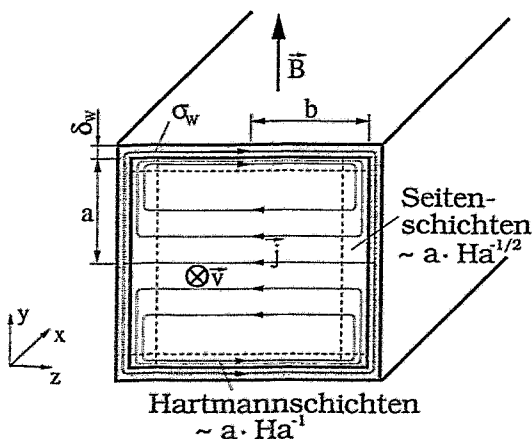


Abbildung 2.2: MHD-Rechteckkanal

Der elektrische Widerstand der Hartmann-Schichten, über die sich der Strompfad im Falle einer Berandung der Strömung durch nichtleitende Materialien schließen muß, bestimmt die Größenordnung der induzierten elektrischen Ströme. Einer leitfähigen Kanalwand dagegen kommt die Rolle eines zusätzlichen parallelen Widerstandes zu. Ein Einfluß auf den induzierten Strom und damit auf die Strömung selbst ergibt sich damit, wenn der Widerstand der Wand R_w die Größenordnung des Widerstandes der Hartmann-Schicht R_{Ha} erreicht oder noch unterschreitet. Dieses Widerstandsverhältnis kann geschrieben werden als:

$$\frac{R_{Ha}}{R_w} = \frac{\sigma_w \delta_w}{\sigma_{fl} \delta_{Ha}} = Ha \cdot c_w \quad (2.20)$$

Ein prinzipieller Unterschied zwischen der Hartmannströmung und der Strömung im Rechteckkanal besteht darin, daß das elektrische Feld nicht mehr als konstant im gesamten Kanalquerschnitt behandelt werden kann. MHD-Grenzschichten existieren somit nicht nur entlang der Hartmann-Wände, sondern auch an den Wänden parallel zum Magnetfeld. Diese Schichten werden *Seitenschichten* genannt. Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, beträgt die Dicke der Hartmann-Schichten $\delta_{Ha} \sim a \cdot Ha^{-1}$. Die Ausdehnung der Seitenschichten sollte in jedem Falle größer sein, da hier die elektrische Stromdichte zusätzlich zur z-Komponente auch eine Komponente in y-Richtung besitzt, die nicht mit dem Magnetfeld wechselwirkt (siehe Abb. 2.2). Eine Abschätzung der Dicke der Grenzschichten parallel zum \vec{B} -Feld in einem Kanal mit elektrisch isolierten Wänden liefert $\delta_S \sim a \cdot Ha^{-\frac{1}{2}}$ [7].

Dieser Sachverhalt widerspiegelt sich auch in der Verteilung der lokalen Geschwindigkeit. Bei großen Ha-Zahlen findet man in Richtung entlang der magnetischen Feldlinien das kolbenförmige Hartmann-Profil. Im Gegensatz zu den Hartmann-Grenzschichten, die sich durch einen starken und monotonen Abfall der Geschwindigkeit zu den Wänden hin auszeichnen, können in den Seitenschichten Geschwindigkeitswerte auftreten, die den Mittelwert V deutlich übertreffen, d.h. ein sogenanntes *M-Profil* der Geschwindigkeit entsteht.

Die Größe dieser Geschwindigkeitsüberhöhungen hängt stark von der jeweiligen Konstellation der Wandleitverhältnisse ab. Die Ursache ist im Auftreten der bereits erwähnten, zusätzlichen Komponente der Stromstärke parallel zum \vec{B} -Feld zu suchen. Dadurch erreicht die Lorentzkraft innerhalb der Seitenschichten bei weitem nicht dieselbe Stärke wie in den Ha-Schichten. Optimale Bedingungen für die Herausbildung eines M-förmigen Profils der Geschwindigkeit sind gegeben, falls die Kanalwände senkrecht zum Magnetfeld ideal leitend sind (Verminderung des elektrischen Gesamtwiderstandes für die induzierten Ströme) und gleichzeitig die zu den Feldlinien parallel verlaufenden Wände elektrisch isolierende Eigenschaften besitzen (induzierte Ströme können nicht in die Kanalwand eindringen). Reverse Bedingungen (ideal leitend parallel zur Feldrichtung, isolierend normal zum Magnetfeld) sind notwendig, wird dagegen eine Unterdrückung des M-Profiles gewünscht. An dieser Stelle sei bemerkt, daß die elektrische Leitfähigkeit der Kanalwände nicht die alleinige Ursache für die Entstehung des M-Profiles darstellt. Auf einen weiteren Generierungsmechanismus wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

2.2.3 Strömung im inhomogenen Magnetfeld

Bisher wurde stillschweigend ein entlang der Strömung unendlich ausgedehntes Magnetfeld angenommen. Diese Situation ist in den meisten praktischen Fällen jedoch nicht gegeben.

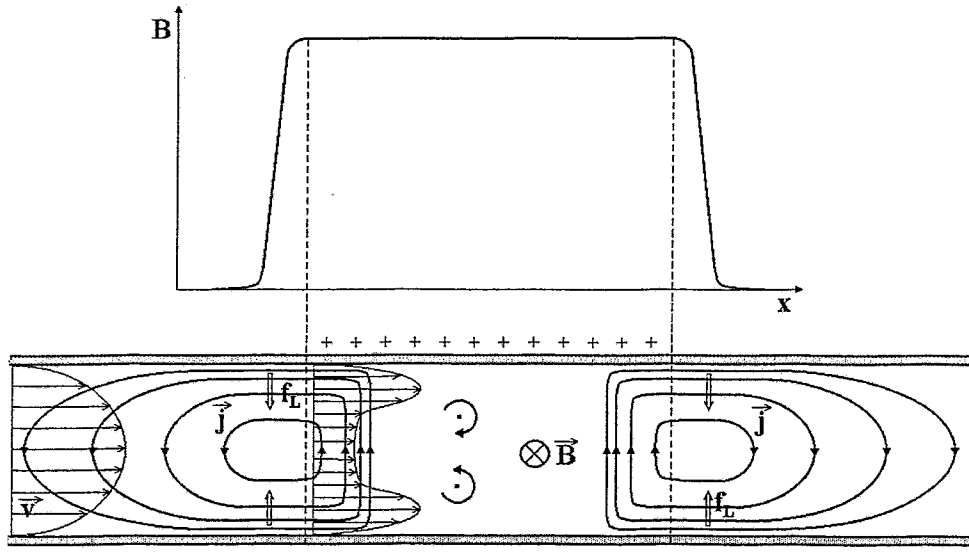


Abbildung 2.3: Beim Ein- und Austritt einer Strömung eines leitfähigen Fluids in ein Magnetfeld treten Komponenten der elektrischen Stromdichte in Richtung der Hauptströmung auf. Im Resultat dieses Eintrittseffektes kommt es zu einer kompletten Umordnung der Strömungsstruktur (Herausbildung eines M-Profiles)

Tritt eine Flüssigmetallströmung in ein Magnetfeld ein bzw. aus diesem heraus, wird die Strömungsform durch die Wechselwirkung des Fluids mit dem inhomogenen Feld in den Endbereichen des Magneten merklich beeinflusst. Dieser Mechanismus wurde erstmals von SHERCLIFF [8] im Zusammenhang mit der Untersuchung von Endeffekten bei induktiven Strömungsmessern näher analysiert.

Der Gradient des Magnetfeldes $\frac{\partial B_y}{\partial x}$ bewirkt deutliche Potentialunterschiede in Strömungsrichtung und damit die Entstehung zusätzlicher Stromschleifen mit x-Komponenten der Stromdichte, wie in Abbildung 2.3 dargestellt. Diese Ströme unterliegen ebenfalls der Wechselwirkung mit dem externen Magnetfeld und rufen auf diese Weise innerhalb des Flüssigmetalls zusätzliche Kraftwirkungen hervor, die für eine Aufwirbelung der Strömung verantwortlich zeichnen. Um den Einfluß dieser Kräfte auf die Geschwindigkeitsverteilung abzuschätzen, betrachten wir einen durchströmten Rechteckkanal mit großem Aspektverhältnis ($\beta_K \gg 1$) bei hohen Magnetfeldstärken ($Ha \gg 1$). Die auf ein Flüssigkeitsteilchen wirkende Beschleunigung ergibt sich dann aus der Differenz von Druckgradient und Lorentzkraft.

$$\rho(\vec{v}\nabla)\vec{v} = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.21)$$

Man bilde von dieser Gleichung die Rotation und kann sie in erster Näherung auf folgenden Ausdruck reduzieren:

$$\rho u \frac{\partial \omega_y}{\partial x} \approx -j_x \frac{\partial B_0}{\partial x} \quad (2.22)$$

Hier wird der Einfluß der x-Komponente der elektrischen Stromdichte deutlich. Sind die Kanalwände bei $z = \pm b$ elektrisch sehr gut leitend, ist eine wesentliche Veränderung der Geschwindigkeitsverteilung nicht zu erwarten, bleibt doch j_x innerhalb des Fluids klein, da sich die Ströme über die Kanalwand schließen. Eventuelle Deformationen der Stromlinien und eine daraus resultierende Beeinflussung des Geschwindigkeitsprofils fallen aus diesem Grund nur moderat aus [9]. Im Falle von elektrisch isolierenden Wänden parallel zu \vec{B} kann allerdings ein starker Effekt beobachtet werden. In Abbildung 2.3 ist zu erkennen, daß sich die elektrischen Stromlinien in Wandnähe im Vergleich zur Kanalmitte stark zusammendrängen. Im Resultat entsteht ein M-förmiges Profil der Geschwindigkeit.

Da sicher in guter Näherung $\frac{\partial u}{\partial z} \gg \frac{\partial w}{\partial x}$ angenommen werden kann, läßt sich die Wirbelstärke ω_y durch den Gradienten $\frac{\partial u}{\partial z}$ ersetzen und mit Hilfe von (2.22) ist eine Abschätzung der Geschwindigkeitsüberhöhung in den Seitenschichten durchführbar.

$$\rho u \frac{\delta u}{\delta z} \approx -j_x B_0 \quad (2.23)$$

Für δz ist die halbe Kanalweite b einzusetzen, während die Größenordnung der Stromstärke wie folgt angegeben werden kann: $j_x \approx \sigma B_0 u L_s / (a H a)$. Die Größe L_s steht für die Ausdehnung der induzierten Stromschleifen und beträgt etwa das 10fache der halben Kanalabmessung a in Feldrichtung [9]. Das Einsetzen in (2.23) bringt

$$\frac{\delta u}{u} \approx \frac{b}{H a} \frac{\sigma B_0^2 L_s}{\rho u} \approx 10 \cdot \beta_K \frac{H a}{R e} \quad (2.24)$$

Diese grobe Abschätzung ist durch TANANAIEV [10] experimentell bestätigt worden. Sollen spezielle MHD-Phänomene experimentell untersucht werden, erweist sich die Existenz des M-förmigen Geschwindigkeitsprofils oft als störend, so auch bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuchsreihen. Der Einsatz von geeigneten Mitteln zur Unterdrückung des M-Profiles, wie die Nutzung spezieller Kanaleinbauten und gezielte Modifikationen des elektrischen Wandleitparameters, wird in Abschnitt 3.1.3 ausführlich beschrieben.

2.3 MHD-Turbulenz

Eine turbulente Strömung setzt ein, wenn das laminare Regime seine Stabilität verliert. Dabei überschreitet die Reynolds-Zahl einen bestimmten kritischen Wert (ca. 2300 im Falle einer Rohrströmung). Geschwindigkeitspulsationen und Wirbel treten auf. Zwischen den Schichten des strömenden Mediums findet eine intensive Mischbewegung statt.

Wie verändert nun die Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes die Eigenschaften der Turbulenz ?

Der Einfluß der elektromagnetischen Kräfte auf eine turbulente Flüssigmetallströmung ist vielschichtig [7]: Das Profil der mittleren Geschwindigkeit im Feld wird 'flacher', in der Weise wie es bereits für die Hartmann-Strömung gezeigt wurde. In der anderen Koordinatenrichtung entsteht in turbulenten Strömungen ebenso wie in den laminaren ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil. Der hydraulische Widerstand des Kanals erhöht sich bei Zuschalten des \vec{B} -Feldes. Betrachtet man nun die Strömung lokal, sprich die Wechselwirkungen der einzelnen Geschwindigkeitspulsationen und Wirbel mit dem magnetischen Feld, so gelten natürlich auch hier die bekannten Wirkprinzipien, d.h. die induzierten elektromagnetischen Kräfte sind in der Regel der verursachenden Fluidbewegung entgegengerichtet. Daher ist der Gedanke naheliegend, daß der wesentliche Effekt des Magnetfeldes sich in einer Dämpfung der turbulenten Schwankungen bemerkbar machen wird und ein Ansteigen der Feldintensität die Eigenschaften der Strömung denen einer laminaren Fluidbewegung immer mehr angleichen sollte. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer Relaminarisierung der Strömung.

Erste experimentelle Untersuchungen turbulenter MHD-Kanalströmungen [11, 12] galten dem Widerstandskoeffizienten als Funktion der Magnetfeldstärke. Es stellte sich heraus, daß oberhalb eines kritischen Wertes des Parameterverhältnisses Ha/Re , welcher selbst von der Form des Kanalquerschnitts abhängt, die gemessene Abhängigkeit gut mit den von SHERCLIFF [13] getroffenen theoretischen Vorhersagen für das Verhalten einer laminaren Strömung übereinstimmt. Die Laminarisierung ist jedoch nicht vollständig. Auch für den Fall $Ha/Re > (Ha/Re)_{cr}$ konnte die Existenz deutlicher Geschwindigkeitspulsationen in der Strömung nachgewiesen werden [14, 15, 16].

2.3.1 Homogene MHD-Turbulenz bei kleinen Rm

Untersuchen wir nun den Einfluß eines Magnetfeldes der Form $\vec{B} = B_0 \cdot \vec{e}_{||} + \vec{b}$ (B_0 - äußeres Magnetfeld, \vec{b} - induzierte Magnetfeldstörung) auf ein homogen turbulentes Geschwindigkeitsfeld. Die weitere Erörterung beschränkt sich auf den Fall $Rm \ll 1$, d.h. $B_0 \gg |\vec{b}|$. Unter dieser Voraussetzung kann die Navier-Stokes-Gleichung auch folgendermaßen geschrieben werden [17]:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla \tilde{p}}{\rho} + \nu \Delta \vec{v} - \frac{\sigma B_0^2}{\rho} \Delta^{-1} \partial_{||}^2 \vec{v} \quad (2.25)$$

$$(\tilde{p} = p + \frac{B_0}{\mu_0} \vec{b} \cdot \vec{e}_{||})$$

Betrachtet man eine räumlich periodische Strömung der Form

$$\vec{v} = \vec{v}_0 e^{i\vec{k}\vec{r} + \gamma t}, \quad \tilde{p} = 0, \quad \vec{v}_0 \cdot \vec{k} = 0 \quad (2.26)$$

dann liefert das Einsetzen von (2.26) in (2.25) einen Ausdruck für die Abklingrate γ ,

$$\gamma = -\nu k^2 - \frac{\sigma B_0^2 k_{||}^2}{\rho k^2} \quad (2.27)$$

der auf den ersten Blick den wesentlichen Unterschied zwischen viskoser und der durch die elektromagnetischen Kräfte hervorgerufenen Joule-Dissipation deutlich macht. ALEMANY et

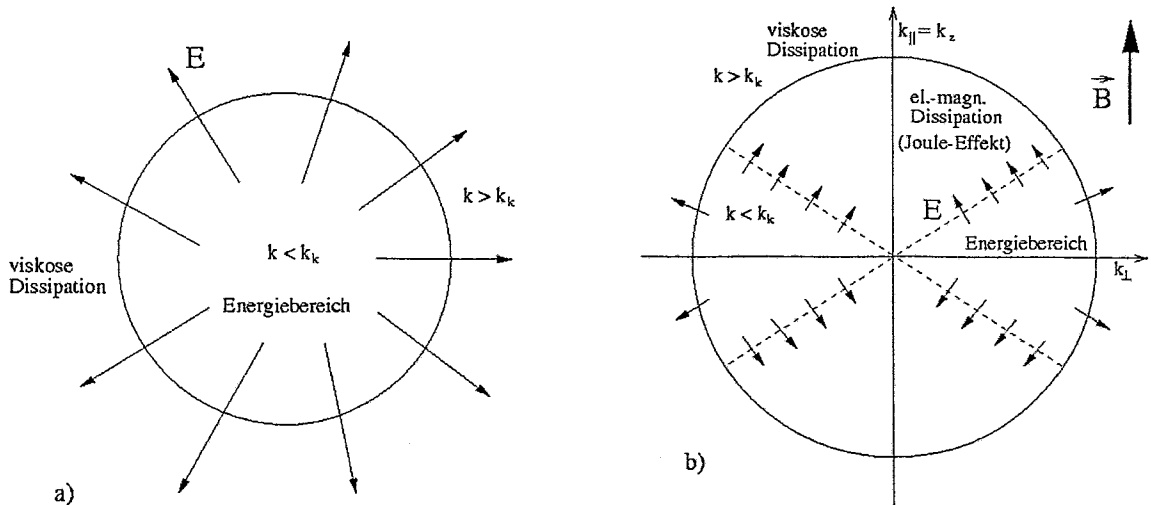


Abbildung 2.4: Energietransfer im Wellenzahlraum: Im Gegensatz zum Fall a) ohne Magnetfeld (ausschließlich radiale Energieübertragung von großskaligen auf kleinskalige Elemente) bewirkt im MHD-Fall b) die Existenz eines weiteren Dissipationsmechanismus' (Joule-Effekt) einen zusätzlichen Energietransport in azimuthaler Richtung (nach MOREAU [9])

al. [18] und SOMMERIA, MOREAU [19] beschreiben die Turbulenz im Magnetfeld als ein Gleichgewicht dieser beiden Mechanismen. Während die viskose Dissipation ihrem Wesen nach streng isotrop wirkt (Orientierung des Wellenzahlvektors spielt keine Rolle), werden durch den Joule-Effekt nur die Wirbel beeinflusst, deren Wellenzahlvektoren eine Komponente parallel zur Magnetfeldrichtung besitzen ($k_{\parallel} \neq 0$), d.h. die Wirkung der Lorentzkraft verschwindet für rein zweidimensionale Strukturen.

Ein Blick auf den Energietransfer im Fourier-Raum illustriert diese Tatsache. In der gewöhnlichen Turbulenz wird die turbulente kinetische Energie durch die Kolmogorovsche Energiekaskade von den großskaligen Wirbeln auf kleinskalige Elemente übertragen. Dies bedeutet, daß die Energie im k -Raum in radialer Richtung hin zu großen Werten von $|\vec{k}| = k$ transportiert und schließlich außerhalb einer Kugel mit dem Radius $k \approx \frac{1}{l_k}$ (l_k -Kolmogorovlänge) dissipiert wird (s. Abb. 2.4 a)). In Gegenwart eines Magnetfeldes dagegen entsteht ein zusätzlicher Energiefluß aus den Bereichen des k -Raumes mit $\frac{k_{\parallel}}{k} = \cos\theta \approx 0$ in die Regionen wo $\frac{k_{\parallel}}{k} = \cos\theta \approx 1$, wobei $\theta = \angle(\vec{k}, \vec{B}_0)$ (Abb. 2.4 b)). Eine Unterteilung des Fourier-Raumes in 3 Bereiche ist möglich [9]:

I Die Viskosität dominiert bei großen Wellenzahlen $k \geq k_k \sim \frac{1}{l_k}$.

II Im Innern eines Kegels, in dem $\cos\theta \approx 1$ gilt, führt die turbulente Bewegung zur Induktion elektrischer Ströme, deren Energie sich letztendlich in Joulesche Wärme umwandelt.

III Nach Ablauf einer bestimmten Anfangsphase (Joule-Zeit) verfügen nur die turbulenten Elemente noch über nennenswerte Beträge der kinetischen Energie, deren Wellenzahlen zwischen den Joule-Kegeln und innerhalb der oben bezeichneten Kugel liegen.

⇒ Eine turbulente Strömung eines leitfähigen Fluids in einem hinreichend starken Magnetfeld ist zwangsläufig anisotrop.

Zwecks Abschätzung der Relevanz der Dissipationsmechanismen im konkreten Fall erweist sich eine Gegenüberstellung der für die jeweiligen Prozesse typischen Zeitskalen als aufschlußreich. Im Falle einer Flüssigmetall-MHD-Strömung ist die den Energieverlust durch viskose Dissipation charakterisierende Zeit $\tau_v = \frac{l^2}{\nu}$ für die energiereichen Moden sehr groß (ca. 200 s für Wirbel der Größe 1 cm im Natrium) im Vergleich zur bereits erwähnten Joule-Zeit $\tau_j = \frac{\rho}{\sigma B_0^2}$ (ca. $5 \cdot 10^{-4}$ s für Natrium bei $B_0 = 0.5$ T). Die charakteristische Zeitskala für die nichtlineare Wechselwirkung in der gewöhnlichen Turbulenz wird als konvektive Zeitskala (in der englischsprachigen Literatur: turn-over-time) $\tau_{tu} = \frac{l}{u}$ bezeichnet. Die speziell auf der Grundlage der charakteristischen Wirbelgröße und -geschwindigkeit gebildeten Reynolds- und Stuart-Zahlen lassen sich dann wie folgt schreiben:

$$Re_l = \frac{\tau_v}{\tau_{tu}}; \quad N_l = \frac{\tau_{tu}}{\tau_j} = \frac{\sigma B_0^2 l}{\rho u} \quad (2.28)$$

Eine wichtige Rolle im Bild der MHD-Turbulenz spielt die Erkenntnis, daß die energiereichen Wirbel eine Streckung entlang der Richtung des Magnetfeldes erfahren. Das Verhältnis der Wirbelausdehnung parallel und senkrecht zum \vec{B} -Feld ist durch folgende Relation gegeben (s. dazu Anhang A):

$$\frac{l_{\parallel}}{l_{\perp}} \sim \sqrt{N_l} \quad (2.29)$$

Im Grenzfall $N_l \gg 1$ entstehen zweidimensionale Wirbelröhren im Sinne $\partial/\partial z \ll \partial/\partial x, \partial/\partial y$.

2.3.2 Der zweidimensionale Charakter der MHD-Turbulenz

Im Abschnitt 2.3.1 wurden unendlich ausgedehnte Turbulenzfelder betrachtet. Im Falle der Existenz von Begrenzungen senkrecht zum Magnetfeld (Hartmannwände) konnten SOMMERIA und MOREAU [19] zeigen, daß die Wirbelröhren immer senkrecht auf die Hartmannwände treffen, womit der Turbulenz die Konzentration der Energie in Wellenzahlen mit $k_{\parallel} = n\pi/2a$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) auferlegt wird. Man spricht von einer Quantisierung des Fourierraumes. Ein Zusammenhang zwischen der charakteristischen Länge l_{\perp} und der Kanalabmessung $2 \cdot a$ kann mittels folgender Ungleichung hergestellt werden:

$$k_{\perp} \leq \frac{\pi}{2a} \sqrt{N_l} \quad (2.30)$$

Im Fall hinreichend großer Stuart-Zahlen ($N_l \gg 1$) ist die Bedingung (2.30) nur durch Wellenzahlvektoren in der Ebene senkrecht zur Magnetfeldrichtung ($k_{\parallel} = 0$) zu erfüllen.

Die Anwesenheit von Hartmannwänden verhindert offensichtlich die Ausbildung rein zweidimensionaler Strömungsstrukturen. An den Enden röhrenförmiger Turbulenzelemente in Wandnähe ergeben sich damit immer Schließungsmöglichkeiten für die induzierten Ströme, entweder

über die Wand selbst, sobald diese elektrisch leitfähig ist, oder über die Hartmann-Schichten. Dies ist unmittelbar mit dem Auftreten der Joule-Dissipation der turbulenten Energie verbunden, die sicher im Fall elektrisch isolierter Wände am geringsten ist. Hier tritt ein linearer elektromagnetischer Reibungsterm (Hartmann-Effekt) auf, welcher ebenfalls durch eine typische Zeitskala charakterisiert werden kann:

$$\tau_{Ha} = \left(\frac{\rho}{\sigma\nu}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{a}{B_0} \quad (2.31)$$

In vielen Experimenten gilt $\tau_{Ha} \gg \tau_{tu}$. Unter diesen Bedingungen erfüllt die 2D-Turbulenz die Euler-Gleichung, d.h. Dissipationsprozesse spielen praktisch keine Rolle.

2.3.3 Eintrittseffekt und Turbulenzpromotoren

Mit dem Eintritt eines leitfähigen Fluids in ein Magnetfeld ist eine komplette Umstrukturierung der Strömung verbunden, sichtbar beispielsweise an der Herausbildung des M-förmigen Geschwindigkeitsprofils. Dieser sogenannte Eintrittseffekt bewirkt aber auch die Produktion von Turbulenz.

In einer Reihe von Experimenten an Kanalströmungen (siehe z. Bsp. LIELAUSIS [20]) zeigt die Turbulenzintensität als Funktion von Ha/Re folgendes typische Verhalten: Bei ansteigendem Magnetfeld sinkt die Turbulenzintensität zunächst deutlich ab, um nach dem Passieren eines Minimums wieder leicht anzusteigen [21]. Wird dagegen der Eintrittseffekt mittels geeigneter Maßnahmen komplett unterdrückt, nimmt die Intensität der Schwankungen weiter ab und verschwindet für große Verhältnisse Ha/Re [22]. Diese Beobachtung wird durch ein anderes Experiment von BRANOVER und GERSHON [24] bestätigt, in dem die Turbulenz in Folge einer Kanalverengung der Gegenstand der Untersuchungen war.

Ein weiteres Thema der zuletzt zitierten Arbeit ist u.a. der Einsatz sogenannter Turbulenzpromotoren zum Zweck der gezielten Anregung turbulenter Schwankungen. Im MHD-Fall können z. Bsp. mechanische Einbauten [23, 24, 25] oder Inhomogenitäten der Wandleitfähigkeit [26, 27] als Turbulenzpromoter fungieren. Der anisotrope Charakter der MHD-Turbulenz wird wiederum deutlich, wenn man den Effekt verschiedener Promoterkonfigurationen vergleicht. Eine einfache und wirkungsvolle Methode zur Turbulenzanregung besteht in der Installation von Zylinderstäben im Kanalquerschnitt. Befinden sich diese Stäbe dabei im Magnetfeld und sind parallel zu den Feldlinien angeordnet, wurde oberhalb der kritischen Magnetfeldstärke ein drei- bis vierfach höherer Wert der Turbulenzintensität gemessen als er für den Fall ohne Magnetfeld typisch ist [25]. Bei einem Gitter mit Stäben, deren Achsen zur Richtung des \vec{B} -Feldes senkrecht ausgerichtet sind, zeigt sich jedoch eine rasche Dämpfung der Intensität [25], da bei dieser Anordnung im Vergleich zum erst geschilderten Fall die Wirbel nicht bevorzugt mit gleicher Richtung von Drehachse und Magnetfeld erzeugt werden.

Als Schlußfolgerung dieses Abschnitts ergibt sich somit:

Werden in einer MHD-Kanalströmung in Abwesenheit von zusätzlich installierten Turbulenzpromotoren, signifikante turbulente Schwankungen für große Parameter Ha/Re ($> 2 \cdot 10^{-3}$ [21]) registriert, dann ist deren Ursprung auf den Eintrittseffekt zurückzuführen.

Kapitel 3

Experimentelle Ausrüstung

3.1 Die Natriumversuchsanlage NATAN

Im Rahmen einer Vorlauftforschung zu Problemen des Natriumkühlkreislaufes schneller Brutreaktoren wurde zu Beginn der 70er Jahre im damaligen Zentralinstitut für Kernforschung (ZfK) der DDR der Aufbau und die Inbetriebnahme mehrerer Natriumversuchsanlagen am Standort Rossendorf in Angriff genommen.

Der Schwerpunkt der in den 70er und 80er Jahren durchgeführten Arbeiten lag auf dem Gebiet Sicherheitstechnik natriumgekühlter Reaktoren, speziell wurden leistungsfähige Verfahren zur Leck- und Siededetektion entwickelt. Daneben liefen aber auch Materialuntersuchungen, die Erprobung geeigneter Löschmittel für Natriumbrände und nicht zuletzt die Entwicklung spezieller Meßverfahren für Natriumströmungen.

Seit 1991 werden im nun mittlerweile neugegründeten Forschungszentrum Rossendorf e.V. Untersuchungen zur Magnetohydrodynamik von Ein- und Zweiphasenströmungen durchgeführt. Als experimentelle Einrichtung steht dafür u.a. die Natrium-Test-Anlage NATAN zur Verfügung, welche in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden soll. Die ausführliche Beschreibung beschränkt sich auf die versuchsrelevanten Teststrecken. Für weitergehende Informationen sei auf [28] verwiesen.

3.1.1 Beschreibung des Versuchskreislaufs

Abbildung 3.1 zeigt ein Schema der Experimentieranlage NATAN. Zur Förderung des Flüssigmetalls kommt eine lineare elektromagnetische Induktionspumpe zum Einsatz, mit deren Hilfe Durchflußmengen bis zu $20 \text{ m}^3/\text{h}$ realisierbar sind. Dies entspricht einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 1.5 m/s . Der Kreislauf enthält neben der Pumpe einen Luftkühler, einen Ausdehnungstank, eine Kaltfalle zur Reinigung des Flüssigmetalls, ein Pluggingmeter zur Verunreinigungs kontrolle, zwei Sammelbehälter zur Natriumaufbewahrung sowie drei verschiedene Teststrecken zur Durchführung von Experimenten.

Der Ausdehnungstank und die Sammelbehälter, die einen freien Flüssigkeitsspiegel aufweisen, sind über Dampf fallen an ein Argon-Schutzgassystem angeschlossen. Das Volumen des gesamten Natriuminventars beträgt ca. 90 l . Die Arbeitstemperatur der Anlage liegt in der Regel zwischen 160 und 300°C . Die natriumführenden Anlagenteile werden elektrisch beheizt und sind mit Ni-CrNi-Thermoelementen ausgestattet, um eine Kontrolle der Temperatur zu

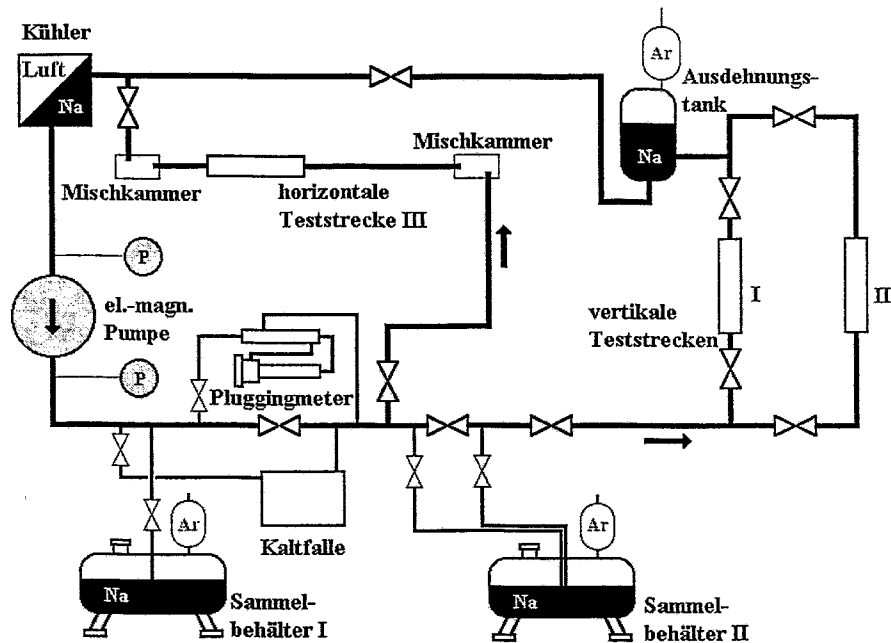


Abbildung 3.1: Schema der Natriumversuchsanlage NATAN

gewährleisten.

Die Bestimmung des Natrium-Volumenstromes erfolgt mit Hilfe eines induktiven Durchflußmessers. Speziell entwickelte Druckmeßgeräte erlauben die Bestimmung des Natriumdruckes, der dabei über einen pneumatischen Umformer an ein Ar-Gassystem übertragen wird.

Für die Experimente steht ein Elektromagnetsystem mit einer Polschuhfläche von $93 \times 320 \text{ mm}^2$ zur Verfügung. Bei einer Spaltbreite von 56 mm kann eine maximale Luftspaltinduktion von 0.45 T erreicht werden.

Zur Zeit sind an der Anlage eine horizontale und zwei vertikale Teststrecken installiert. Spezielle Adapter gestatten die Installation von Meßsonden, die entweder fest eingebaut oder beweglich gelagert sind. Diese Sonden sind mit Schrittmotorpositioniersystemen verbunden, so daß eine Bewegung der Sensoren fast im gesamten Kanalquerschnitt ermöglicht wird.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden an den Teststrecken I und III durchgeführt. Die ebenfalls in Abbildung 3.1 eingezeichnete Teststrecke II spielt in diesem Zusammenhang keine Rolle.

3.1.2 Die Teststrecke I

Der in Abbildung 3.2. dargestellte vertikale Testkanal ist aus rostfreiem Edelstahl mit einer Wandstärke von 5 mm gefertigt und besitzt einen rechteckigen Querschnitt von $45 \times 50 \text{ mm}^2$. Bezogen auf die elektrische Leitfähigkeit von Natrium bei 200°C ($\sigma_{\text{Na}} = 7,46 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega\text{m}}$) ergibt sich ein Wert für den Wandleitparameter von $c_w = 0.026$. Für die kleinste im Experiment eingestellte Hartmann-Zahl von 300 ($B=0.05\text{T}$) bedeutet dies ein Widerstandsverhältnis $R_{H\alpha}/R_w$

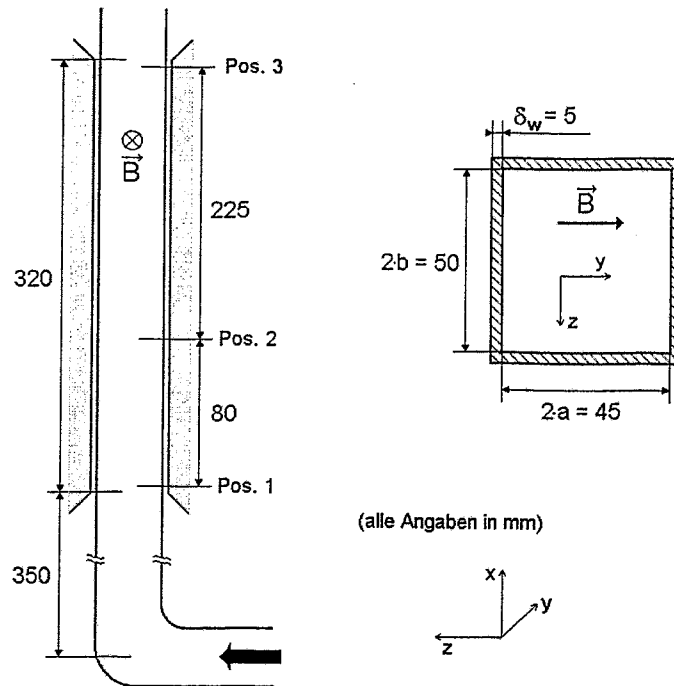


Abbildung 3.2: Skizze der vertikalen Teststrecke I

von 3.9, d.h. der Experimentator sieht sich mit dem Fall *leitfähiger Wände* konfrontiert. Ein Mangel der Teststrecke I besteht darin, daß sie keine umfassenden Modifikationen der experimentellen Konfiguration hinsichtlich der Einlauf- und der elektrischen Randbedingungen erlaubt, d.h. zum Beispiel keine Möglichkeit zur Installation von Honeycombs oder Wandinserts, was sich angesichts der bereits beschriebenen empfindlichen Abhängigkeit der Merkmale der sich ausbildenden Strömung vom Wandleitparameter c_w oder den Bedingungen am Eintritt in das Magnetfeld als nicht zu vernachlässigende Beeinträchtigung erweisen könnte. Außerdem ist die kurze Einlauflänge nach einer Strömungsumlenkung zu berücksichtigen (ca. 500 mm bis zum Beginn des \vec{B} -Feldes).

Deshalb gelten für alle in diesem Testkanal durchgeführten Messungen folgende Einschränkungen und Besonderheiten:

1. Der Eintritt der Strömung in das Magnetfeld verursacht zusammen mit den dicken, leitfähigen Kanalwänden die Herausbildung eines M-förmigen Profils der Na-Geschwindigkeit, das aufgrund der auftretenden Gradienten in Wandnähe als Hauptursache für die Entstehung von Turbulenz im Meßkanal anzusehen ist, sofern keine anderen Turbulenzpromotoren zum Einsatz kommen.
2. Angesichts der Situation der hohen Kanalwandleitfähigkeit ist mit einer starken elektromagnetische Dissipation der Turbulenz zu rechnen.

3. Es besteht die Möglichkeit des konvektiven Transports 3-dimensionaler Störungen, die von der Strömungsumlenkung ca. 500 mm stromaufwärts herrühren in den Meßabschnitt hinein. Allerdings ist zu erwarten, daß diese 3-dimensionalen Störungen bei den hier gewählten großen Ha -Zahlen ($Ha \geq 300$) rasch gedämpft werden.

An der beschriebenen Teststrecke fanden neben den Experimenten zum turbulenten Transport von Ar-Gasblasen auch die ersten Geschwindigkeitsmessungen mittels Zweidrahtpotentialsonden statt. Die Tolerierung der aufgezeigten Unzulänglichkeiten der experimentellen Anordnung hatte lediglich einen einfachen pragmatischen Grund. Am Beginn unserer Arbeiten zur MHD-Turbulenz stand nur die Teststrecke I in der beschriebenen Form zur Verfügung. Um die experimentellen Aktivitäten in einem akzeptablen Zeitrahmen voranzutreiben, war es vernünftig, parallel zu den ersten Messungen am Testkanal I eine neue Teststrecke zu konzipieren und aufzubauen, die erlaubt, diese Nachteile nach Möglichkeit zu überwinden. Die neue Teststrecke III wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

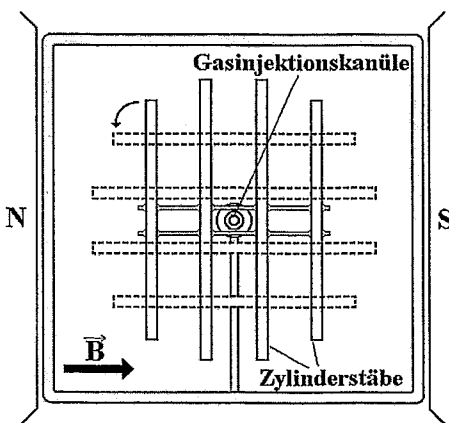


Abbildung 3.3: Dieses Gitter bestehend aus vier zueinander parallelen Zylinderstäben wurde bei Experimenten in der Teststrecke I zur Turbulenzanregung eingesetzt

Um Experimente auch mit Turbulenzpromoter im Testkanal I durchführen zu können, wurde ein Gitter bestehend aus 4 zylindrischen Stäben gebaut (Abb. 3.3). Die Zylinder sind rotierbar gelagert, so daß während des Experimentes die Möglichkeit besteht, die Stäbe zu drehen, um den Winkel zwischen Zylinderachsen und magnetischen Feldlinien beliebig zu verändern. Zwecks Gewährleistung der Beweglichkeit war allerdings eine Begrenzung der Zylinderlänge erforderlich mit der Konsequenz, daß nicht die gesamte Kanalbreite durch den Turbulenzpromoter ausgefüllt werden kann. In der Mitte des Gitters ist eine Kanüle angebracht, die eine Gasinjektion ca. 10 mm oberhalb der Gitterebene erlaubt. Die Zylinder besitzen einen Durchmesser von 2 mm und eine Länge von 35 bzw. 40 mm. Der Abstand zwischen den Stäben beträgt 5 mm. Der gesamte Einbau wurde aus Edelstahl gefertigt.

3.1.3 Die Teststrecke III

Parallel zu den ersten im Rahmen dieser Arbeit ausgeführten Meßreihen entstand die Teststrecke III. Sie ist speziell für die Untersuchungen zur MHD-Turbulenz konzipiert. Neben den umfangreichen lokalen Geschwindigkeitsmessungen sollen hier außerdem Messungen zu den Wärmetransporteigenschaften einer turbulenten MHD-Strömung durchgeführt werden.

Die in horizontaler Richtung verlaufende Teststrecke III ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Einlaufänge vor dem Eintritt in das Magnetfeld beträgt mindestens 2 m. Es besteht die Möglichkeit, zwei Segmente der Teststrecke auf einer Länge von jeweils 600 mm komplett aus der Anlage herauszunehmen. Damit ist eine hohe Flexibilität bzgl. der Ausrüstung des Meßkanals mit verschiedenen Einbauten zur Strömungsbeeinflussung gesichert. Das Magnetsystem

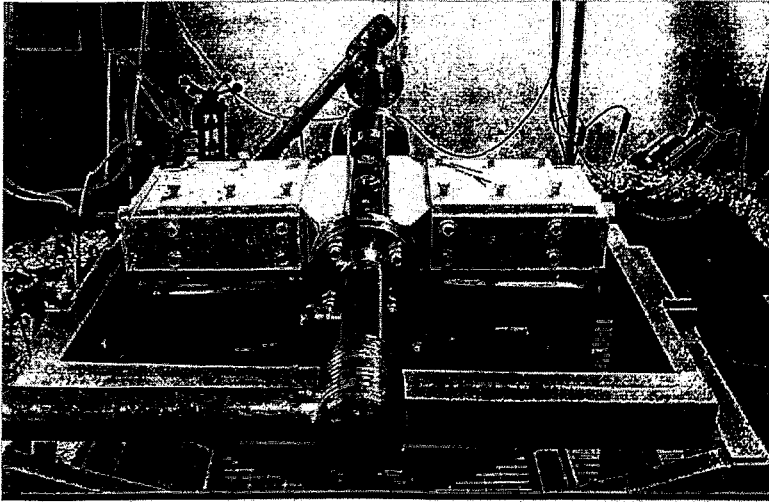


Abbildung 3.4: Die horizontale Teststrecke III mit Elektromagnet

kann entlang des Kanals verschoben werden.

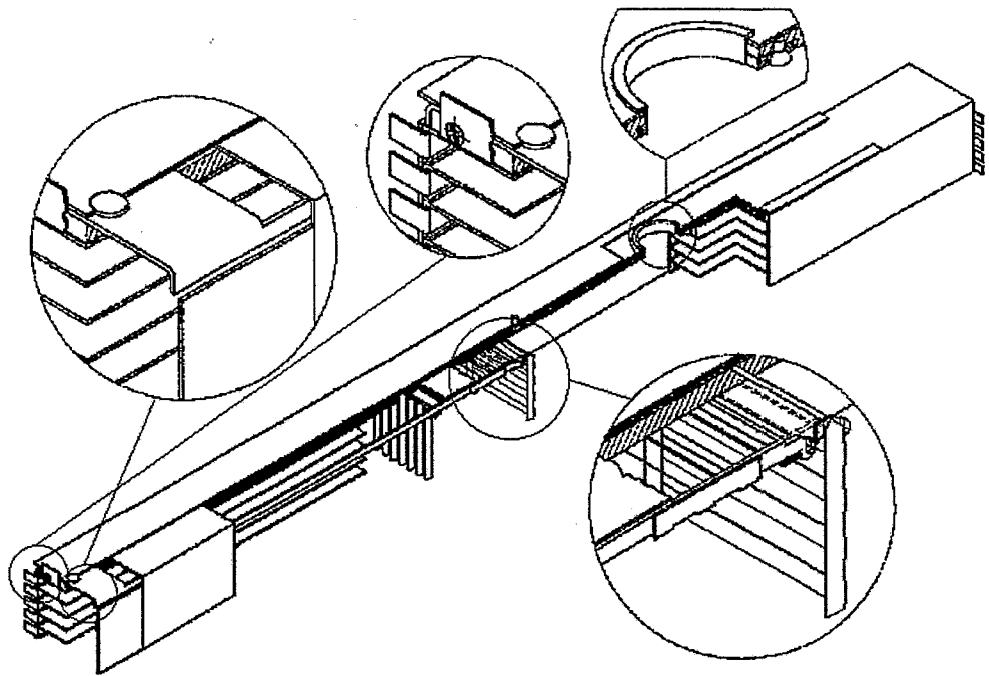
Der Strömungsquerschnitt ist quadratisch und besitzt eine Fläche von $44 \times 44 \text{ mm}^2$. Die Stärke der Kanalwand beträgt 3 mm. Das Konstruktionsmaterial ist rostfreier Edelstahl. Der hieraus resultierende Wert für den Wandleitparameter ergibt sich zu $c_w=0.016$.

In enger Zusammenarbeit mit dem Institut für Physik der lettischen Akademie der Wissenschaften in Riga-Salaspils wurden Kanaleinbauten für die Teststrecke III entwickelt und im Rigaer Institut gefertigt. Als Hauptziel stand dabei eine signifikante Absenkung der effektiven Wandleitzahl des Meßabschnitts sowie die Kontrolle der Strömung in den Endbereichen des Magnetfeldes, m.a.W. der Einfluß des Eintrittseffektes auf die zu beobachtenden Turbulenz soll minimiert und die Entstehung des M-Profiles der Geschwindigkeit verhindert werden. Die Reduzierung des Wandleitparameters führt darüberhinaus zu einer merklichen Verringerung der elektromagnetischen Dissipation der zweidimensionalen Wirbelstrukturen.

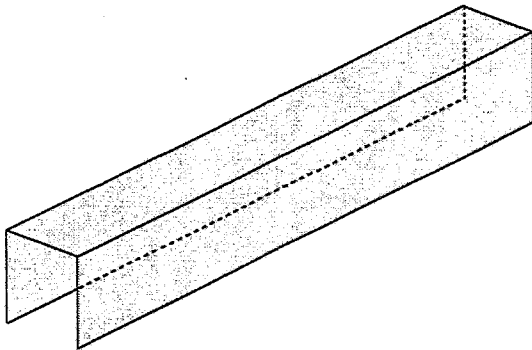
Kernstück des gesamten Ensembles ist eine U-förmige Innenwandverkleidung des Testkanals (Abbildung 3.5). Diese besteht aus zwei 0.2 mm dünnen Stahlblechen, zwischen denen eine elektrisch isolierende Schicht aus hochtemperaturbeständigen Lack aufgetragen wird. Mit einem speziellen Feinschweißverfahren werden die Bleche entlang der Kanten verschweißt.

Mit dieser Innenwandverkleidung reduziert sich die effektiv elektrisch leitende Wandstärke auf 0.2 mm, da die induzierten Ströme die isolierende Lackschicht nicht durchdringen können, um in die Kanalwand zu gelangen. Eine Schließung des Stromkreises ist dann nur über die Hartmann-Schichten und das innere Blech der Verkleidung möglich. Auf diese Weise erzielt man einen Wert der Wandleitzahl c_w von 0.0012. Das hat zur Konsequenz, daß für R_{Ha}/R_w der Wert 1 bei einer Ha -Zahl von ungefähr 1650 erreicht wird.

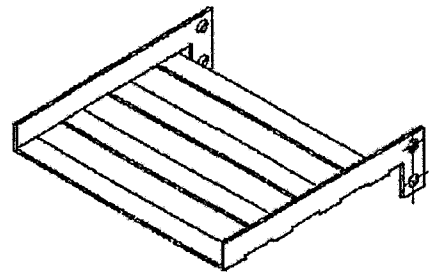
Die Stahlummantelung der Lackschicht macht sich wegen der chemischen Aggressivität des Natriums gegenüber dem Isolatormaterial erforderlich. Im Hinblick auf spätere Experimente zum Wärmeübergang von einer beheizten Kanalwand wurde bewußt diese U-Form der Verkleidung, die eine Seite offenläßt, gewählt, damit der Wärmeübergangskoeffizient an der beheizten Wand



a) Gesamtansicht des Ensembles



b) U-förmige Innenwandverkleidung



c) Streifengitter zur Turbulenzanregung

Abbildung 3.5: Zur Schaffung definierter Strömungsbedingungen wurde der Testkanal III mit diesen Kanaleinbauten ausgerüstet. Dabei dient die in b) dargestellte U-förmige Innenwandverkleidung zur Reduzierung des Wandleitparameters, und das in c) abgebildete Gitter zur Turbulenzanregung (genauere Erläuterungen im nebenstehenden Text)

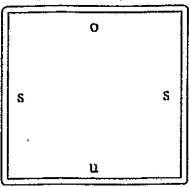
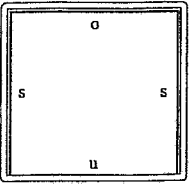
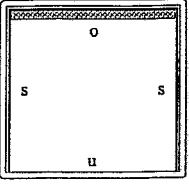
No.		Konfiguration	$c_{w,s}$, $c_{w,o}$, $c_{w,u}$	$\frac{u_{max,o}}{V}$, $\frac{u_{max,u}}{V}$
1		leerer Kanal (Wanddicke 3mm)	0.016, 0.016 0.016	3.63, 3.63
2		Kanal + U-förmigen Einschub	0.0012, 0.0012 0.016	1.25, 1.16
3		Kanal + Einschub + Cu-Platte	0.0012, 0.606, 0.016	1.09, 1.16

Tabelle 3.1: Vergleichsrechnungen nach dem Modell von SHISHKO und SIDORENKOV [29] für die relevanten Kanalkonfigurationen: Das Verhältnis von maximaler Geschwindigkeit in der oberen bzw. unteren Seitenschicht und mittlerer Geschwindigkeit V kann mit Hilfe der Einbauten drastisch reduziert werden.

nicht durch die zusätzliche Kanalinnenwand geprägt wird. Zudem ist bereits der U-förmige Einschub ausreichend, um eine Schließung der induzierten Ströme in der äußeren Kanalwand zu unterbinden. Die Seitenflächen des U liegen dabei an den Hartmann-Wänden.

Die Auswirkungen der Innenwandverkleidung auf das Geschwindigkeitsprofil wurden mit Hilfe eines von SHISHKO und SIDORENKOV [29] entwickelten Modells berechnet. Tabelle 3.1 zeigt einen Vergleich berechneter Geschwindigkeitsprofile bei unterschiedlichen elektrischen Randbedingungen hinsichtlich der Kanalwände.

Das Ensemble der Kanaleinbauten wird vervollständigt, durch

- zwei sogenannte Honeycombs zur Parallelisierung der Strömung in den Endbereichen des Magnetfeldes, die aus jeweils 5 einzelnen plättchenförmigen Einschüben zusammengesetzt werden. Diese Einschübe sind nach demselben 'Sandwich'-Prinzip wie die Kanalinnenwandverkleidung gefertigt, weil eine wichtige Bedingung für die Unterdrückung des M-förmigen Geschwindigkeitsprofils in der Verhinderung der sich in den Endzonen bildenden Stromschleifen besteht.
- eine 4 mm starke Kupferplatte mit einer Fläche von $600 \times 43 \text{ mm}^2$, die entlang der zum Magnetfeld parallelen Seitenwand innerhalb des U-Einschubs (s. auch Abb. 3.6) zwecks einer Homogenisierung der Verteilung der elektrischen Stromstärke angebracht wird. Hintergrund ist auch hier die Verhinderung der Ausbildung eines M-förmigen Profils der

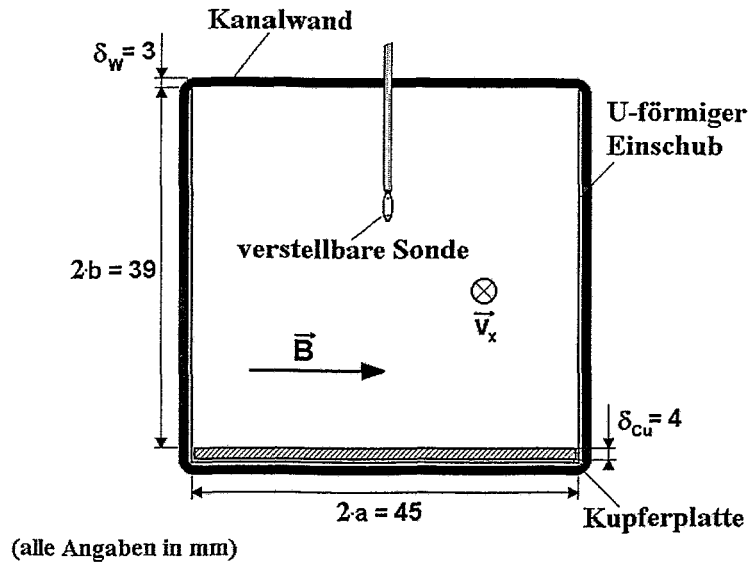


Abbildung 3.6: Strömungsquerschnitt der Teststrecke mit Innenwandverkleidung und Kupferplatte

Geschwindigkeit. Die gegenüberliegende Seite muß wiederum aus Gründen der Nichtbeeinträchtigung des Wärmeübergangs freibleiben. In Kauf genommen wird dabei eine Unsymmetrie der Anordnung. Wie aus Tabelle 3.1 ersichtlich, überwiegt in diesem Fall jedoch deutlich der Homogenisierungseffekt.

- ein Gitter bestehend aus 7 parallelen Kupferstäben ($\varnothing 3$ mm), die senkrecht zur Feldrichtung 65 mm nach dem Austritt der Strömung aus der ersten Honeycomb angeordnet sind, um die vom Nachlauf der Honeycomb herrührenden Störungen zu dämpfen.
- ein Streifengitter aus Edelstahl parallel zu den magnetischen Feldlinien, das 135 mm von der ersten Honeycomb entfernt stromabwärts installiert wird, mit dem Ziel der definierten Anfachung zweidimensionaler turbulenter Strukturen.

Dieses Konzepts der Strömungskonditionierung durch die Kanaleinbauten birgt leider auch einen nachteiligen Effekt in sich, der in einer Verkleinerung des effektiven Meßvolumens besteht, das nun lediglich noch eine Ausdehnung von etwa 135 mm in Strömungsrichtung zwischen Turbulenzpromoter und dem Beginn der zweiten Honeycomb aufweist. Dieser Umstand verhindert Beobachtungen des Abklingverhaltens der Turbulenz in größeren Abständen zum Turbulenzpromoter. Einer Vergrößerung steht aber letztendlich die räumliche Begrenzung des Magnetfeldes entgegen.

3.2 Meßtechnik und Datenerfassung

3.2.1 Leitfähigkeitsanemometer zur Messung der lokalen Geschwindigkeit

Das physikalische Prinzip des Leitfähigkeitsanemometers (oder einfach Potentialsonde) entspricht dem des elektromagnetischen Durchflußmessers. Die Funktionsweise des Anemometers wird vom Ohmschen Gesetz für bewegte Medien (Gl. (2.8)) beschrieben. Nimmt man an, daß die elektrische Stromdichte in guter Näherung vernachlässigt werden kann,

$$|\vec{j}| \ll \sigma |\vec{v} \times \vec{B}_0| \quad (3.1)$$

vereinfacht sich (2.8) in folgender Weise

$$\nabla \phi = \vec{v} \times \vec{B}_0 \quad (3.2)$$

Im Ergebnis ergibt sich zwischen der Potentialdifferenz U und der zum Magnetfeld orthogonalen Geschwindigkeitskomponente u die einfache Relation

$$u = \frac{1}{B_0} \frac{\Delta \phi}{\Delta z} = \frac{U}{l B_0} \quad (3.3)$$

Ist die oben vorgenommene Vernachlässigung von \vec{j} hinsichtlich realer experimenteller Bedingungen statthaft?

Bildet man die Rotation von (2.8), gelangt man zu nachstehender Beziehung

$$\frac{1}{\sigma} \nabla \times \vec{j} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}_0) = (\vec{B}_0 \cdot \nabla) \vec{v} \quad (3.4)$$

woraus folgt, daß in Abwesenheit von Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes in Richtung des aufgeprägten Magnetfeldes die Rotation der Stromdichte und damit auch die Stromdichte selbst verschwindet. Wie folgende einfache Abschätzung zeigt, ist diese Bedingung in der Realität im Kern einer Flüssigmetallkanalströmung bei großen Stuart-Zahlen erfüllt. Aus (3.4) ergibt sich mit Gleichung (2.29):

$$B_0 \partial_y \vec{v} \sim \frac{B_0 u}{l_{\parallel}} \sim \frac{B_0 u}{l_{\perp} \sqrt{N}} \rightarrow \frac{j}{\sigma} \sim \frac{B_0 u}{\sqrt{N}} = \frac{\nabla \phi}{\sqrt{N}} \rightarrow \text{d.h. bei Stuart-Zahlen von } N > 100 \text{ ist } \frac{|j|}{\sigma}$$

um mehr als eine Größenordnung kleiner als $|\nabla \phi|$.

Für große Hartmann-Zahlen existiert eine Proportionalität der induzierten Ströme zu $\frac{c_w}{c_w + 1}$ (c_w -Wandleitparameter). Im Falle einer MHD-Kanalströmung rechtfertigt somit die Bedingung $\frac{1}{Ha} \ll c_w \ll 1$ (d.h. nichtleitende oder dünne leitfähige Kanalwände) eine Nichtberücksichtigung von \vec{j} in Gleichung (3.2).

Dagegen ist eine Vernachlässigung der Stromstärke \vec{j} nicht möglich in Kanalströmungen mit einer hohen elektrischen Wandleitfähigkeit, in Bereichen mit starken Änderungen des Strömungsquerschnittes oder in Gegenwart von instationären Magnetfeldern.

Die Geometrie eines im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Sensors ist denkbar einfach. Die Elektroden sind in Form zweier Metalldrähte ($\varnothing 0.1 \text{ mm}$) an der Sondenspitze mit definiertem

Abstand $\Delta z = l$ senkrecht zu den magnetischen Feldlinien angeordnet. Als Isolationsmaterial dient eine Spezialkeramik, die gegenüber flüssigem Natrium resistent ist. Im allgemeinen kann das experimentelle Regime nicht als isotherm angesehen werden, da geringe Temperaturschwankungen des Flüssigmetalls nicht völlig vermeidbar sind. Aus diesem Grund wurden die Sondendrähte aus Alumel-Thermoelementdraht gefertigt, weil Alumel gegenüber Natrium ein geringes thermoelektrisches Potential besitzt und deshalb Thermospannungseinflüsse, hervorgerufen durch eventuelle Temperaturgradienten zwischen den Drahtspitzen, minimiert werden. Für den Einsatz dieses Sensortyps sprechen vier wesentliche Gründe:

1. Dieser Sensor verhält sich robust im flüssigem Natrium bei Temperaturen bis ca. 320°C .
2. Es existiert eine relativ einfache Beziehung zwischen dem Meßsignal und der Geschwindigkeit des Fluids.
3. Der Sensor läßt sich gut miniaturisieren, womit die Störungen der Strömung durch Einbringen der Sonde klein gehalten werden können.
4. Die Reaktion des Sensors auf Änderungen der Meßgröße ist unmittelbar und gewährleistet die Eignung für Fluktuationmessungen. (Der Nachweis, daß aus den Fluktuationssignalen der Potentialdifferenz tatsächlich auf die Geschwindigkeitsschwankungen geschlossen werden kann, erfolgte durch TSINOBER et al. [30])

Ein grundsätzlicher Nachteil des Meßprinzips, auf dem die Potentialsonde beruht, besteht darin, daß der Geschwindigkeit des Flüssigmetalls entsprechende Signale nur in Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes zustande kommen. Außerdem genügt ein einfacher Blick auf Gleichung (3.2), um einen weiteren Nachteil zu erkennen: Mit diesen Sensoren kann die Komponente der Geschwindigkeit in Richtung des Magnetfeldes nicht gemessen werden.

Vergleichsmessungen für den gewöhnlichen hydrodynamischen Fall wären prinzipiell mit Hilfe von Permanentmagnetsonden möglich [31, 32], deren Wirkungsweise ebenfalls auf dem Induktionsprinzip beruht. Allerdings stand eine genügend miniaturisierte Sonde dieser Bauart für die hier durchgeführten Experimente nicht zur Verfügung.

Weitere Arten von Sensoren zur Messung der *lokalen* Geschwindigkeit mit auf anderen physikalischen Prinzipien beruhender Wirkungsweise, die im flüssigen Natrium bei Temperaturen zwischen 200 und 300°C über einen längeren Zeitraum verlässlich arbeiten, sind bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht bekannt.

Die Wahl des richtigen Maßes der Distanz zwischen den Sondendrähten führt über einen Kompromiß. Einerseits sollten die Drahtspitzen im Interesse einer guten örtlichen Auflösung des Signals so nahe wie möglich beieinander stehen, zum anderen aber ist die Signalgröße direkt proportional zum Drahtabstand. Dieser darf also nicht zu klein gewählt werden, um gut auswertbare Signale auch im Bereich kleiner Magnetfelder und/oder Geschwindigkeiten zu garantieren.

Gleichung (3.3) gibt den lokalen Wert der Geschwindigkeit gut wieder, wenn der Abstand Δl zwischen den Elektroden genügend klein ist. Betrachtet man nun ein zeitlich schwankendes Signal, führt die Messung der Potentialdifferenz über die Distanz Δl im Vergleich zu einer idealen punktförmigen Messung zwangsläufig zu einer räumlichen Mittelung und damit zu einer Glättung des zeitlichen Signalverlaufs. Dieser Prozeß ist gleichbedeutend mit

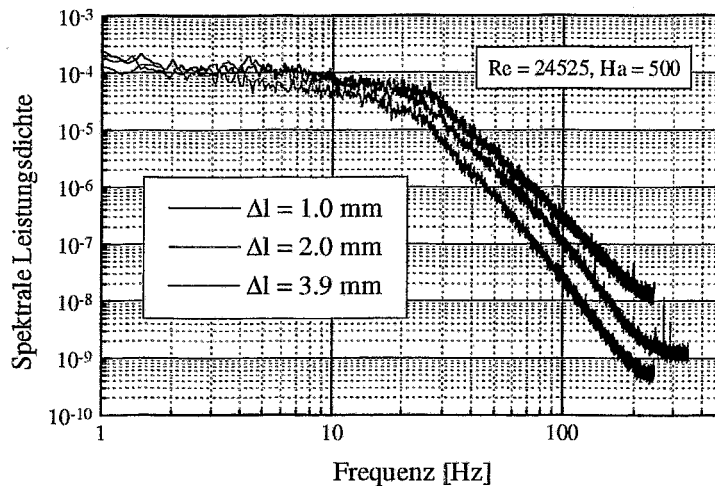


Abbildung 3.7: Mit einer Vergrößerung des Elektrodenabstandes zeigt sich unter gleichen experimentellen Bedingungen deutlich eine zunehmende Dämpfung des Signals speziell im Bereich großer Wellenzahlen k

einer Tiefpaßfilterung, d.h. einer Verkleinerung der zu messenden Spektraldichte bei entsprechend hohen Frequenzen bzw. Wellenzahlen. Dieser Einfluß ist bei der Auswertung unbedingt zu berücksichtigen, wenn die Ausdehnung der zu messenden turbulenten Strukturen die Größenordnung des Elektrodenabstandes erreicht.

Bevor im Kapitel 4 die Ergebnisse der Fluktuationsmessungen diskutiert werden, besteht deshalb die Notwendigkeit, noch einige Ausführungen zum Einfluß der Sensorgeometrie auf das Meßsignal voranzustellen.

Am Beginn der Untersuchungen erschien zunächst die Wahl des Elektrodenabstandes im Bereich von 2 bis 2.5 mm als ein guter Kompromiß zwischen dem Ziel einer akzeptablen Ortsauflösung und einer hinreichend großen Signalamplitude. Sonden mit diesem Drahtabstand wurden bei der ersten Meßreihe im Testkanal I (Abschnitt 4.2) eingesetzt. Abschätzungen und Vergleiche mit den ersten erhaltenen Spektren zeigten allerdings, daß der Einfluß der räumlichen Mittelung bis in den spektralen Trägheitsbereich hineinreicht.

Um diesen Sachverhalt genauer zu verifizieren, wurden Sonden mit Drahtabständen von 1, 2 und 3.9 mm präpariert und für einige Referenzmessungen unter gleichen Versuchsbedingungen mit identischen Parametern eingesetzt. Das Ergebnis ist überaus deutlich, wie die Gegenüberstellung der Spektren in Abbildung 3.7 zeigt. Dieser Einfluß läßt sich zwangsläufig an den ermittelten Exponenten des Abfalls der turbulenten Energie im Trägheitsbereich (Abb. 3.8) ersehen und zeigt sich darüberhinaus auch an den Werten der gemessenen Turbulenzintensitäten (Abb. 3.9).

Angesichts dieser Sachlage empfiehlt es sich also dringend, den Elektrodenabstand so klein wie möglich zu wählen. So wurden alle Messungen der zweiten Meßreihe im Testkanal III (Abschnitt 4.3) mit Potentialsonden durchgeführt, deren Drahtabstand max. 1 mm betrug. Allerdings stellt sich nun die Frage, wie groß denn dieser Abstand Δl maximal sein darf, um

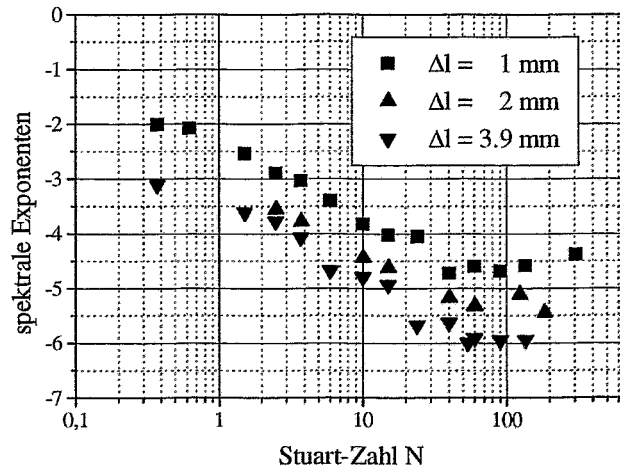


Abbildung 3.8: Zwangsläufig führt die von k abhängige Filterwirkung des Sensors zu einer Verfälschung der experimentell ermittelten Werte für die spektralen Exponenten. Der Inertialbereich des Energiespektrums erscheint um so steiler, je geringer die Ortsauflösung der Sonde

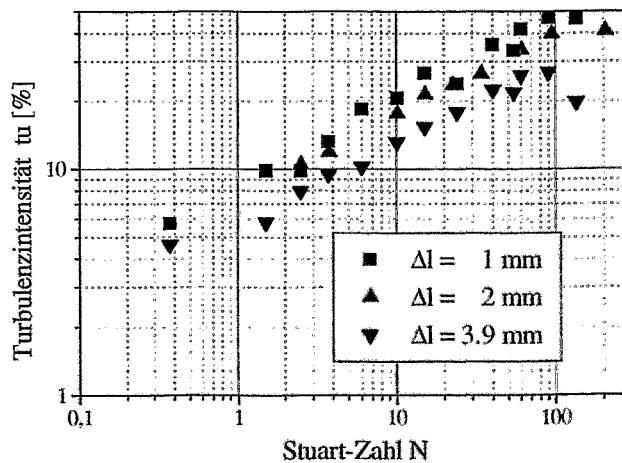


Abbildung 3.9: Der Einfluß des Elektrodenabstandes läßt sich auch an den gemessenen Werte der Turbulenzintensität nachweisen. Für die Sonde mit $\Delta l = 3,9 \text{ mm}$ ergeben sich deutlich kleinere Werte der Turbulenzintensität t_u

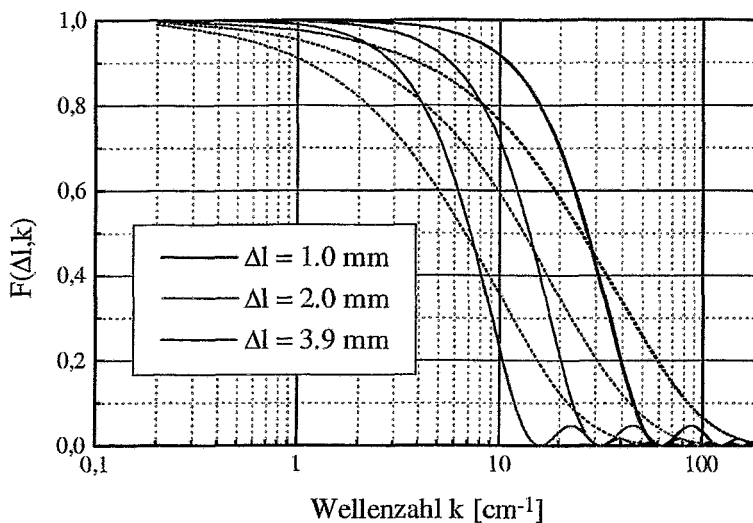


Abbildung 3.10: Berechnete Filterfunktion der Sonden für verschiedene Elektrodenabstände
 geschlossene Linie: entsprechend Beziehung (3.5)
 gestrichelte Linie: entsprechend Beziehung (3.6)

keine signifikante Signalverfälschung zuzulassen.

Einen möglichen Ausweg (oder besser ausgedrückt: eine Linderung) aus diesem Problem bietet die Einführung von Korrekturfunktionen, mit deren Hilfe der Dämpfungseinfluß des Meßumformers auf die Spektraldichten kompensiert werden soll. Aus einfachen Überlegungen heraus (Herleitung im Anhang B) kann die Filterwirkung des Sensors mit nachstehender Gleichung modelliert werden:

$$F_1(\Delta l, k) = \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta l k}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta l k}{2}\right)^2} \quad (3.5)$$

BOLONOV et al. [33] führten Turbulenzmessungen mit Potentialsonden durch, bei denen der Abstand der Elektroden zwischen Werten von 1.5 bis 20 mm variiert wurde. Im Ergebnis ihrer Untersuchungen schlugen die Autoren folgende spektrale Charakteristik des Leitfähigkeitsanemometers vor:

$$F_2(\Delta l, f) = \exp\left(-\frac{\Delta l f}{0.6\bar{u}}\right) \quad (3.6)$$

In Abb. 3.10 sind beide Funktionen in Abhängigkeit von der Wellenzahl k dargestellt, deren Reziproke die gesuchten Korrekturfaktoren für das gemessene Spektrum (die Kenntnis der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} im Meßpunkt vorausgesetzt) ergeben (Abb. 3.11), so daß die eigentliche Korrektur auf eine einfache Multiplikation im Fourierraum hinausläuft.

Ein Vergleich der Verläufe von F_1 und F_2 läßt signifikante Unterschiede hervortreten. Bei der Auswertung der Meßdaten wurden beide Korrekturfunktionen angewandt und die Resultate

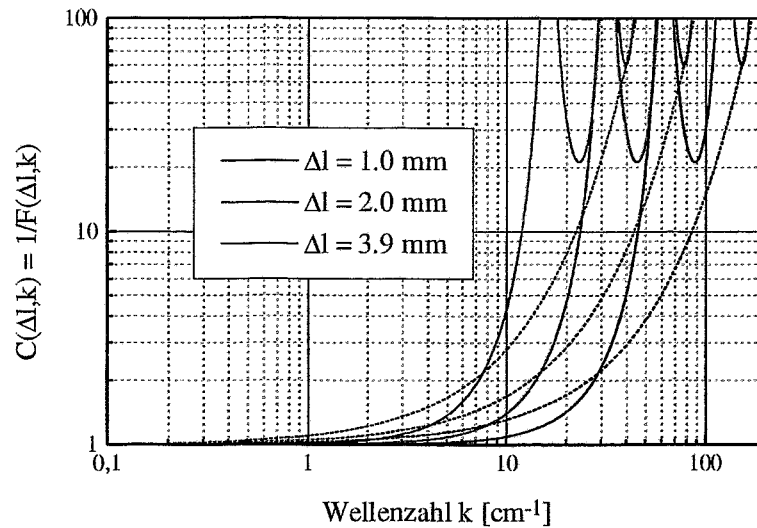
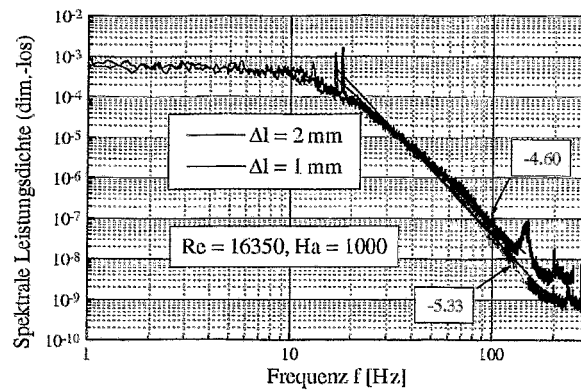


Abbildung 3.11: Berechnete Korrekturfunktionen für verschiedene Elektrodenabstände als Funktion der Wellenzahl k

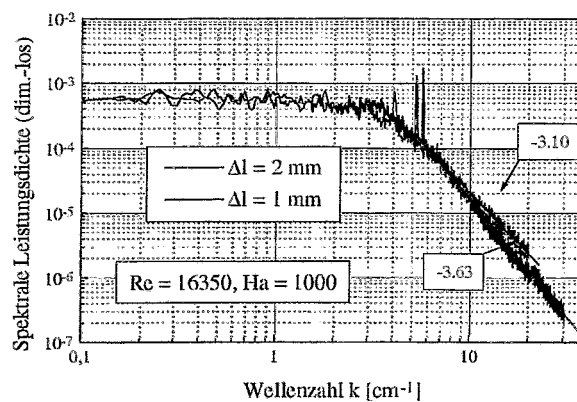
geschlossene Linie: entsprechend Beziehung (3.5)

gestrichelte Linie: entsprechend Beziehung (3.6)

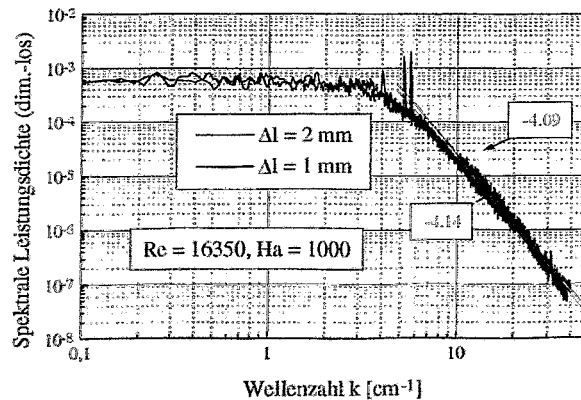
verglichen. Wünschenswert wäre, daß im Ergebnis der Korrektur Spektren, die mit verschiedenen Sonden unter gleichen experimentellen Bedingungen gemessen wurden, eine befriedigende Übereinstimmung zeigen. Der Vergleich konzentrierte sich auf die spektralen Exponenten. Es wurden im Falle der Beziehung (3.5) Abweichungen bis zu $\pm 20\%$ und im Falle der Beziehung (3.6) bis zu $\pm 5\%$ gefunden. Abbildung 3.12 zeigt hierzu ein Beispiel. Die Probleme dieser Korrekturverfahren liegen auf der Hand. Der Relation (3.5) liegt eine sehr einfache Betrachtungsweise zugrunde, die beispielsweise außer acht läßt, daß nicht nur die Bereiche des Fluids zwischen den Elektroden sondern, wie von KORSUNSKII [34] gezeigt, auch in unmittelbarer Umgebung der Sondenspitze einen Signalbeitrag liefern. Weiterhin ist ebenfalls das Vorhandensein eines gewissen Rauschanteils im Signal zu beachten, der relativ mit wachsender Frequenz zunimmt. Eine Korrektur des realen Signals, das sich aus der Summe von wahrem Meßwert und Meßfehler (Rauschen, Sondereinflüsse, ...) zusammensetzt, ist sicher nur sinnvoll, solange der Rauschanteil vernachlässigbar ist. So kann es in den Bereichen großer Wellenzahlen, in denen dann der Korrekturfaktor Werte etwa größer 100 erreicht, durch die Korrektur selber zu einer Überbewertung der spektralen Leistungsdichte kommen. Diese Bereiche müssen daher von der Auswertung ausgeschlossen werden. Zu diesem Zweck wählte der Autor folgende Vorgehensweise: Messungen ohne Magnetfeld dienten der Aufnahme einer Rauschcharakteristik des Signals. Die Korrektur der Spektren wurde dann bei Werten der Wellenzahl k abgebrochen, bei denen noch gewährleistet war, daß die spektrale Leistungsdichte des Rauschanteils mindestens eine Größenordnung unter der des Meßsignals (mit eingeschaltetem Magnetsystem) liegt. Festzuhalten bleibt, daß sich die mit verschiedenen Drahtabständen gemessenen Spektren mit Hilfe von Beziehung (3.6) zufriedenstellend ineinander überführen ließen. Aus diesem Grund



a) nicht korrigierte Spektren



b) korrigierte Spektren nach Beziehung (3.5)



c) korrigierte Spektren nach Beziehung (3.6)

Abbildung 3.12: Die Gegenüberstellung der Wirkung der Korrekturfunktionen für Sonden mit unterschiedlichem Elektrodenabstand zeigt eine im Rahmen der Meßgenauigkeit befriedigende Übereinstimmung im Falle von Beziehung (3.6), während nach Anwendung von (3.5) Abweichungen bis zu 20 % beobachtet werden

wurden alle im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Korrekturen der Spektren mit dieser Korrekturfunktion durchgeführt. Auf keinen Fall vergessen sollte man an dieser Stelle, daß keine Korrekturfunktion in der Lage sein wird, die aufgrund der Filterwirkung des Sensors im Signal verlorengegangene Information wirklich wiederzugewinnen. Dieses Verfahren kann lediglich ein Hilfsmittel sein, um allgemeine Signaleigenschaften qualitativ zu rekonstruieren. Zweckmäßiger wäre ohne Zweifel eine bessere Miniaturisierung der Sonden, was sich aber wie bereits diskutiert im konkret vorliegenden Fall nur schwer verwirklichen läßt. Bei Arbeiten im Nicht-MHD-Fall erlaubt die Verwendung anderer Fluide den Einsatz etwa von Hitzdrahtanemometern im Mikrometerbereich (s. z. Bsp. TABELING et al. [35]). Bei anderen Untersuchungen zur Turbulenz beispielsweise in Windkanälen stellt sich das Problem nicht in dieser Schärfe, da dort wesentlich größere turbulente Strukturen auftreten.

Bei der Signalauswertung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur Signalverstärkung werden sehr rauscharme Operationsverstärker des Typs MAX 427 verwendet. Dabei erfolgt die Verstärkung in zwei Stufen. In der ersten Stufe wird eine Grundverstärkung des Gesamtsignals mit Faktor 100 durchgeführt. Anschließend wird der Wechselanteil über einen Hochpaß ausgekoppelt und nochmals mit Faktor 100 verstärkt. Ein sich anschließender Tiefpaßfilter dient zur Unterdrückung von hochfrequenten Störsignalen. Das Frequenzband der Schaltung umfaßt den Bereich $0.1 \text{ Hz} < f < 400 \text{ Hz}$.

Die Messung des Signalgleichanteils erfolgte mit einem Digitalmultimeter DMM 2001 der Firma Keithley Instruments. Gleichzeitig wurde der Wechselanteil in Form von Datenrecords mit einer PC-Analog-Digitalwandlerkarte DAS 1601 der Firma Keithley Instruments erfaßt. Der Signalbereich der Karte im bipolaren Modus reicht von -10 V bis 10 V bei einer Auflösung von 12 bit. Mit einer Berücksichtigung des Signalvorverstärkungsfaktors von 10000 ergibt sich eine maximale Auflösung von $0.488 \mu\text{V}$. Dies entspricht einer maximalen Auflösung der Geschwindigkeit von rund 0.6 mm/s für eine Magnetfeldstärke von 0.4 T oder 2.4 mm/s für 0.1 T bei einem Elektrodenabstand von 2 mm . Im Falle eines Magnetfeldes von 0.4 T und einer mittleren Geschwindigkeit von 0.2 m/s ist ein Spannungssignal von ca. $160 \mu\text{V}$ zu erwarten.

3.2.2 Meßgrößen zur Charakterisierung der lokalen Eigenschaften der Turbulenz

Mit Hilfe der eingesetzten Leitfähigkeitsanemometer wird der zeitliche Verlauf eines Spannungssignals erfaßt. Die aus diesem Signal abgeleiteten und zu untersuchenden Meßgrößen sind

1. der zeitliche Mittelwert der axialen Geschwindigkeit
2. die aus dem Schwankungsanteil des Signals berechnete Turbulenzintensität
3. die spektrale Leistungsdichte

Die lokale Geschwindigkeit ergibt sich durch eine einfache Mittelwertbildung aus den M Einzelmeßwerten des Signalgleichanteils.

$$\bar{u}_{to} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M u_{to,m} \quad (3.7)$$

In den Darstellungen der Strömungsprofile werden die relativen Werte präsentiert, die sich aus der Division von \bar{u}_{lo} mit der aus der Stromrate abgeleiteten mittleren Querschnittsgeschwindigkeit u_q ergeben. Die Erfassung der Einzelmeßwerte $u_{lo,i}$ erfolgte mittels Digitalmultimeter im Rhythmus von 3 bzw. 5 s. Im Hinblick auf eine bessere Rauschunterdrückung wurden lange Integrationszeiten (200 μ s) gewählt. Die typische Gesamtmeßzeit pro Meßpunkt lag in der Größenordnung von einigen Minuten.

Zur Auswertung des Schwankungssignals wurden pro Meßpunkt in der Regel 5 Datenrecords mit Hilfe einer PC-gestützten Wandlerkarte digitalisiert und abgespeichert. Ein Datenrecord umfaßt dabei 65536 einzelne Meßwerte. Die gewählten Signalabtastraten lagen im Bereich zwischen 500 und 2000 Hz.

Die Turbulenzintensität wird auf das mittlere Signal bezogen und errechnet sich aus dem r.m.s. (root-mean-square)-Wert der Datenrecords, nachdem zuvor ein durch den Verstärker hervorgerufener Signalgleichanteil (Offset) subtrahiert wurde.

$$tu = \frac{u'_{lo}}{u_{lo}} \quad , \quad u'_{lo} = \left[\frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M (u_{lo,m} - \bar{u}_{lo})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

Die Berechnung der Powerspektren erfolgte nach folgendem Schema:

- (1) Aus den Datenrecords werden zusammenhängende Datensätze oder Ensembles zu jeweils 8192 Elementen mit einer Überlappung von 75% gebildet, so daß als Resultat 29 Ensemble pro Record entstehen.
- (2) Diese Datensätze werden offsetbereinigt und mit den entsprechenden Mittelwerten skaliert. Die Signalskalierung ist notwendig, um die Spektren auch bei verschiedenen Magnetfeldstärken oder Sonden mit unterschiedlichen Drahtabständen vergleichen zu können. Die resultierenden Fouriertransformierten sind deshalb dimensionslos.
- (3) Die Ensemble werden mit einem Hanning-Window multipliziert und anschließend fouriertransformiert.
- (4) Es wird über alle aus den 5 Datenrecords gebildeten Ensemble gemittelt.
- (5) Um den Einfluß der begrenzten räumlichen Auflösung des Sensors zu berücksichtigen, werden die Powerspektren unter Anwendung der Beziehung (3.6) korrigiert.
- (6) Eine Transformation des Spektrums vom Frequenz- in den k-Raum erfolgt mit Hilfe der Taylorhypothese $k = 2\pi f/\bar{u}$.

Gemäß dieser Vorgehensweise beträgt das effektive Zeitfenster ca. 4 s (Abtastrate 2 kHz) oder 16 s (Abtastrate 500 Hz) bei Gesamtmeßzeiten von ca. 3 bis 10 Minuten. Das bedeutet gleichzeitig eine Frequenzauflösung von 0.25 Hz bzw. 0.06 Hz.

3.2.3 Leitfähigkeitssonden zur Messung des lokalen Gasphasenanteils (void-Anteil), der Blasengeschwindigkeit und der mittleren Blasensehnenlänge

Der Einsatz von Leitfähigkeitssonden zur Bestimmung des void-Anteils oder Blasengröße bzw. -geschwindigkeit in Zweiphasenströmungen ist weit verbreitet. Voraussetzung für die An-

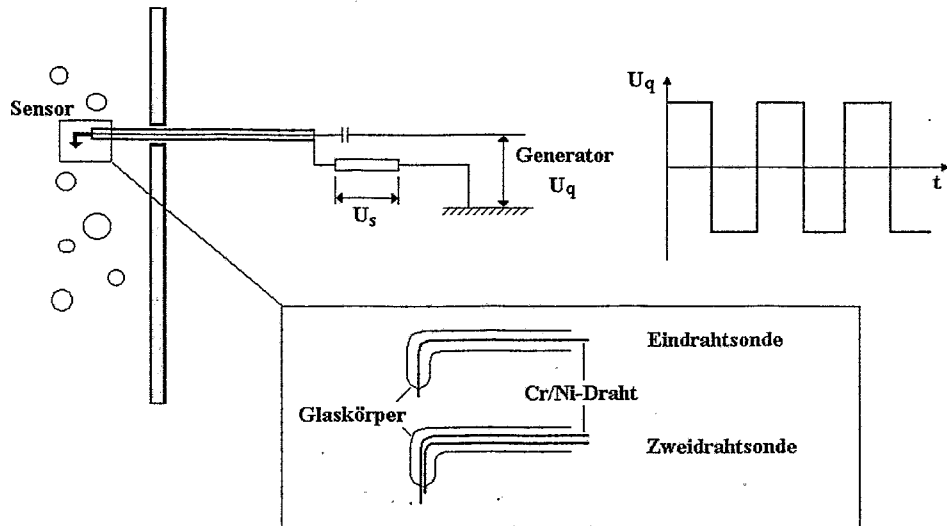


Abbildung 3.13: Meßprinzip Leitfähigkeitssonden zur Detektion des Gasphasenanteils

wendbarkeit des Meßverfahrens sind unterschiedliche elektrische Leitfähigkeiten von Gas und Flüssigkeit. Im Hinblick auf den Einsatz im Natrium sind speziell ausgeführte Sensoren erforderlich, die in der Umgebung des heißen Flüssigmetalls (ca. 200°C) ihre Funktion über einen für die Erfüllung der Meßaufgabe hinreichend langen Zeitraum aufrecht erhalten.

Die nadelförmigen Sensoren sind lokal arbeitende Meßfühler, deren leitfähige Spitze bestehend aus Cr/Ni-Draht ($\varnothing 0.1 \text{ mm}$) mit dem Strömungsmedium in direktem Kontakt steht. Um die Isolation gegenüber dem Hüllrohr der Sonde zu gewährleisten, wird der Meßdraht in einen Mantel aus Borsilikatglas eingeschmolzen. Während des Meßprozesses wird die Sonde zwecks Verhinderung elektrochemischer Alterung der Elektrode bzw. zur Vermeidung des Auftretens zusätzlicher Lorentzkräfte im Flüssigmetall-MHD-Fall mit einer rechteckförmigen Wechselspannung (1-10 kHz) beschalten (s. Abb. 3.13). Es fließt nun ein Sondenstrom über die Drahtspitze und das Fluid zur Gegenelektrode, die durch das Trägerrohr der Sonde oder die Kanalwände gebildet wird. Die Sonde detektiert den Kontakt mit der Gasphase durch eine Unterbrechung des Sondenstromes. Infolge der großen Unterschiede der elektrischen Leitfähigkeit von Flüssigmetall und Gas erhält man sehr scharfe, leicht zu verarbeitende Signale (Abb. 3.14). So bietet sich hier eine einfache Schwellwertmethode zur Phasenseparierung an.

Zweidrahtsonden zur Messung von Blasengeschwindigkeit und -sehnenlänge werden durch zwei in Strömungsrichtung unmittelbar hintereinander angeordnete Drähte (ca. 0.1 mm) realisiert, die den Kontakt mit einer Gasblase zeitlich versetzt registrieren. Während diese Zeitdifferenz Δt sowie die Blasenkontaktzeit t_b durch die Meßwerte geliefert werden, ist der Drahtabstand s mit Hilfe eines Lichtmikroskops auszumessen. Die Werte für Blasengeschwindigkeit v_b und Blasensehnenlänge s_b ergeben sich dann auf einfache Weise:

$$v_b = \frac{s}{\Delta t} \quad , \quad s_b = v_b \cdot t_b \quad (3.9)$$

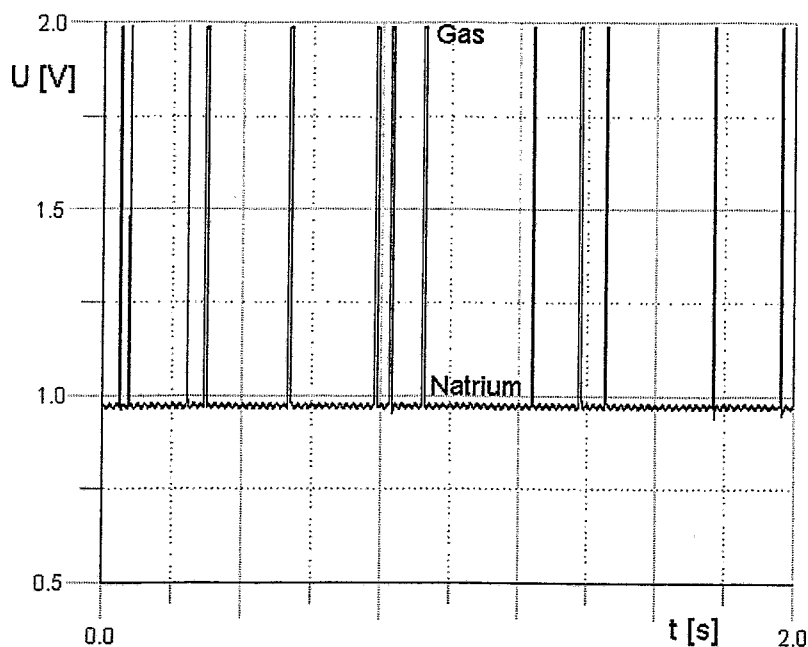


Abbildung 3.14: Typisches Meßsignal einer Eindrahtleitfähigkeitssonde in einer Natrium/Argon-Strömung, gekennzeichnet durch sehr steile Signalfanken

Die Wechselwirkung zwischen Blase und Sondenspitze ist selbstverständlich in höchstem Maße komplex und beeinflusst die Meßwerte um so gravierender, je geringer die Differenz zwischen Blasengröße und Abmessung der Sondenspitze ausfällt. Das Verhalten der Gasblasen an Sondenspitzen faseroptischer Sensoren wurde eingehend von CARTELLIER [36] untersucht. Mit einem Drahtdurchmesser von 0.1 mm lassen sich Gasblasen mit einem Durchmesser bis zu ca. 1 mm detektieren. Der gemessene void-Anteil ist also stets zu klein, falls sich eine wesentliche Gasmenge in Blasen < 1 mm konzentriert. Auf der anderen Seite kann es zu einer Überbewertung des void-Anteils kommen, wenn eine unvorteilhafte Form der Sondenspitze die Blasen signifikant abbremst und so zu unrealistisch langen Kontaktzeiten führt. Dieses Problem tritt in noch verschärfterer Form bei Geschwindigkeitsmessungen mit den Zweidrahtsonden auf. Verbunden mit weiteren Unwägbarkeiten wie z. Bsp. nichtaxialer Anströmung oder Deformation der Phasengrenzfläche resultiert daraus ein großer relativer Fehler des Meßergebnisses Gaskgeschwindigkeit ($\approx 20\%$). Ungeachtet dessen liefert auch die Zweidrahtsonde wertvolle Informationen über die Struktur der Zweiphasenströmung.

Der statistische Charakter der Zweiphasenströmung erfordert Meßzeiten zur Bestimmung des void-Anteils von etwa 200 - 300 s pro lokalem Meßpunkt, um den jeweiligen Meßwert mit einem relativen Fehler zwischen 2 und 10 % zu bestimmen. Bei der Messung der void-Verteilung im Kanalquerschnitt werden jeweils ca. 70 Meßstellen angefahren. Eine sich anschließende Interpolations- und Integrationsroutine liefert den für die Querschnittsfläche geltenden Wert des void-Anteils.

Eines der Hauptprobleme bei der Arbeit mit flüssigem Natrium ist die begrenzte Standzeit der lokalen Sensoren, die dem Flüssigmetall direkt ausgesetzt sind. Die Funktion der Sonde muß bei gleichbleibender Empfindlichkeit mindestens über einen Zeitraum von ca. 7.5 h gewährleistet sein, der ungefähr benötigt wird, um ein gesamtes Feld abzufahren und auszumessen. Um eine Verfälschung der Meßergebnisse durch Veränderungen der Sondenempfindlichkeit auszuschließen, wurden in regelmäßigen Abständen Referenzpunkte (gleiche Sondenposition, gleiche Strömungsparameter) ausgemessen. Parallel fanden umfangreiche Sondentests statt, um die Ursachen, die zum Ausfall oder einer Verminderung der Empfindlichkeit führen, näher zu untersuchen. Als der hauptsächliche Ausfallgrund konnten Mikrorisse im Glaskörper der Sonden vor allem in der Nähe der Spitze identifiziert werden, die im Natrium zu unerwünschten elektrischen Nebenschlüssen führen. Diese Materialdefekte entstehen bereits im Herstellungsprozeß der Sonden und prägen sich während des Einsatzes im Natrium weiter aus. Durch Modifikationen der Technologie konnte die Defekthäufigkeit wesentlich verringert und damit auch die Standzeit der Sonden mit reproduzierbaren Ergebnissen signifikant erhöht werden (ca. 40-60 h). Mit dem Einsatz spezieller Reißprüfverfahren ist zudem eine Kontrolle und Vorsortierung der produzierten Sondenkörper möglich geworden, die unnötige Ausfallzeiten zu vermeiden hilft. Die Meßwertaufzeichnung erfolgte mit Hilfe einer selbst entworfenen PC-Einsteckkarte, die folgendes leistet: Erzeugung der hochfrequenten Speisespannung für die Sonden, Regulierung des Abtastzeitpunktes, Analog-Digital-Wandlung des Signals und Übergabe der Datenrecords an die entsprechenden Auswertprogramme. Im Falle der void-Messung mit der Eindrahtsonde wurde das Signal mit einer Frequenz von 5 kHz abgetastet, während die Messung der Blasen- geschwindigkeit mit der Zweidrahtsonde eine Erhöhung der Abtastrate auf 40 kHz erforderte. Typische Blasenkontaktzeiten liegen etwa bei 20 ms, typische Laufzeitunterschiede im Falle der Geschwindigkeitsmessung bei einigen Millisekunden.

Kapitel 4

Lokale Eigenschaften einer turbulenten MHD-Einphasenströmung

Es ist bekannt, daß die lokalen Eigenschaften einer turbulenten MHD-Kanalströmung in starkem Maße durch die experimentellen Randbedingungen (elektr. Wandleitfähigkeit, Endeffekte im inhomogenen Magnetfeldbereich, etc.) geprägt werden. Variationen dieser Bedingungen durch die Installation von Kanaleinbauten im Strömungsquerschnitt ermöglichen einerseits eine wirkungsvolle Kontrolle wesentlicher Strömungsparameter, führen aber auf der anderen Seite zu einer erheblich komplexeren experimentellen Situation. Die in diesem Kapitel präsentierten Ergebnisse wurden im Rahmen zweier Meßreihen gewonnen, die hinsichtlich der experimentellen Bedingungen wesentlich voneinander abweichen und im weiteren Text zur Unterscheidung einfach als Versuchsreihen A und B bezeichnet werden.

Versuchsreihe A wurde in der Teststrecke I (Abschnitt 3.1.2) durchgeführt und ist durch eine äußerst einfache Kanalgeometrie gekennzeichnet. Unter den gleichen Bedingungen fanden auch die in den sich anschließenden Kapiteln vorgestellten Experimente zur MHD-Zweiphasenströmung statt.

Demgegenüber besteht der auffälligste Unterschied der Versuchsreihe B im Testkanal III im Vergleich zur Version A im Einsatz eines Ensembles von Kanaleinbauten mit dem Ziel einer Kontrolle wesentlicher Parameter wie Turbulenzgrad oder Geschwindigkeitsprofil der in den Meßbereich eintretenden Strömung. Detaillierte Untersuchungen zur Wirkung einzelner Bestandteile des Ensembles der verwendeten Einbauten auf die Eigenschaften der Strömung wurden nicht vorgenommen, sondern lediglich die Effizienz des Gesamtkonzeptes geprüft.

Bei beiden Meßreihen standen die lokalen Eigenschaften der MHD-Turbulenz im Nachlauf mechanischer Turbulenzpromoter im Mittelpunkt der Untersuchungen. Diese zur Turbulenzanregung benutzten Einbauten werden nachfolgend oft als Gitter bezeichnet und die resultierende turbulente Struktur dementsprechend als Gitterturbulenz. Es sei aber an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß diese Strömung nicht im strengen Sinne gleichzusetzen ist mit der üblicherweise ebenfalls als Gitterturbulenz bezeichneten isotropen Turbulenz im Nachlauf von Maschengittern beispielsweise in Windkanalexperimenten.

4.1 Versuchsreihe A: Einfacher Rechteckkanal mit Turbulenzpromoter

4.1.1 Experimentelle Parameter

Eine detaillierte Einschätzung der experimentellen Situation im Testkanal I ist im Abschnitt 3.1.2 nachzulesen. Zur Erinnerung nur soviel: Aufgrund der elektrischen Leitfähigkeit der Kanalwände und des Fehlens von Einbauten zur Beruhigung der Strömung hat man die Anwesenheit des M-förmigen Profils der Geschwindigkeit zu beachten.

Folgende Werte der typischen Strömungsparameter wurden gewählt:

Reynolds-Zahl $Re = 18600, 46500, 65100$ ($\bar{v}_{Na} = 0.2, 0.5, 0.7$ m/s)
Hartmann-Zahl $Ha = 300 \dots 2710$ ($B = 0.05 \dots 0.45$ T)
Stuart-Zahl $N = 1 \dots 400$

Die angegebenen dimensionslosen Kennzahlen basieren auf der Wahl der Kanalweite $2 \cdot a$ in Richtung des äußeren Magnetfeldes als typischer Längenskala.

Als Turbulenzpromoter kam das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Gitter zum Einsatz. Die Untersuchungen beschränkten sich im wesentlichen auf folgende 4 Konfigurationen:

- (a) Kanal ohne Turbulenzpromoter
- (b) Kanal mit eingebautem Gitter, Stäbe parallel zur Feldrichtung
- (c) Kanal mit eingebautem Gitter, Stäbe senkrecht zur Feldrichtung
- (d) Kanal mit eingebautem Gitter, Stäbe diagonal zur Feldrichtung

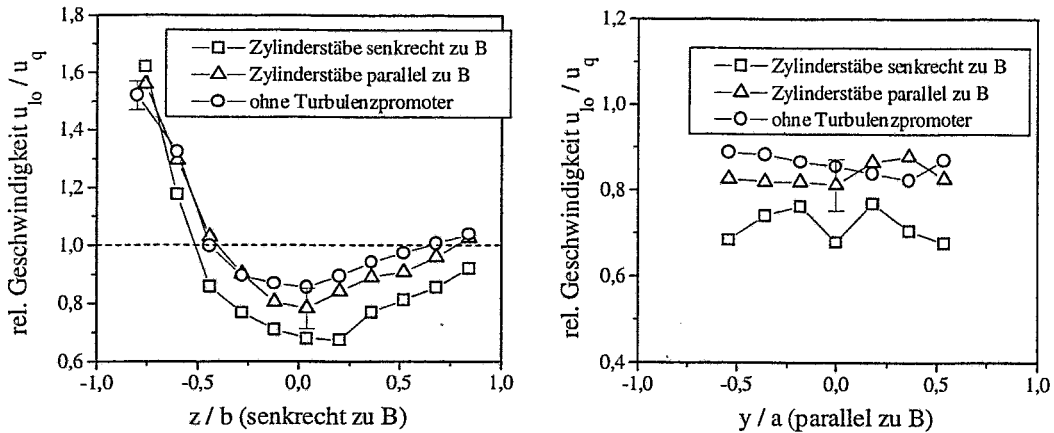
Es bestand die Möglichkeit, das Geschwindigkeitssignal in drei verschiedenen Abständen (80, 225 und 305 mm) stromabwärts vom Turbulenzgitter zu messen. In der Position 225 mm hinter dem Gitter konnte die Sonde mittels Stellantrieb während des Experimentes im Kanalquerschnitt bewegt werden, während der Sensor in den beiden anderen Distanzen in einem festen Punkt installiert wurde. Wenn im Text nicht ausdrücklich anders erwähnt, erfolgte der Sondereinbau stets in der Mitte des Strömungsquerschnittes.

Die Messungen fanden in einem Parameterbereich statt, in dem der globale Druckverlust bereits der rein laminaren Abhängigkeit folgt, was oberhalb eines kritischen Verhältnisses $(Ha/Re)_{cr}$ (siehe hierzu auch die empirische Beziehung (5.5) im nächsten Kapitel) gegeben ist. In unserem Fall beträgt der kritische Wert $Ha/Re \cdot 10^{-3}$, m.a.W. eine Reynolds-Zahl von 65100 erfordert mindestens eine Hartmann-Zahl von etwa 390. Diese erste Abschätzung läßt für die Messungen einen signifikanten Einfluß des Magnetfeldes auf die turbulenten Strukturen erwarten.

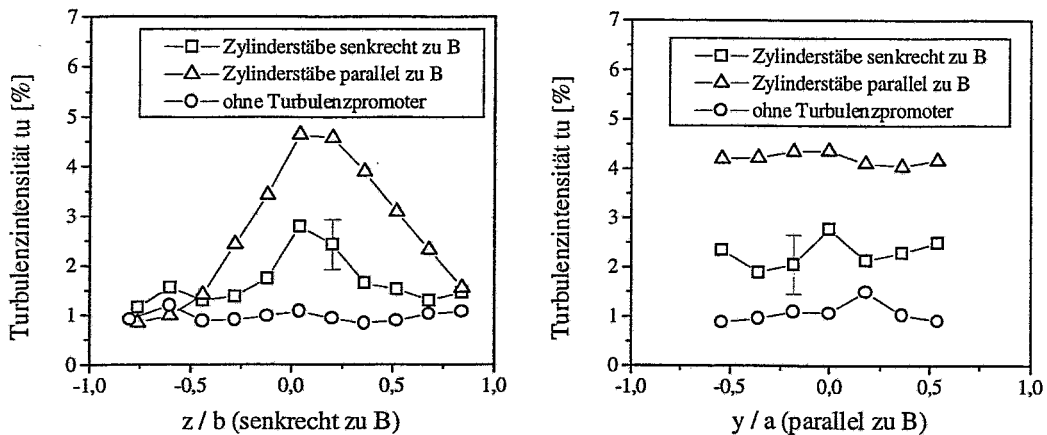
4.1.2 Profile der Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität

Eine Auswertung der Profile von Geschwindigkeit und Turbulenzintensität soll erste wichtige Informationen über die Strömungsstruktur und die Gebiete, in denen die Turbulenz entsteht, liefern.

Die Profile der Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung und der dazugehörigen Turbulenzintensitäten für die drei Konfigurationen ohne Turbulenzgitter, bei eingebautem Gitter



a) lokale Geschwindigkeitsprofile



b) Profile der Turbulenzintensität

Abbildung 4.1: Die gemessenen Profile der lokalen Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität (für $Re = 46500$ und $Ha = 1505$ zeigen deutlich in a) die Gegenwart des M-förmigen Geschwindigkeitsprofils und in b) ein Maximum des Turbulenzgrades im Kern der Strömung für den Fall, daß ein Turbulenzpromoter mit parallel zum Feld ausgerichteten Stäben installiert ist

mit parallel zum Magnetfeld ausgerichteten Stäben sowie mit einer Ausrichtung der Stäbe senkrecht zum Magnetfeld sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Die Profile wurden jeweils entlang der Mittellinien des Kanalquerschnitts in y - und z -Richtung bei einer Reynolds-Zahl von 46500 und einer Hartmann-Zahl von 1505 gemessen. Die Sonde befand sich in einem Abstand von 225 mm zum Turbulenzgitter.

Der Einfluß des \vec{B} -Feldes auf die Geschwindigkeitsverteilung ist offensichtlich. Senkrecht zur Feldrichtung zeigt sich das zu erwartende M-Profil der Geschwindigkeit. Nicht ganz klar ist der Ursprung der beobachteten Unsymmetrie, die vermutlich auf die Strömungsumlenkung vor Beginn der Teststrecke zurückzuführen ist. Entlang der magnetischen Feldlinien findet man ein relativ glattes Geschwindigkeitsprofil. Zwischen den drei untersuchten Anordnungen treten keine nennenswerten Unterschiede zutage.

Die Anwesenheit des Turbulenzpromoters hinterläßt dagegen deutliche Spuren in der Verteilung der Turbulenzintensität. Im Gegensatz zur nahezu gleichbleibenden Turbulenzintensität im Kanalquerschnitt im Falle des fehlenden Gitters, zeigt sich im Nachlauf des Gitters in z -Richtung ein Maximum in der Kanalmitte, das am stärksten ausfällt, wenn die Zylinderachsen parallel zu den Magnetfeldlinien verlaufen. Auf der Linie in y -Richtung bleibt dagegen der Grad der Turbulenz über die gesamte Kanalbreite jeweils auf einem konstanten Niveau.

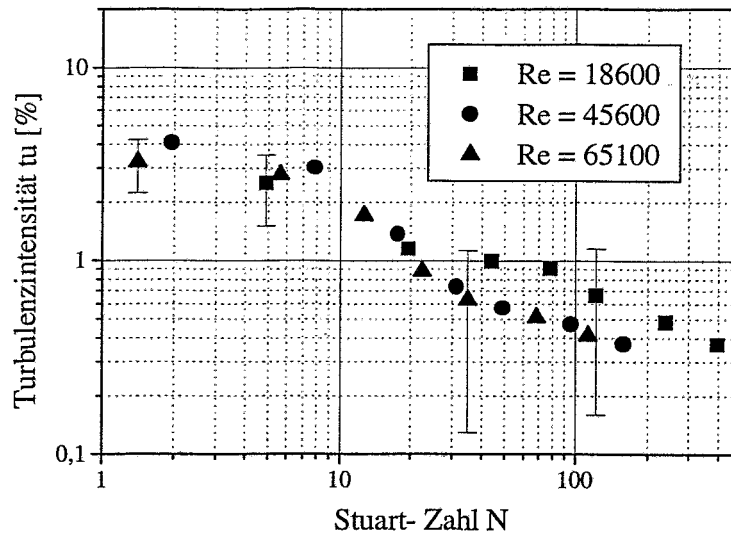
Wie bereits mehrfach erwähnt, liegt in diesem Experiment eine Superposition der Turbulenzproduktion zum einen durch die Gitterumströmung und andererseits durch die Gradienten der Geschwindigkeit in den wandnahen Scherschichten vor. Die Messungen offenbaren eine deutliche Beeinflussung des Turbulenzprofils durch den Promoter, während gleichzeitig keine erhöhte Intensität der Fluktuationen in Wandnähe festgestellt werden kann. Dieser Umstand läßt auf eine klare Dominanz der Gitterturbulenz in der Strömung schließen.

4.1.3 Turbulenzintensität als Funktion des Wechselwirkungsparameters N

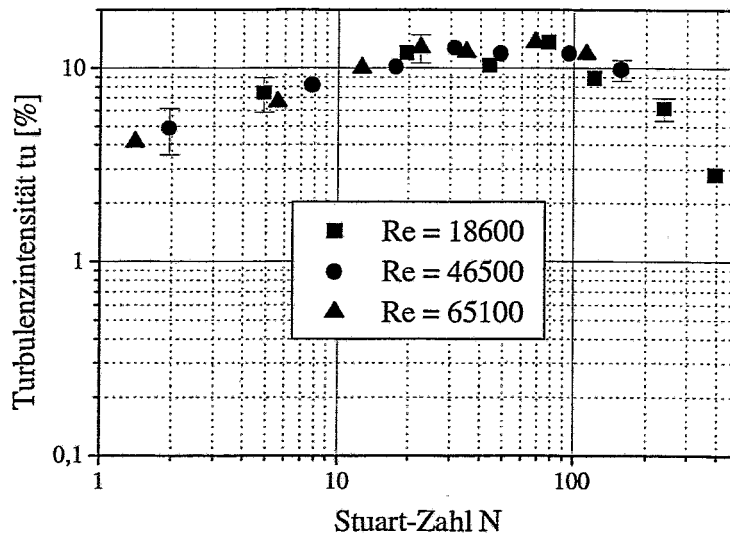
In einem nächsten Schritt gilt unser Interesse der Abhängigkeit der Turbulenzintensität von der Stärke des angelegten Magnetfeldes. Die entsprechenden Messungen wurden in einem Abstand von 80 mm ($x_s/d_{\text{zyl}} = 40$) zum Turbulenzgitter durchgeführt. Die Sonde war in der Kanalmitte positioniert.

In den Abbildungen 4.2 a)-d) ist der Turbulenzgrad t_u über der Stuart-Zahl N für die 4 zu untersuchenden Konfigurationen aufgetragen worden. Bei einem Verzicht auf den Einbau des Gitters (Abb. 4.2 a)), liegen die gemessenen maximalen Turbulenzintensitäten bei ca. 3 - 4 % für Stuart-Zahlen der Größenordnung 1. Eine Erhöhung der Magnetfeldstärke geht einher mit einem raschen Absinken der Turbulenzintensität unter 1 %. Die Situation ändert sich grundlegend mit der Anwesenheit eines Turbulenzpromoters, wobei zusätzlich die Ausrichtung der Zylinderstäbe bzgl. der Magnetfeldrichtung das Ergebnis erwartungsgemäß beeinflusst. Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 geschildert, gilt die Konfiguration mit den Zylindern parallel zu den Feldlinien als die optimale Variante im Hinblick auf die Ausbildung von quasi-2D-Turbulenz. Dementsprechend sind in Abb. 4.2 b) maximale Turbulenzgrade von ca. 14 % zu beobachten. Dabei findet man ein Anwachsen der Turbulenzintensität mit steigendem \vec{B} -Feld beginnend mit Werten um die 4 % bei kleinem N bis zu einem Maximum bei $N \approx 70$. Eine weitere Erhöhung der Stuart-Zahl bewirkt eine Dämpfung der Turbulenz.

Betrachten wir weiter das Verhalten der Turbulenzintensität für die Fälle, daß die zylindrischen

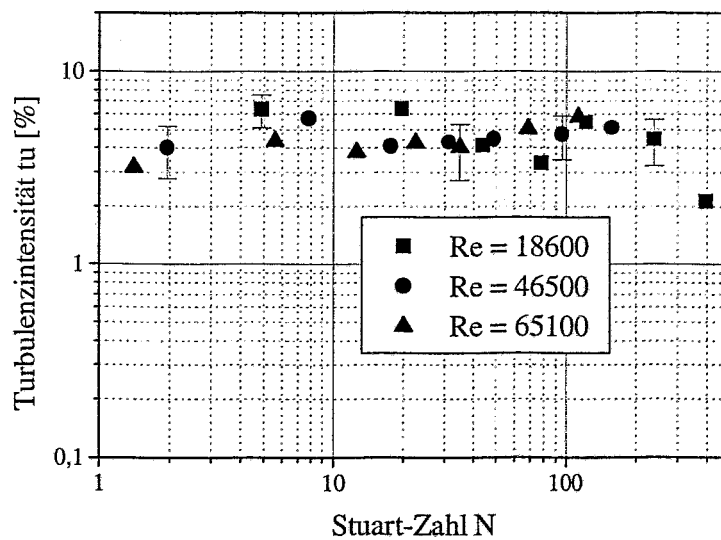


- a) Kanal ohne Turbulenzpromoter:
monotones Absinken der Turbulenzintensität mit wachsendem N,
 $t_u \leq 1\%$ für $N > 20$

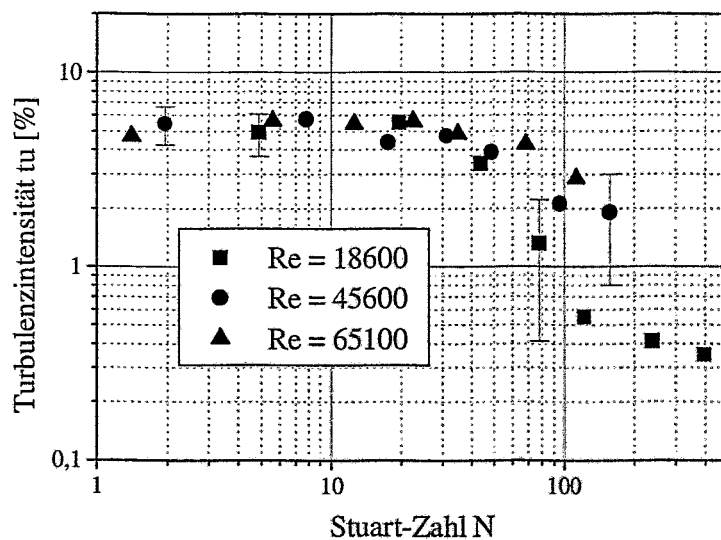


- b) Kanal mit Turbulenzpromoter, Gitterstäbe parallel zum Feld:
Anstieg der Turbulenzintensität mit der Stuart-Zahl bis $N \approx 70$,
maximal gemessener Wert von t_u bei etwa 14%

Abbildung 4.2: Meßwerte der Turbulenzintensität als Funktion der Stuart-Zahl N



- c) Kanal mit Turbulenzpromoter, Gitterstäbe senkrecht zum Feld:
Werte von t_u um 5 % fast im gesamten Parameterbereich N



- d) Kanal mit Turbulenzpromoter, Gitterstäbe diagonal zum Feld:
Turbulenzintensität zunächst um 5 %, deutliches Abklingen von t_u bei einer Erhöhung der Stuart-Zahl auf Werte von $N > 30$

Abbildung 4.2: Meßwerte der Turbulenzintensität als Funktion der Stuart-Zahl N

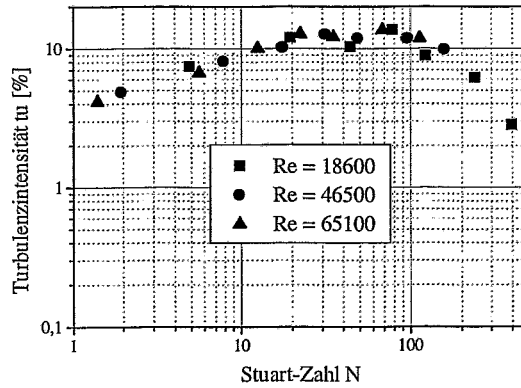
Stäbe senkrecht (Abb. 4.2 c)) bzw. diagonal (Abb. 4.2 d)) zur Feldrichtung stehen. In beiden Situationen ergeben sich im Bereich kleiner und mittlerer Stuart-Zahlen ($N \leq 30$) Turbulenzgrade um 5 %. Hinsichtlich des Einsetzens einer deutlichen Dämpfung bei wachsender Stuart-Zahl (für $N > 100$ im Fall c) und $N > 30$ im Fall d)) sind allerdings merkbare Unterschiede zu konstatieren. Im Gegensatz zu dieser Beobachtung sollte aber gemäß den Vorstellungen über die Wirbelbildung am Turbulenzgitter bei einer senkrechten Ausrichtung des Gitters zum Magnetfeld im Vergleich zur diagonalen Konfiguration ein stärkeres Abklingen der Fluktuationen zu erwarten sein, da im letzteren Fall die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung quasi-zweidimensionaler Wirbel in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld größer erscheint. Erklären läßt sich dieser Widerspruch vermutlich mit der Konstruktion des verwendeten Turbulenzpromoters (s. auch Abb. 3.3). Die parallele Anordnung der 4 Zylinderstäbe erfordert die Befestigung auf zwei Querstreben. Diese haben zwar einen geringeren Durchmesser (0.3 mm) als die Gitterstäbe, eine Generation von Wirbeln mit Achsen parallel zu \vec{B} an diesen Querstreben im eigentlich senkrechten Fall ist allerdings nicht auszuschließen.

Für den parallelen Fall wurde die Messung der Turbulenzintensität an Abständen von 225 mm bzw. 305 mm hinter dem Turbulenzpromoter wiederholt. Die Abbildung 4.3 zeigt eine Gegenüberstellung der Ergebnisse. Die Kurven offenbaren Unterschiede nicht nur in der Höhe der gemessenen Turbulenzgrade sondern vielmehr auch in Ihrem qualitativen Verlauf. Ergänzt wird dies durch eine etwas andere Darstellung der Ergebnisse in Abbildung 4.4, die die relativen Werte der Turbulenzintensität (bezogen auf den jeweiligen Wert bei $x = 80$ mm) an den drei Meßpositionen mit den verschiedenen Stuart-Zahlen als Parameter zeigt.

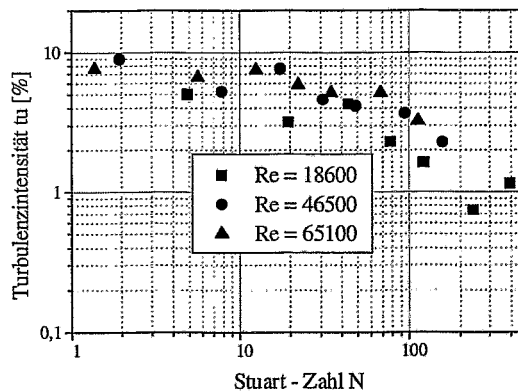
Wir wollen nun versuchen, die gegebene experimentelle Situation mit Hilfe einfacher Abschätzungen zu charakterisieren. Ein Blick auf die typischen Zeitskalen offenbart uns, welche Mechanismen die Entwicklung der turbulenten Strömung bestimmen. Für einen Wirbel der Größe von 1 cm ergeben sich bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 0.2 m/s und einem angelegten Magnetfeld von 0.2 T beispielsweise folgende Werte (s. S. 22 und 23 bzgl. Def. der Zeitskalen):

$$\tau_j \approx 3ms \quad , \quad \tau_{tu} \approx 50ms \quad , \quad \tau_{Ha} \approx 1.7s$$

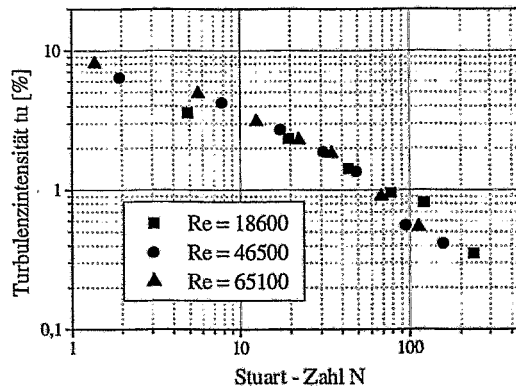
Für den größten Teil des Parameterbereiches läßt sich verallgemeinern: $\tau_j \ll \tau_{tu} \ll \tau_{Ha}$. Lediglich im Fall kleiner Magnetfelder bei gleichzeitig hohen Geschwindigkeiten (z. Bsp.: $B = 0.05$ T, $\bar{v}_{Na} = 0.7$ m/s) liegt der Wechselwirkungsparameter N_l in der Größenordnung 1. Das bedeutet: Beim Prozeß der Turbulenzgenerierung wirkt der Joule-Effekt unmittelbar. Dabei werden die Elemente, deren Wirbelstärkevektoren nicht in Richtung der Feldlinien zeigen, sofort durch die elektromagnetische Kraftwirkung gedämpft. Angesichts der Tatsache, daß mit einer Zeitkonstante τ_j im Millisekundenbereich die entsprechende Transportlänge bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von max. 0.7 m/s nur bei einigen mm liegt, ist mit Sicherheit davon auszugehen, daß bereits an der ersten Meßstelle praktisch nur die vom Gitter ausgehenden quasi-zweidimensionalen Störungen registriert werden. Diese quasi-zweidimensionalen Wirbel unterliegen der im Abschnitt 2.3.2 erläuterten Hartmann-Reibung, die für das in Abbildung 4.3 zu beobachtende Abklingverhalten verantwortlich sein dürfte. Die τ_{Ha} entsprechenden Transportlängen im untersuchten Geschwindigkeitsbereich liegen in der Größenordnung von einigen 100 mm. Dieser elektromagnetische Dämpfungsmechanismus hängt linear von der Intensität des Magnetfeldes ab, womit das stärkere Abklingen der Turbulenzintensität bei den hohen Werten von Hartmann- bzw. Stuart-Zahl erklärt werden kann (s. Abb. 4.4).



a) Distanz Gitter - Sonde: 80 mm



b) Distanz Gitter - Sonde: 225 mm



c) Distanz Gitter - Sonde: 305 mm

Abbildung 4.3: Der Verlauf der Turbulenzintensität als Funktion von N hängt stark ab vom Abstand der Sonde zum Turbulenzpromoter. In größerer Entfernung zum Gitter nimmt die Dämpfung der Turbulenz entlang der Strömungsrichtung bei steigendem N zu.

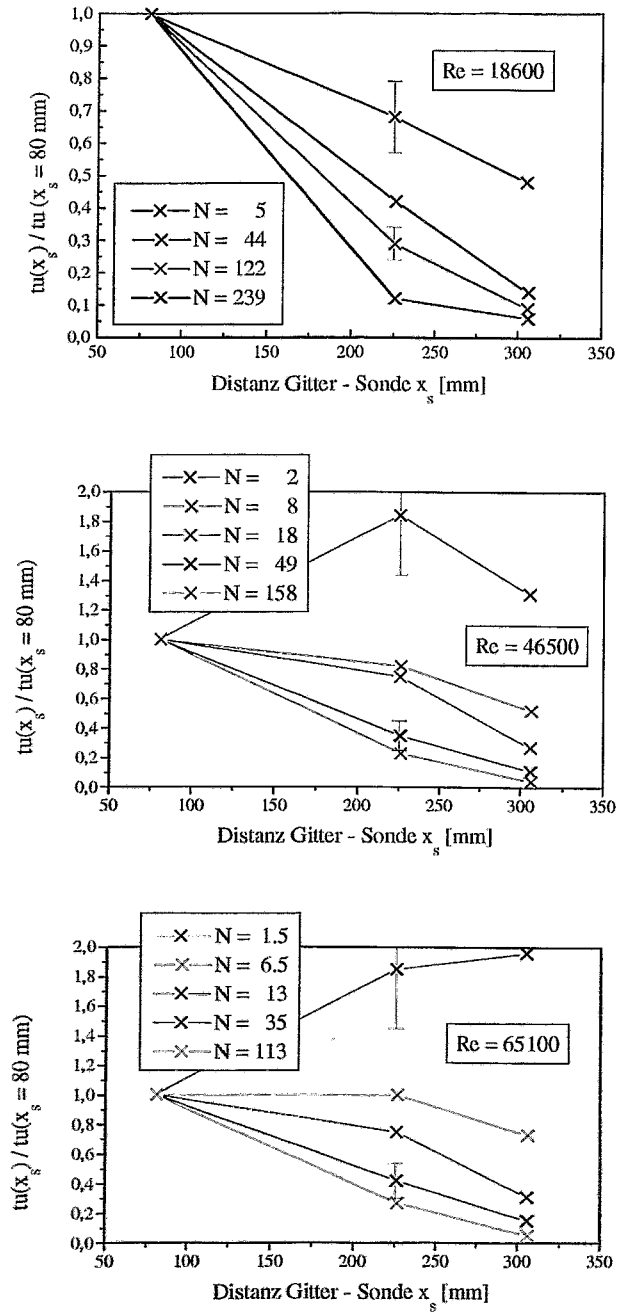


Abbildung 4.4: Messungen des Turbulenzgrades in verschiedenen Abständen hinter dem Turbulenzpromoter belegen bei festgehaltener Reynolds-Zahl eine stärkere Dämpfung der Fluktuationen mit wachsendem Magnetfeld

Im Falle der kleinsten untersuchten Ha-Zahl von 300 tritt ein Anstieg der Turbulenzintensität mit zunehmendem Abstand zum Turbulenzpromoter auf. Es ist nicht eindeutig, ob diese registrierten Störungen ausschließlich vom Turbulenzpromoter herrühren oder ob nicht auch nach einer gewissen Einlaufänge in den Kanalseitenschichten auftretende Instabilitäten des M-Profiles zum Meßwert beitragen. Bei einer Interpretation dieses Sachverhaltes müssen außerdem die kleinen Amplituden der Meßsignale in diesem Parameterbereich berücksichtigt werden, da hier der dazugehörige Fehlerbereich der Messung fast die Größenordnung der diskutierten Änderungen erreichen kann.

Wie bereits erwähnt, ist in einem Abstand von 80 mm zum Gitter eine Erhöhung der Turbulenzintensität mit steigender Stuart-Zahl zu beobachten. Eine Erklärung dieses Effektes ist nicht ganz trivial. Das liegt u.a. daran, daß der Magnetfeldeinfluß auf die Produktion der Turbulenz im Nachlauf des mechanischen Promoters noch nicht wirklich verstanden wird. Der Mechanismus der Generation von Wirbeln an verschiedenen Gittertypen innerhalb eines transversalen Magnetfeldes war Gegenstand der Arbeiten von KLJUKIN und KOLESNIKOV [37] oder PLATNIEKS und SELUTO [38]. Diese Untersuchungen offerieren das folgende qualitative Bild: In schwachen Magnetfeldern wird ein ähnliches Verhalten der Fluktuationen im Nachlauf direkt hinter den einzelnen Gittern beobachtet. Hier spielt die Frage der Ausrichtung von Strukturen des Einbaus bzgl. der Richtung des Magnetfeldes scheinbar noch keine wesentliche Rolle. Dies ändert sich aber mit einer Erhöhung der Feldstärke. Direkt hinter den Strukturen, die entlang der Feldlinien verlaufen, findet man eine hohe Korrelation der Geschwindigkeitssignale. Es wird geschlossen, daß das Magnetfeld die Ablösung von Wirbeln parallel zum Feld synchronisiert. So entstehen quasi-zweidimensionale Nachläufe, aus denen sich aufgrund des Mechanismus' der elektromagnetischen Diffusion der Wirbelstärke [19, 39] quasi-zweidimensionale Wirbel herausbilden.

Diese zweidimensionalen Wirbel können ihrerseits instabil werden und in dreidimensionale Strukturen zerfallen, die wiederum der Joule-Dissipation unterliegen und rasch gedämpft werden. Ein hinreichend starkes Magnetfeld unterdrückt die Entstehung der dreidimensionalen Instabilitäten und konserviert auf diese Art und Weise die turbulente Energie. Als Konsequenz bewirkt die Existenz eines derartigen Mechanismus' einen Anstieg der Turbulenzintensität mit steigender Magnetfeldstärke, wie er im Experiment beobachtet wurde.

Die Tatsache, daß die Turbulenzintensität bei sehr großen Werten der Stuart-Zahl nicht in ein Plateau einläuft, sondern stattdessen wieder absinkt, hängt mit der Anwesenheit von leitfähigen Kanalwänden zusammen. Das Wesen der elektromagnetischen Dissipation ist nach [40] mit einem simplen Modell zu verstehen. Man betrachte einen Wirbel, der entlang der Magnetfeldlinien ausgerichtet sei, als einen elektrischen Dynamo, der eine Spannung in der Größenordnung des Produktes $V \cdot B_0 \cdot L$ (V sei die typische Geschwindigkeit, L die typische Abmessung des Wirbels). Begrenzen leitfähige Wände den Wirbel, ist die Möglichkeit gegeben, daß sich starke Ströme über diese Wand schließen. Im Resultat wird die kinetische Energie des Wirbels in elektrische Energie umgewandelt und schließlich durch den Joule-Effekt dissipiert. (s. Abb. 4.5 a) und b))

In diesem Kontext dürfte ein Vergleich mit den im Testkanal III gewonnenen Ergebnissen, die im Abschnitt 4.2.3 vorgestellt werden, sehr aufschlußreich sein.

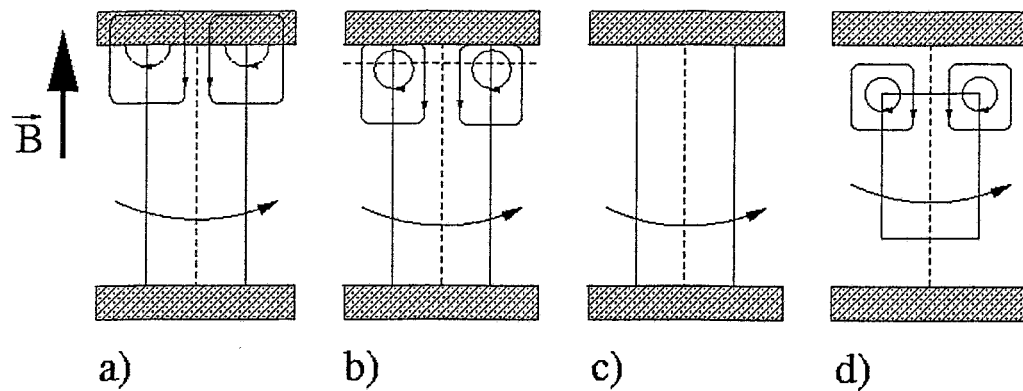


Abbildung 4.5: Einfaches Modell für die Entstehung von elektrischen Wirbelströmen in einem Flüssigkeitswirbel zwischen zwei parallelen Wänden, deren Flächennormale in Magnetfeldrichtung zeigt: a) Begrenzung des fluiden Gebietes durch leitfähige Wände b) Begrenzung des fluiden Gebietes durch isolierte Wände c) idealer Fall eines über das gesamte Gebiet ausge dehnten Wirbels ohne Reibung an den Wänden d) 3d-Wirbel, der sich nicht über das gesamte Gebiet erstreckt (nach SOMMERIA et al. [40])

4.1.4 Powerspektren

Die Abbildungen 4.6 - 4.9 enthalten eine Auswahl von Powerspektren bei Reynolds-Zahlen von 18600 und 65100. Verglichen werden wiederum die 4 im Abschnitt 4.2.1 genannten Konfigurationen.

Deutlich erkennbar ist in einigen Spektren die Strouhalfrequenz der Umströmung der Gitterstäbe. Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Abhängigkeit der Turbulenzintensität von der Stuart-Zahl N schlägt sich erwartungsgemäß auch deutlich beim Vergleich der Powerspektren nieder. Sind keine Turbulenzpromoter vorhanden oder weisen die die Turbulenz erzeugenden Zylinderstäbe nicht in die Richtung der magnetischen Feldlinien, reduziert sich die spektrale Leistungsdichte im Energiebereich kleiner Wellenzahlen z.T. um Größenordnungen bei ansteigender Magnetfeldstärke. Dies ist ein deutliches Indiz für die effiziente Dämpfung der 3d-Turbulenz durch die elektromagnetischen Kräfte.

Ein deutlicher Abfall der turbulenten Energie wird im parallelen Fall (Abb. 4.7) nur für sehr große N registriert. Analog zum Anstieg der Turbulenzintensität mit wachsender Feldstärke (im Bereich $N < 70$) erhöht sich gar die spektrale Leistungsdichte, besonders im Wellenzahlbereich $1 < k < 10$. Damit verbunden ist ein weiterer interessanter Aspekt, der besonders im Fall der hohen Re-Zahl gut erkennbar wird. Mit zunehmendem \vec{B} -Feld verschiebt sich der Übergang des Spektrums vom Energie- in den Trägheitsbereich hin zu größeren Wellenzahlen und der Abfall der Energiedichte im Trägheitsbereich wird gleichzeitig steiler.

Für den Versuch einer Interpretation bemühen wir wiederum ein einfaches Bild (s. Abb 4.5 c) und d)) und vergleichen zwei Wirbel, deren Achsen in Richtung des angelegten Magnetfeldes zeigen. Dabei nimmt der eine Wirbel den gesamten Raum zwischen den Rändern des Strömungsgebietes ein, während die Ausdehnung des anderen Wirbels sich auf ein kleineres Gebiet beschränkt. Der letztere Fall stellt eine dreidimensionale Strömung dar mit der Konsequenz, daß sich wie im Fall der leitfähigen Wände an den Wirbelenden die induzierten Ströme

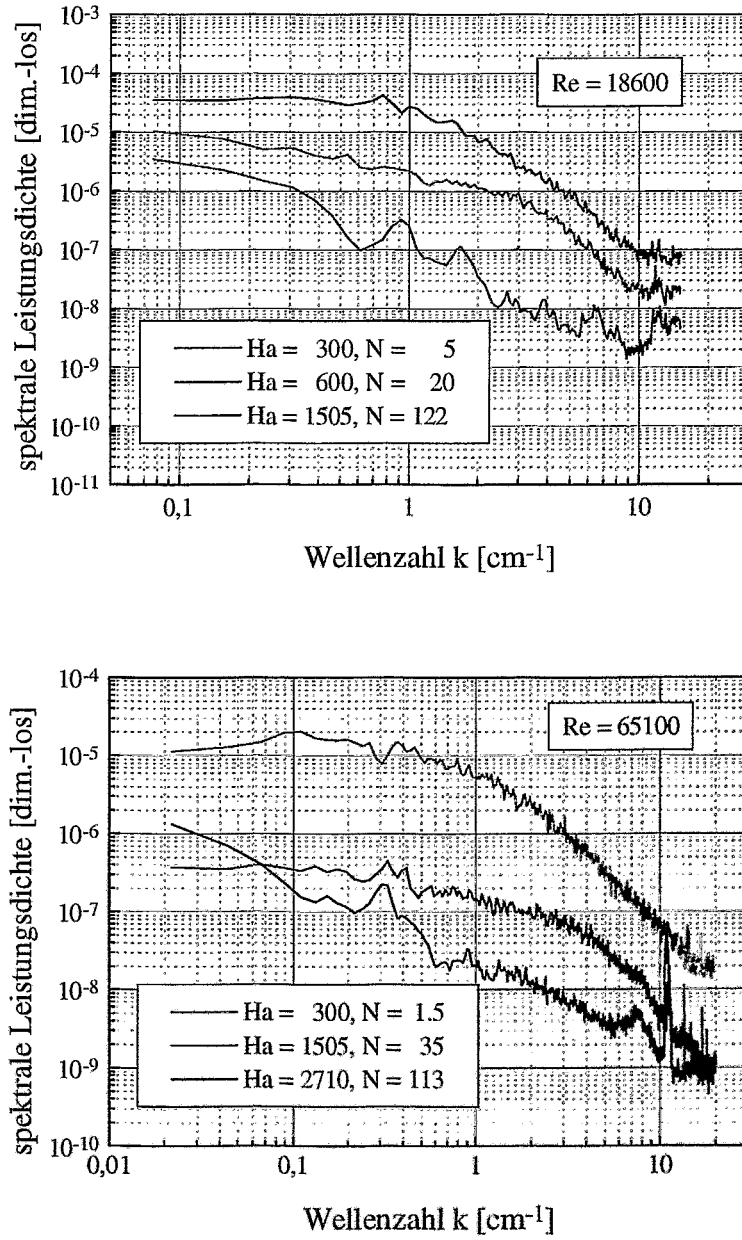


Abbildung 4.6: Powerspektren ohne eingebauten Turbulenzpromoter: Merkbliche Dämpfung der turbulenten Energie bei wachsender Magnetfeldstärke

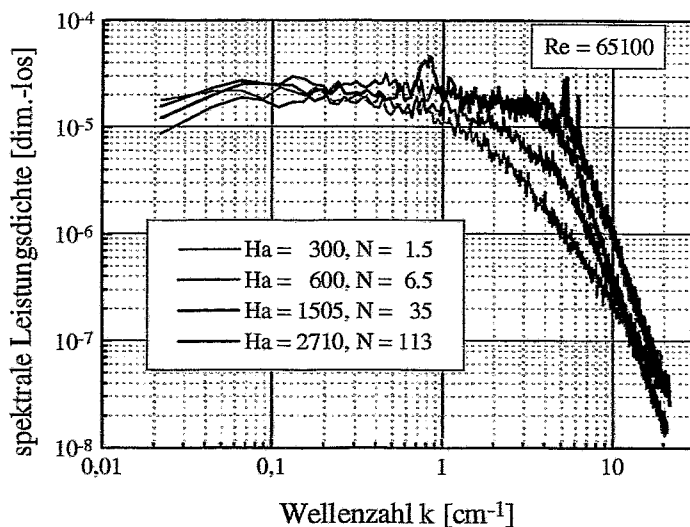
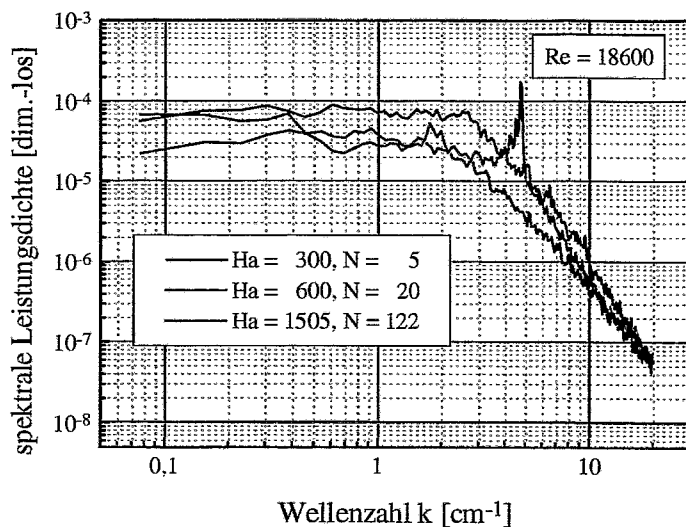


Abbildung 4.7: Powerspektren mit eingebautem Turbulenzpromoter (Stäbe parallel zur Feldrichtung): Eine Erhöhung der Intensität bewirkt ein Anwachsen der Energie im Bereich kleiner Wellenzahlen sowie eine Verschiebung des Übergangs in den Inertialbereich hin zu größeren Werten von k

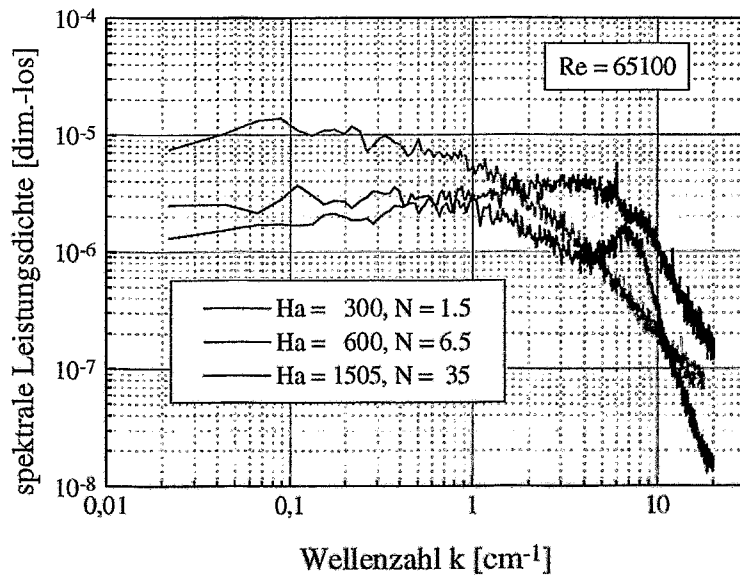
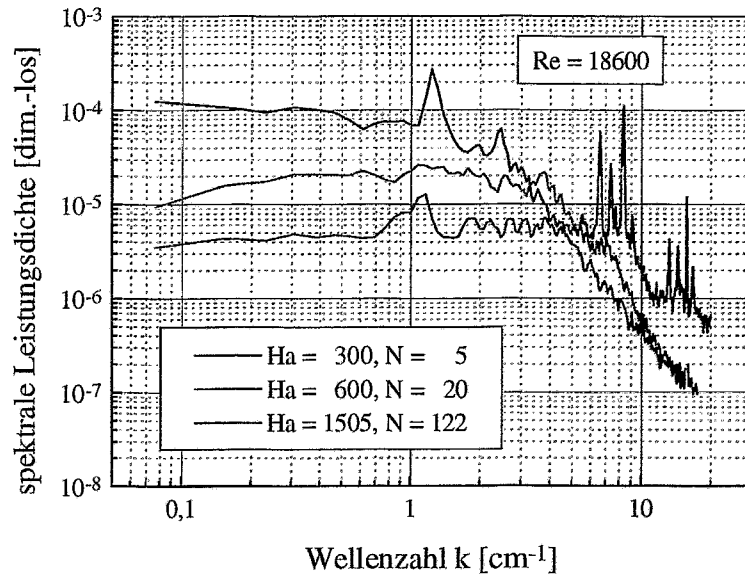


Abbildung 4.8: Powerspektren mit eingebautem Turbulenzpromoter (Stäbe senkrecht zur Feldrichtung): Turbulente Energie im Bereich kleiner Wellenzahlen nimmt bei einer Vergrößerung des \vec{B} -Feldes ab

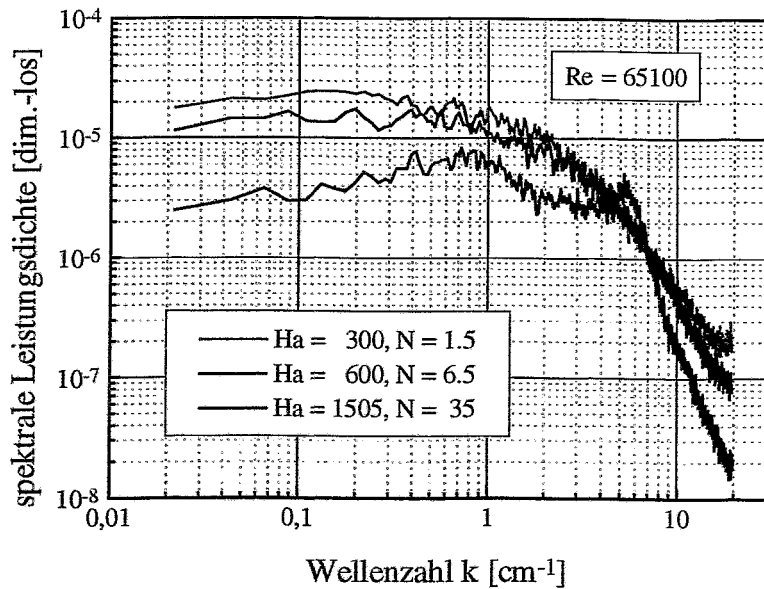
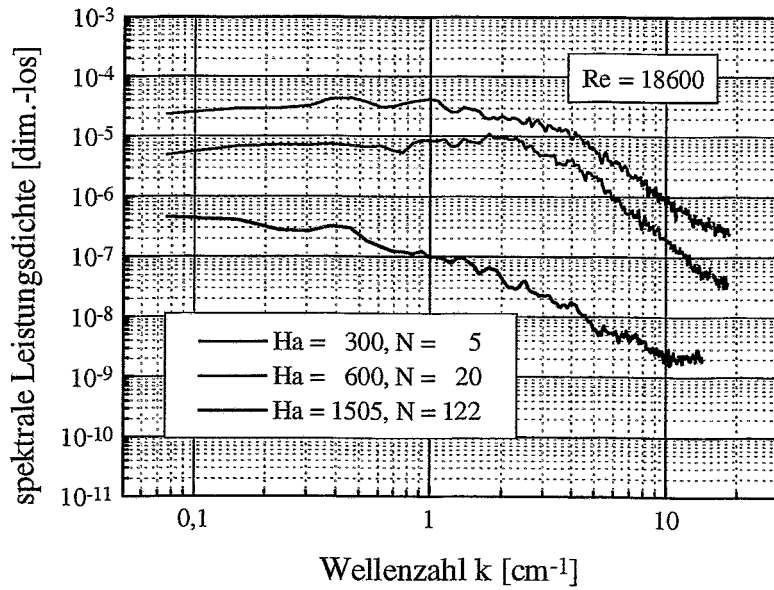


Abbildung 4.9: Powerspektren mit eingebautem Turbulenzpromoter (Stäbe diagonal zur Feldrichtung): Einfluß des Magnetfeldes ist qualitativ der gleiche wie im Fall der senkrecht zu den Feldlinien ausgerichteten Stäbe

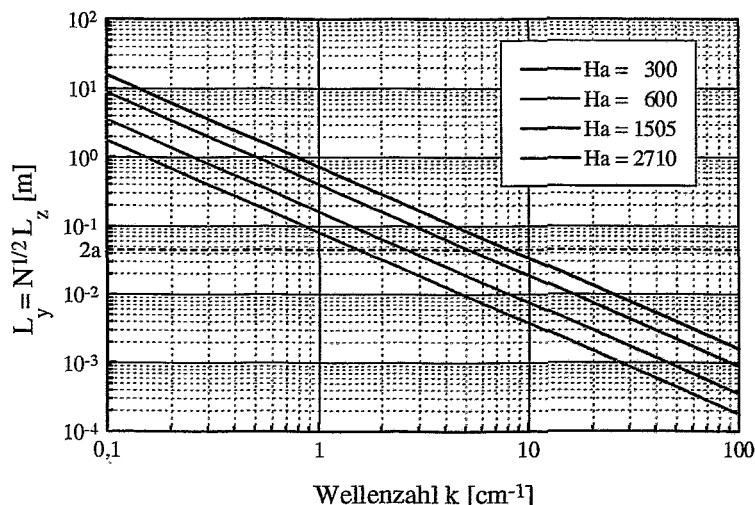


Abbildung 4.10: Charakteristische Ausdehnung von Wirbelstrukturen längs der Magnetfeldrichtung ($L_z \equiv l_{\perp} = 2 \cdot \pi / k_{\perp}$, $L_y \equiv l_{\parallel}$)

schließen können und der Wirbel durch den Joule-Effekt dissipiert wird. Es schließt sich die Frage an, wann ein Wirbel in der Lage ist, sich entlang der Feldlinien über die volle Kanallänge zu erstrecken. Wie bereits aus Abschnitt 2.3.1 bekannt ist, kann die Abmessung eines quasi-zweidimensionalen Wirbels parallel zum \vec{B} -Feld wie folgt angenommen werden: $l_{\parallel} \approx l_{\perp} \sqrt{N_t}$. Unter der Voraussetzung einer örtlich isotropen Turbulenz kann für die konvektive Zeitskala auch folgender Ausdruck geschrieben werden [41]:

$$\tau_{tu} = \frac{l}{u} = \left(\frac{2\pi}{k}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{(2 \cdot a)^{\frac{1}{3}}}{\bar{u}} \quad (4.1)$$

Dies gibt uns die Möglichkeit, die Stuart-Zahl N_t und damit auch l_{\parallel} in Abhängigkeit von der Wellenzahl k zu berechnen. In Abbildung 4.10 sind diesbezügliche Resultate für das Beispiel einer Reynolds-Zahl von 65100 zu sehen. Die k -Werte, an denen die Ausdehnung der Wirbel die Kanalabmessung $2 \cdot a$ erreicht, wachsen mit der Hartmann-Zahl und stimmen interessanterweise ungefähr mit Wellenzahlen überein, an denen im entsprechenden Powerspektrum der Übergang vom Energie- in den Trägheitsbereich lokalisiert werden kann (s. Abb. 4.7).

Daraus läßt sich schlußfolgern, daß die turbulente Energie zum wesentlichen Teil in Wirbeln konzentriert ist, die sich entlang des Magnetfeldes im gesamten Bereich zwischen den Kanalwänden ausdehnen. Ein weiteres Indiz für diese Annahme liefert die gemessene Abhängigkeit der charakteristischen Skale l_{\perp} vom Magnetfeld in Abbildung 4.11. Die charakteristische Ausdehnung der Wirbel nimmt in der Ebene senkrecht zu den Feldlinien mit zunehmender Feldstärke ab, m.a.W. für ein festgehaltenes Maß $l_{\parallel} = 2 \cdot a$ wird l_{\perp} mit steigender Stuart-Zahl geringer.

An dieser Stelle kann der Einwand geäußert werden, daß der Kanal selber auch elektrisch leitfähig ist. Dies spielt aber im konkreten Fall insofern eine untergeordnete Rolle, da flüssiges Natrium bei ca. 200°C eine um etwa 8 bis 9 mal bessere elektrische Leitfähigkeit besitzt als

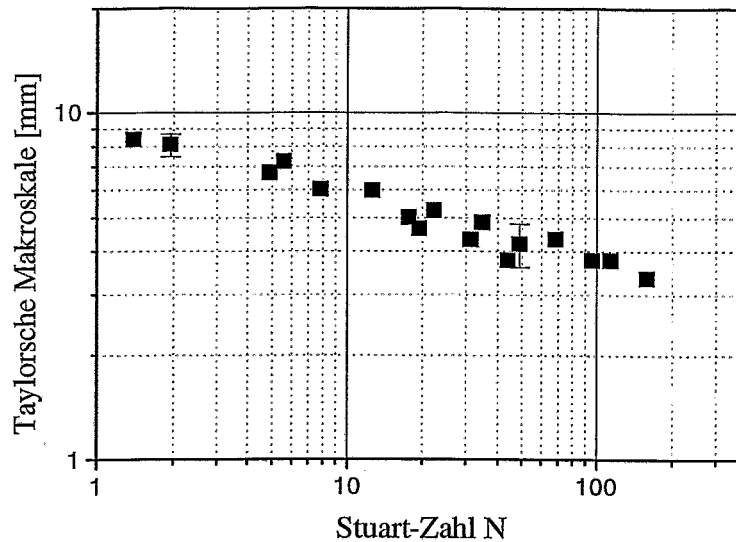


Abbildung 4.11: Die aus den Autokorrelationsfunktionen abgeleiteten Werte der Taylorschen Makroskala werden kleiner bei ansteigendem Wechselwirkungsparameter

der für die Teststrecke verwendete Edelstahl. Die in der bisherigen Diskussion mehrfach getroffene Feststellung der Anwesenheit leitfähiger Kanalwände in der konkreten experimentellen Situation bezieht sich darüberhinaus speziell auf den Vergleich der elektrischen Widerstände von Kanalwand und Hartmannschicht.

4.2 Versuchsreihe B: Rechteckkanal mit Kanaleinbauten

4.2.1 Experimentelle Parameter

Nach seiner Fertigstellung und erfolgter Inbetriebnahme stand auch der Testkanal III für die Messungen zur Verfügung. Die Experimente profitierten von den oben bereits aufgezeigten wesentlichen Vorteilen hinsichtlich der Schaffung definierter Strömungsbedingungen.

Bei den Messungen kamen die in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Kanaleinbauten zum Einsatz. Es wurden zunächst zwei Meßreihen durchgeführt, zum einen ohne Promoter zur Turbulenzanregung, sowie mit eingebautem Gitter. Die Untersuchungen ohne Turbulenzpromoter sollten die Wirksamkeit der Kanaleinbauten bzgl. folgender Punkte überprüfen:

- (a) Die Unterdrückung des M-förmigen Geschwindigkeitsprofils
Ziel: Schaffung einer symmetrischen, möglichst glatten Geschwindigkeitsverteilung
- (b) Effektive Dämpfung von turbulenten Störungen, die vom Einlauf der Strömung herrühren, im inhomogenen Magnetfeldbereich oder im Nachlauf der Honeycombs entstehen
Ziel: Schaffung eines homogenen Turbulenzprofils geringer Intensität (<5%)

Eine im Kanalquerschnitt bewegliche Potentialsonde befand sich 100 mm stromabwärts von der Position, an welcher der Turbulenzpromoter installiert wurde.

Untersuchungen wurden für folgende Werte der typischen Strömungsparameter vorgenommen:

Reynolds-Zahl $Re = 8175, 16350, 24525, 40875, 57225$ ($\bar{v}_{Na} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7$ m/s)

Hartmann-Zahl $Ha = 135 \dots 2470$ ($B = 0.025 \dots 0.45$ T)

Stuart-Zahl $N = 0.3 \dots 750$

Der durch die Verkleidung der Innenwand (Abschnitt 3.1.3) resultierende Wandleitparameter von 0.0012 hat zur Folge, daß die Kanalwände für kleine Ha -Zahlen als isolierend angesehen werden können ($Ha = 135 \rightarrow R_{Ha}/R_w \approx 0.08$), während bei großen Ha -Zahlen, wie generell im Fall des 'nackten' Kanals, die Leitfähigkeit der Wand berücksichtigt werden muß ($Ha = 2470 \rightarrow R_{Ha}/R_w \approx 1.5$).

4.2.2 Profile der Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität

Am Beginn der Messungen steht zunächst wiederum die Klärung der Frage der Anfangsbedingungen, sprich die Untersuchung der Profile von Geschwindigkeit und Turbulenzintensität. Abbildung 4.12 a) und b) zeigt die gemessenen Verteilungen ohne Turbulenzpromoter entlang der Ausdehnung des Kanals in z -Richtung, d.h. senkrecht zum angelegten Magnetfeld. Die resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen sind etwas wellig, zeigen aber in dem der Messung zugänglichen Bereich (bis etwa 2 bzw. 5 mm vor der Kanalwand) keine Tendenz zur Herausbildung des M-Profiles. Die gemessenen Werte für die Turbulenzintensität lagen bei max. 3 %. In Wandnähe kann keine bemerkenswerte Erhöhung des Turbulenzgrades festgestellt werden. Beispiele für entsprechende Profile von Geschwindigkeit und Turbulenzintensität nach der Installation des Turbulenzpromoters sind in Abbildung 4.13 a) und b) dargestellt. Auch hier wird kein Hinweis auf die Anwesenheit eines M-förmigen Profils der Geschwindigkeit gefunden. Die Turbulenzintensitäten liegen hier um 10 bzw. 30 %, also deutlich höher als bei vergleichbaren Messungen ohne Promoter. Die Verteilungen offenbaren einen welligen Charakter mit einem Trend zum Rückgang der Intensität der Fluktuationen in der Nähe der Wände. In Anbetracht der Kompliziertheit der Strömungskonfiguration gelten diese erzielten Strömungsprofile als durchaus akzeptabel.

4.2.3 Turbulenzintensität als Funktion des Wechselwirkungsparameters N

Wie schon in Versuchsreihe A wurde auch hier die Abhängigkeit der Turbulenzintensität im Zentrum des Kanalquerschnittes vom Wechselwirkungsparameters N untersucht. Die aus den Meßwerten resultierenden Kurvenverläufe sind in Abbildung 4.14 a) und b) dargestellt. Zum Vergleich sind einige der im Testkanal I im Rahmen der Versuchsreihe A gewonnenen Ergebnisse hinzugefügt. Gegenübergestellt werden in Abbildung 4.14 a) die aktuelle Konfiguration ohne Turbulenzpromoter (B) mit den Werten des leeren Kanals (A) sowie in b) die Konfiguration mit Promoter (B) mit der Situation des eingebauten Gitters bei einer Ausrichtung der Zylinder entlang der Feldrichtung (A).

Im Fall a) sind keine wesentlichen Unterschiede zwischen beiden Versuchsreihen zu konstatieren. Die Turbulenzintensität erreicht in keinem Fall einen Wert von 5% oder gar darüber und

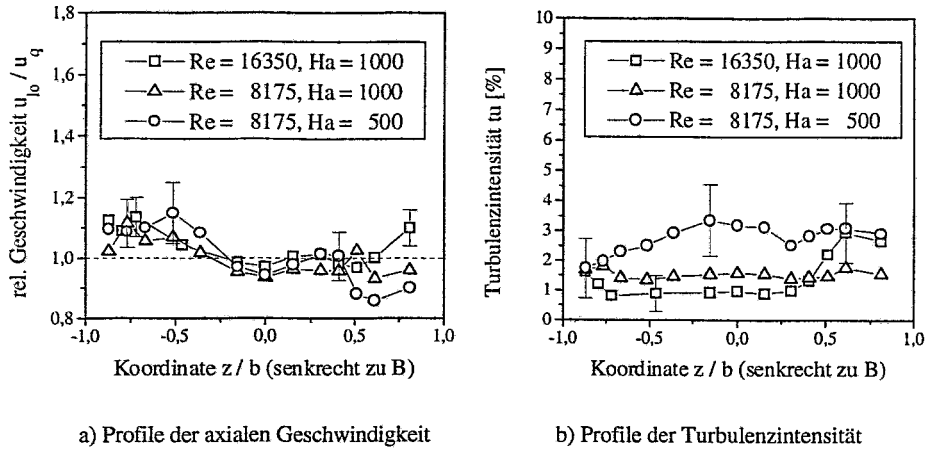


Abbildung 4.12: Gemessene Verteilungen der lokalen Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität ohne installierten Turbulenzpromoter: kein M-Profil der Geschwindigkeit, Meßwerte für t_u liegen deutlich unter 5 %

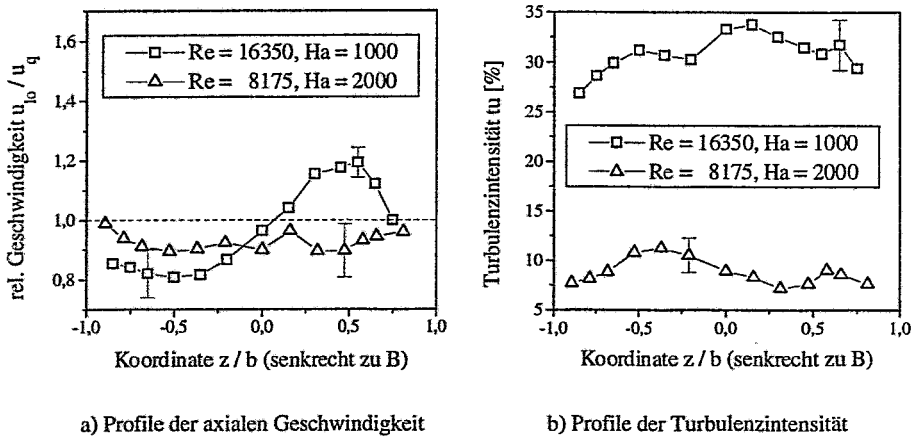
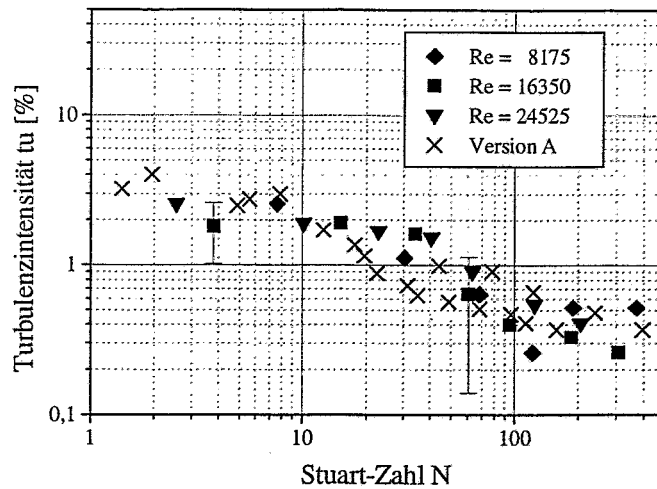
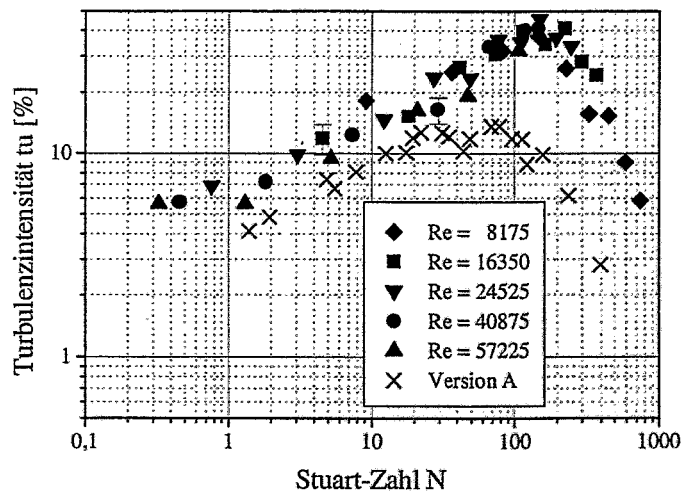


Abbildung 4.13: Gemessene Verteilungen der lokalen Geschwindigkeit und der Turbulenzintensität mit Turbulenzpromoter: kein M-Profil der Geschwindigkeit, im Vergleich zu 4.12 enormes Anwachsen der Schwankungsintensität



a) Konfiguration ohne Turbulenzpromoter



b) Konfiguration mit Turbulenzpromoter

Abbildung 4.14: Die gemessenen Abhängigkeiten der Turbulenzintensität t_u von der Stuart-Zahl N zeigen dieselben qualitativen Verläufe wie bereits in Versuchsreihe A beobachtet, wobei die im Fall der Anwesenheit eines Turbulenzpromoters beobachteten Schwankungsintensitäten in dieser Meßreihe deutlich größer sind

nimmt kontinuierlich mit wachsendem N ab. Wird jedoch die Turbulenz durch die jeweiligen mechanische Einbauten angefacht, sind bemerkenswerte Unterschiede zu beobachten. Qualitativ weisen die Kurvenformen eine große Ähnlichkeit auf. Für Stuart-Zahlen kleiner 1 liegt der Turbulenzgrad etwa bei 5 oder 6 %. Erhöht man N über den Wert 1 hinaus, steigen auch die Werte für die Turbulenzintensität monoton, bis man ein Maximum erreicht. Eine weitere Steigerung von N bewirkt dann eine deutliche Verminderung der Turbulenzintensität. Die in der Teststrecke III gemessenen Werte liegen deutlich (d.h. um ca. den Faktor 2 bis 5) über den aus der Versuchsreihe bekannten Resultaten. Zudem hat sich das Maximum zu einer höheren Stuart-Zahl von etwa 120 verschoben.

Beide Experimente unterscheiden sich deutlich hinsichtlich des elektrischen Wandleitparameters. Durch die Ausrüstung der Teststrecke III mit der speziellen Innenwandverkleidung konnte die Wandleitzahl c_w um den Faktor 10 gesenkt werden. Neben der signifikanten Erhöhung der Turbulenzintensität im gesamten Parameterbereich bewirkt die Verringerung der Wandleitfähigkeit eventuell auch die beobachtete Verschiebung des Kurvenmaximums zu größeren N . Desweiteren gibt es auch bzgl. der Turbulenzpromotoren einige wesentliche Unterschiede. In beiden Situationen wird eine parallele Anordnung entlang der Magnetfeldlinien ausgerichteter Hindernisse umströmt. Allerdings kann man bei Variante B davon ausgehen, daß hier aufgrund der Ausrichtung der Einbauten ausschließlich in Feldrichtung sowie deren Ausdehnung über die gesamte Kanalbreite bessere Bedingungen für die Herausbildung der quasi-zweidimensionalen Nachläufe gegeben sind und somit auch der Anteil der generierten dreidimensionalen Störungen insgesamt geringer ausfällt als bei Variante A.

Als bedauerliche Einschränkung erweist sich, daß die experimentelle Anordnung der Versuchsreihe B zusätzliche Messungen in axialer Richtung hinter dem Turbulenzpromoter nicht erlaubt, da ein Vergleich des Abklingverhaltens der Fluktuationen für verschiedene Wandleitparameter wertvolle Informationen über den Dämpfungsmechanismus liefern könnte. Voraussetzung für eine solche Erweiterung des Experiments ist aber die Installation eines neuen Magnetsystems, das ein homogenes Magnetfeld mit wesentlich größerer Ausdehnung in Strömungsrichtung liefern kann.

4.2.4 Powerspektren

Im Mittelpunkt der Untersuchungen von turbulenten Strömungen steht oft die Form des Energiespektrums, verspricht diese doch Aufschluß über wesentliche Merkmale der Turbulenz. Zudem ist es für den Experimentator relativ leicht möglich, aus den zumeist als zeitabhängiges Schwankungssignal vorliegenden Meßdaten mittels Fouriertransformation die gewünschten Informationen zu erlangen. Der Inertialbereich des Spektrums wird dabei auf eine k^{-n} -Abhängigkeit hin untersucht. Die Spezifizierung des spektralen Exponenten n erlaubt wichtige Rückschlüsse auf den in der Strömung dominanten Mechanismus des Energietransfers. Es wird erwartet, daß sich auch die dramatische Wirkung eines Magnetfeldes auf die turbulente Struktur im Energiespektrum deutlich niederschlägt.

Für ein lokal isotropes, 3-dimensionales Turbulenzfeld sagt die KOLMOGOROV'sche Theorie vorher, daß die turbulente, spektrale Energie eine $k^{-5/3}$ -Abhängigkeit besitzt. Damit verbunden ist das anschauliche Bild der Übertragung der kinetischen Energie von den großen Wirbeln zu den kleinen Skalen, in denen die Energie durch die viskosen Effekte dissipiert wird. Die Dynamik kleiner Skalen in einer 2-dimensionalen Turbulenz wird bestimmt durch die näherungsweise

Erhaltung der Wirbelstärke und der Entstehung von Gradienten der Wirbelstärkeproduktion. Die Konservierung der Wirbelstärke verhindert eine direkte Energiekaskade zu kleinen Skalen. Entsprechend einer statistischen Theorie von KRAICHNAN [42] und BATCHELOR [43] treten im Inertialbereich Gebiete mit $E(k) \sim k^{-5/3}$ als auch k^{-3} auf, gleichbedeutend mit der Existenz einer sogenannten inversen Energiekaskade zu großen Skalen bzw. Enstrophiekaskade (Enstrophie = Wirbelstärke zum Quadrat) hin zu kleinen Skalen. Nach einer anderen Theorie von SAFFMAN [44] bedingt der Transport von Wirbelstärke entlang der Stromlinien die Entstehung dünner Schichten zwischen großen Wirbelstrukturen, an denen sich ω sehr stark ändert. Die Existenz derartiger Quasi-Diskontinuitäten führt zu spektralen Exponenten von $n = -4$. Andere Autoren wie McWILLIAMS [45] beobachteten, daß der Prozeß des Enstrophietransfers durch die Herausbildung großer isolierter Wirbel unterbunden werden kann. Das Abklingen der Energie im Trägheitsbereich ist in diesem Fall ebenfalls steiler als k^{-3} .

Abbildung 4.15 enthält einige typische Beispiele von Kurven der spektralen Leistungsdichte aus dem gesamten untersuchten Parameterbereich für die Stuart-Zahl N .

Wie schon im Fall A beobachtet, widerspiegeln sich die durch die Variation des Magnetfeldes hervorgerufenen Änderungen des Turbulenzgrades deutlich in der Größenordnung der turbulenten Energie bei kleinen Wellenzahlen. Die bei großen Hartmann-Zahlen auftretenden Peaks bei Wellenzahlen von $k \approx 6$ lassen sich dem zu erwartenden Strouhalpeak zuordnen.

Offensichtlich bewirkt ein Anwachsen der Magnetfeldstärke einen steileren Abfall der Spektren im Trägheitsbereich zwischen $k \approx 5 \text{ cm}^{-1}$ und $k \approx 25 \text{ cm}^{-1}$. Die durch lineare Fits der Inertialbereiche berechneten Exponenten sind als Funktion von N in Abbildung 4.16 aufgetragen. Für $N \leq 1$ findet man Werte des Exponenten zwischen -1.6 und -1.8. Dies entspricht in guter Näherung dem bekannten Kolmogorovschen $-5/3$ - Gesetz. Mit steigender Stuart-Zahl nehmen die Exponenten kontinuierlich ab und erreichen bei $N \approx 100$ ein Minimum von ungefähr -4.

Bevor diese experimentellen Ergebnisse in Relation zu den oben erwähnten theoretischen Vorhersagen gesetzt werden, erscheint es notwendig noch einige Bemerkungen hinsichtlich ihrer Vertrauenswürdigkeit voranzustellen.

Die im Diagramm 4.16 eingetragenen Fehlerbalken beruhen auf Abschätzungen der Ungenauigkeiten von Messung und anschließender Berechnungsprozedur. Wie bereits in Abschnitt 3.2.1 ausführlich diskutiert, beeinflusst die begrenzte Ortsauflösung der Sonden das Signal bei hohen Frequenzen bis in den Trägheitsbereich hinein. Die Berechnung der Exponenten konnte aus diesem Grund nur nach einer Korrektur des Spektrums (entsprechend [33]) vorgenommen werden. Die Zuverlässigkeit und Leistungsfähigkeit der Korrekturmethode selbst ist aber begrenzt (s. Abschnitt 3.2.1). Da es im Zusammenhang mit dieser Korrektur zu Verfälschungen kommt, wenn der Abstand des Signals zum Rauschanteil nicht mehr hinreichend groß ist, kann sich die Auswertung zumeist nicht über den gesamten Trägheitsbereich erstrecken. In Folge dieser Beschränkung war das Anfitten der Kurven gerade im Bereich kleiner Reynolds-Zahlen oft nur über etwas mehr als eine halbe Dekade möglich. Ferner war es in vielen Fällen äußerst schwierig, den Beginn oder das Ende des Inertialbereiches genau festzulegen. Desweiteren stellt sich bei genauerem Hinsehen heraus, daß die Exponenten selten über den gesamten Inertialgebiet als konstant angesehen werden können. Die in Abbildung 4.16 präsentierten Werte sind deshalb als mittlere Werte für den ausgewerteten Wellenzahlbereich zu verstehen.

Im hier diskutierten Zusammenhang ist auch die Anwendung der Taylorhypothese, die selbst nur eine grobe Näherung darstellt und deren Beschränkungen für zwei- und dreidimensionale Strömungen bereits untersucht wurden [46, 47], kritisch zu beleuchten. Bislang hatte der

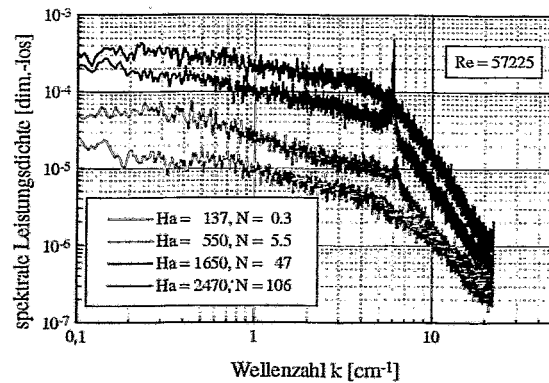
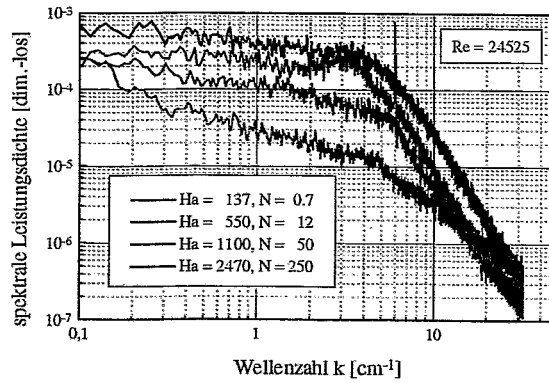
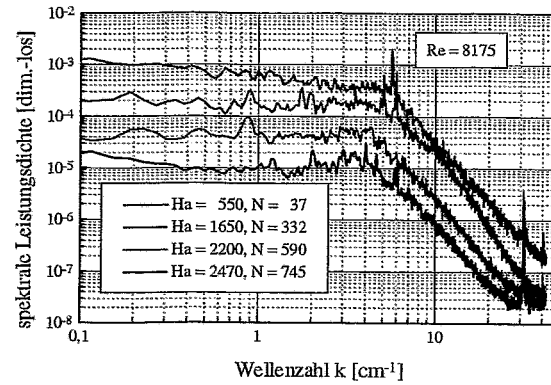


Abbildung 4.15: Repräsentative Beispiele von Powerspektren aus der Meßreihe B für verschiedenste Werte der Stuart-Zahl N

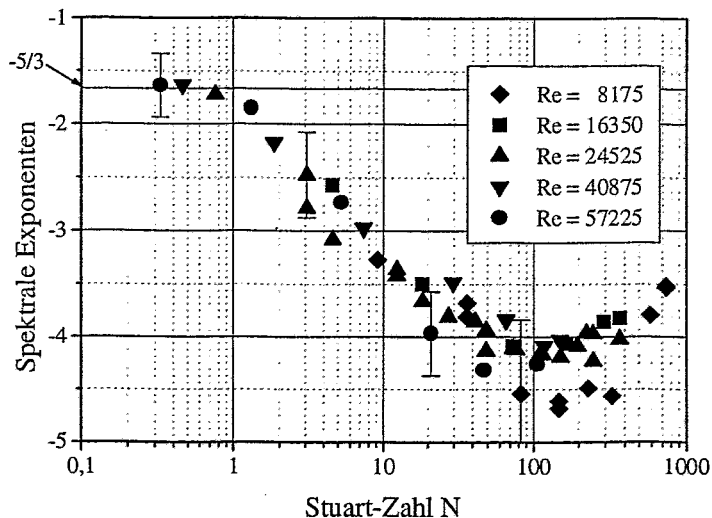


Abbildung 4.16: Die spektralen Exponenten (Ergebnis quasilinearer Fits des Inertialbereiches im Powerspektrum) demonstrieren den steileren Abfall der Energiedichte im Inertialbereich bei einer Erhöhung von N

Übergang vom Frequenz- in den Wellenzahlraum keine Konsequenzen im Hinblick auf die Auswertung des Inertialbereiches, handelt es sich doch um eine einfache lineare Transformation, die die Kurvenform unverändert beläßt. Berücksichtigt man aber die endliche Auflösung des Sensors, so ist nun in Verbindung mit der Anwendung der Korrekturfunktion (3.6) entsprechend dem Elektrodenabstand automatisch eine zugehörige Wellenzahl ausgezeichnet. Damit leisten die Unbestimmtheiten der Taylorhypothese (z. Bsp. Fehler bei der Bestimmung der Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbelstrukturen oder der Einfluß von zeitlichen und/oder räumlichen Schwankungen dieser Konvektionsgeschwindigkeit) einen direkten Beitrag zum Fehler bei der Berechnung der spektralen Exponenten.

Zweifelloos liefert die Auswertung des exponentiellen Abfalls im Trägheitsbereich wichtige Indizien für die Charakterisierung der turbulenten Strömung, allerdings sollte man angesichts von Fehlerbereichen bis zu $\pm 15\%$ bei der Interpretation dieser experimentellen Werte Vorsicht walten lassen.

Aus der Vergangenheit sind bereits wesentliche Arbeiten zur MHD-Turbulenz im Nachlauf eines Gitters bekannt. Das Problem der Umströmung eines Gitters von Zylindern parallel zu einem äußeren Magnetfeld wurde erstmals durch KOLESNIKOV und TSINOBER [23] untersucht. Die Autoren fanden Intervalle im Energiespektrum, die durch ein k^{-3} -Verhalten bei höheren Frequenzen bzw. durch ein $k^{-5/3}$ -Verhalten im Bereich kleinerer Frequenzen beschrieben werden konnten.

Ein Experiment, das sehr gut den Einfluß eines Magnetfeldes auf eine homogene MHD-Turbulenz zeigt, wurde durch ALEMANY et al. [18, 48] in Grenoble durchgeführt. Dabei wurden die Geschwindigkeitsfluktuationen im Nachlauf eines bewegten isotropen Gitters in einem mit Quecksilber gefülltem Rohr gemessen. Die Magnetfeldrichtung war mit der Bewegungsrichtung iden-

tisch. Eine Besonderheit des Experiments und gleichzeitig ein wesentlicher Unterschied zur Rossendorfer Konfiguration ist das Fehlen der Hartmann-Wände senkrecht zu den Magnetfeldlinien. Die Autoren beobachteten bei Werten von $N < 3$ ein $k^{-5/3}$ -Abfall des Spektrums im Inertialbereich. Mit einer Erhöhung der Feldstärke wird im selben Wellenzahlbereich der Exponent $n = -5/3$ sukzessive durch $n = -3$ ersetzt. Das Abklingen im Zeitbereich für einen festgehaltenen Wert k entspricht t^{-2} .

Aus der jüngsten Vergangenheit sind vor allen Dingen Arbeiten von BRANOVER et al. [25, 49] bekannt. Ein Vergleich der Ergebnisse dieser Veröffentlichungen mit den im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Resultaten ist sehr aufschlußreich, da der experimentelle Aufbau sehr ähnlich ist. Auch hier wird die turbulente Bewegung mittels einer Anordnung paralleler Zylinder entlang der Kraftlinien eines transversalen Feldes erzeugt. Als Flüssigmetall kommt Quecksilber zum Einsatz. Das Aspektverhältnis der rechteckigen Teststrecken liegt etwa bei 2. Die Kanalwände waren dabei entweder elektrisch isolierend [25] oder aus Edelstahl gefertigt [49]. Obwohl im letzten Fall keine Information über die Wandstärke vorliegt, so ist doch zu vermuten, daß der Wandleitparameter hier größer sein dürfte als bei den Rossendorfer Experimenten. Im elektrisch nichtleitenden Kanal bei Werten von $Ha/Re \cdot 10^3$ kleiner als 10 wurden im Spektrum deutlich ausgeprägte Bereiche $\sim k^{-5/3}$ gefunden. Im Falle der leitfähigen Kanalwände ergab sich eine Abhängigkeit des spektralen Exponenten von der Stärke des angelegten Magnetfeldes. Die Untersuchungen erstreckten sich dabei auf einen Bereich von $0.15 \leq N \leq 30$. Bemerkenswert ist der Rückgang des spektralen Exponenten von Werten um $-5/3$ bei $Ha/Re \cdot 10^3 \leq 2.5$ bis $n \approx -4$ für $Ha/Re \cdot 10^3 \approx 18$. Die Autoren vermuten die Existenz verschiedener quasi-zweidimensionaler Zustände der Turbulenz verbunden mit dem Auftreten von Werten der spektralen Exponenten von $n = -7/3$ und $n = -11/3$. Diese Annahme stützt sich auf die Beobachtung sprunghafter Übergänge des spektralen Exponenten ($-5/3 \rightarrow -7/3 \rightarrow -11/3$) mit wachsendem Verhältnis Ha/Re .

Derartige abrupte Änderungen von n sind dagegen in Abbildung 4.16 nicht zu erkennen. Vielmehr scheint das Steilerwerden des spektralen Inertialbereiches kontinuierlich zu verlaufen. Zu berücksichtigen ist in diesem Zusammenhang natürlich die relativ große Meßunsicherheit. Zum besseren Vergleich sind in Abbildung 4.17 die Ergebnisse aus [49] mit den entsprechenden Meßwerten der vorliegenden Arbeit als Funktion des Parameterverhältnisses Ha/Re aufgetragen. Die Übereinstimmung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit als durchaus gut zu bezeichnen. Die hohe elektrische Leitfähigkeit des Natrium erlaubt es, die Messungen im Vergleich zu den israelischen Arbeiten in den Bereich wesentlich höherer Stuart-Zahlen bzw. Werte von Ha/Re auszudehnen. Wie bereits erwähnt, zeigt es sich, daß eine weitere signifikante Abnahme des spektralen Exponenten über einen Wert um -4 hinaus nicht beobachtet wird. Vielmehr deutet sich für Werte von $N > 200$ eine rückläufige Tendenz an. Allerdings wurden die Resultate für sehr große Stuart-Zahlen bei kleinen Reynolds-Zahlen gewonnen und sind damit aus bereits genannten Gründen stärker fehlerbehaftet.

4.3 Zusammenfassung

Am Ende dieses Abschnitts lassen sich die aus den lokalen Geschwindigkeitsmessungen gewonnenen Informationen zusammenfassend als Thesen formulieren:

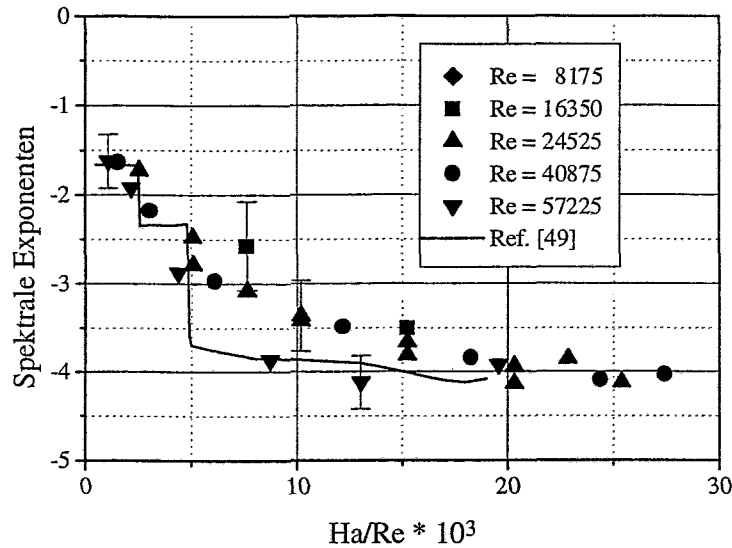


Abbildung 4.17: Vergleich der spektralen Exponenten mit den von BRANOVER et al. [49] veröffentlichten Ergebnissen

- Die in diesem Teil der Arbeit präsentierten Ergebnisse stammen aus zwei Meßreihen mit grundsätzlich verschiedenen experimentellen Randbedingungen. Die Versuchsreihe A ist gekennzeichnet, durch eine einfache Kanalgeometrie (keine Einbauten) und elektrisch leitfähige Kanalwände. Dies führt zu einem M-förmigen Profil der Geschwindigkeit. In der Versuchsreihe B kam ein Ensemble von Kanaleinbauten zum Einsatz mit dem Ziel der Schaffung sauberer Einlaufbedingungen und einer deutlichen Absenkung des Wandleitparameters c_w . Im Ergebnis gelang eine Unterdrückung des M-Profiles der Geschwindigkeit sowie eine Dämpfung der Geschwindigkeitspulsationen vor dem Eintritt der Strömung in den eigentlichen Meßabschnitt in zufriedenstellendem Maße.
- Eine ausschließlich dämpfende Wirkung des äußeren Magnetfeldes wird nur beobachtet, falls kein Turbulenzpromoter zur gezielten Anregung von Fluktuationen eingesetzt wird. Außerdem wird ein signifikanter Einfluß der Ausrichtung der Promoterstäbe bzgl. der Richtung des Magnetfeldes festgestellt, wobei der für eine Anfachung der MHD-Turbulenz günstigste Fall dann gegeben ist, wenn die Stäbe parallel zu den Feldlinien verlaufen.
- Im Fall der parallelen Konstellation lassen die Meßergebnisse ($tu(N,z)$, Spektren) beider Versuchsreihen den Schluß zu, daß quasi-zweidimensionale turbulente Strukturen, die im wesentlichen dem Einfluß der Hartmann-Reibung unterliegen, die Strömung dominieren.
- Eine Verringerung der elektrischen Wandleitzahl durch eine Innenwandverkleidung im Testkanal III erbrachte für vergleichbare experimentelle Parameter eine Erhöhung des Turbulenzgrades um einen Faktor 3 bis 5.

- Mit wachsender Stuart-Zahl wird der Trägheitsbereich der Spektren steiler. Die berechneten Exponenten nehmen Werte von $-5/3$ für $N < 1$ und ca. -4 für $N \approx 120$ an.
- Bei den Fluktuationsmessungen mittels Leitfähigkeitsanemometer ist die räumliche Auflösung des Sensors unbedingt mit zu berücksichtigen. Der verfälschende Einfluß des Elektrodenabstandes auf die Meßergebnisse wurde nachgewiesen und mittels einer durch [33] vorgeschlagenen Korrekturfunktion kompensiert.

Kapitel 5

Turbulente

MHD-Zweiphasenströmung:

Untersuchung der

Transporteigenschaften am Beispiel der Dispersion von Gasblasen

Ziel der Untersuchungen ist ein qualitatives Bild des Stofftransportes in turbulenten MHD-Strömungen. Dazu werden kleine Argon-Gasblasen als sogenannte Tracer eingesetzt. In diesem Zusammenhang ist allerdings zu beachten, daß die Gasblasen keine *passiven* Tracerteilchen im klassischen Sinne darstellen. Angesichts der durch den großen Dichteunterschied hervorgerufenen Auftriebsbewegung sollte man vielmehr von *aktiven* Tracern sprechen, d.h. es muß berücksichtigt werden, daß der turbulenten Bewegung die Eigengeschwindigkeit der Gasblasen überlagert ist und die aufsteigende Blasen ihrerseits auch die turbulente Struktur der Strömung beeinflussen können.

Es existiert bereits eine bekannte Arbeit von KOLESNIKOV und TSINOBER [23] zum Stofftransport in der MHD-Turbulenz. Die Autoren demonstrierten anhand der Untersuchung der Ausbreitung von injizierten In-Verunreinigungen in einer Hg-Strömung beeindruckend den anisotropen Charakter der Transporteigenschaften. Wie bereits erwähnt, stellt sich die Situation in einer Zweiphasenströmung aufgrund der Besonderheiten der Blasenbewegung etwas anders dar. Zudem steht in der vorliegenden Arbeit die Aufgabe umfassender Parametervariationen und einer quantitativen Betrachtung der Transportvorgänge.

Die Problematik der Wechselbeziehung zwischen der turbulenten Strömung einer Flüssigkeit und darin befindlicher Gasblasen war bereits frühzeitig Gegenstand einer Reihe von fundamentalen Arbeiten (z. Bsp. TAYLOR [50], HINZE [51], SEVIK und PARK [52]). Zunächst fand allerdings die Beeinflussung der Blasenbewegung durch die turbulente Strömung mehr Aufmerksamkeit als die Frage, inwieweit die Gasbewegung die Struktur der Turbulenz verändert. Erstmals berichtete THOME [53] über experimentelle Untersuchungen zu den Eigenschaften einer Flüssigmetall-Gas-Zweiphasenströmung unter der Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes, führte aber keine lokalen Messungen innerhalb des Magnetfeldbereiches durch. Bis zum jetzigen Zeitpunkt liegt eine Vielzahl von Arbeiten vor (siehe u. a. MORI et al. [54], MICHİYOSHI et

al. [55], FABRIS et al. [56] oder LYKOUDIS et al. [57, 58]), die sich mit Untersuchungen der lokalen Struktur von MHD-Zweiphasenströmungen befassen.

Die in Zweiphasenströmungen zu beobachtende Turbulenz sollte als eine Superposition von Geschwindigkeitsfluktuationen verschiedenen Ursprungs aufgefaßt werden, wie

- (a) den in der Hauptströmung auftretenden Scherschichten
- (b) den unregelmäßigen Bewegungen der Gaseinschlüsse
- (c) den turbulenten Nachläufen der aufsteigenden Blasen

So ist zu erwarten, daß die Turbulenzintensität in einer Zweiphasenströmung in der Regel über dem vergleichbaren Wert für eine einphasige Strömung bei gleicher Leerrohrgeschwindigkeit $((1 - \alpha)u_{fl})$ der Flüssigkeit liegt. Dies konnte von mehreren Autoren bestätigt werden (z. Bsp. SERIZAWA et al. [59], SULLIVAN et al. [60], OHBA und YUHARA [61]), deren Untersuchungen sich auf Strömungen mit einem relativ hohen mittleren void-Anteil ($\alpha \approx 10-38\%$) erstreckten. Für aufsteigende Blasen in ruhender Flüssigkeit bei kleinen Gasgehalten ($\alpha \approx 1-2\%$) fanden MICHIIYOSHI und SERIZAWA [62] und GHERSON und LYKOUDIS et al. [63] ein Ansteigen dieser blaseninduzierten Turbulenzintensität proportional zur Quadratwurzel des void-Anteils. LYKOUDIS et al. [57] bestätigten diese Abhängigkeit auch für den MHD-Fall bei mittleren void-Anteilen bis 6.5%.

Mit dem Ziel, eine zusätzliche Induzierung turbulenter Fluktuationen infolge der Blasenbewegung zu minimieren, wurden die in dieser Arbeit diskutierten Experimente auf den Bereich kleiner Gasgehalte ($\alpha < 5\%$) beschränkt. Innerhalb der Meßreihen wurde jeweils der Wert des Gasvolumenstromanteils β (Def. siehe unten) konstant gehalten.

Abschließend sei angemerkt, daß die Detektion von Gasanteilen im flüssigem Natrium meßtechnisch gesehen relativ einfach zu behandeln ist, da entsprechende Leifähigkeitssensoren vorhanden sind. Zudem ist die Frage der Verteilung von Gasblasen in einem Flüssigmetall unter Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes nicht nur von akademischen Interesse für die Turbulenzforschung, findet man derartige Strömungen doch auch in einer Reihe von metallurgischen Anwendungen oder beim Flüssigmetall-MHD-Generator.

5.1 Experimentelle Parameter

Die Experimente zur Ermittlung der Gasblasenverteilung unter Einfluß eines äußeren Magnetfeldes wurden im Testkanal I (Abschnitt 3.1.2) durchgeführt.

Die wesentliche Meßgröße war der lokale void-Anteil α_{lo} , welcher in unterschiedlicher Art und Weise definiert werden kann. Hier ist mit α_{lo} das Verhältnis zwischen der Zeit, in der eine Sonde an einem Punkt $P(x,y,z)$ des Strömungsfeldes die Anwesenheit der Gasphase feststellen würde, und der gesamten Beobachtungszeit gemeint. Vorausgesetzt, daß die Strömung als stationär angesehen werden kann, ergeben sich dann die für das Volumen oder den Kanalquerschnitt gültigen void-Anteile α aus den entsprechenden räumlichen Mittelungen.

Zur Bestimmung des lokalen void-Anteils α_{lo} gelangten Eindrahtleitfähigkeitssonden zum Einsatz, deren Koordinaten im Kanalquerschnitt mit Hilfe eines Schrittmotorverstellungssystems variiert wurden. Der Abstand zwischen Gasinjektion und Meßsonde x_s beträgt 290 mm, wobei sich sowohl Injektions- als auch Meßort innerhalb des homogenen Magnetfeldbereiches befinden.

Das Gas wird durch eine einzelne Kanüle (Öffnungsdurchmesser 0.8 mm) eingepert. Niedrige Gasvolumenstromanteile ($\beta = \frac{\dot{Q}_g}{\dot{Q}_g + \dot{Q}_{fl}} < 0.1$) sollen die Formierung des Argongases in kleinen nahezu kugelförmigen Blasen garantieren.

Für eine Abschätzung der Blasenform ist es notwendig, die folgenden dimensionslosen Kennzahlen zur Charakterisierung des Verhältnisses zwischen Auftrieb und Oberflächenspannung ς einzuführen (mit d_b - Blasendurchmesser, Materialeigenschaften der Flüssigkeit: η - dynamische Viskosität, ρ - Dichte):

$$\text{Eötvös - Zahl} \quad Eo = \frac{g\Delta\rho d_b^2}{\varsigma} \quad (5.1)$$

$$\text{Morton - Zahl} \quad Mo = \frac{g\eta^4\Delta\rho}{\rho^2\varsigma^3} \quad (5.2)$$

Entsprechend [64] kann für den Spezialfall einer ruhenden, unendlich ausgedehnten Flüssigkeit die nachstehende empirische Formel herangezogen werden, um das Verhältnis der maximalen vertikalen zur maximalen horizontalen Blasenausdehnung \bar{E} zu berechnen:

$$\bar{E} = 1/(1 + 0.163 \cdot Eo^{0.757}) \quad Eo < 40, Mo \leq 10^{-6} \quad (5.3)$$

Für eine Na-Strömung bei 200°C ergeben sich die folgenden typischen Werte:

Morton-Zahl $7 \cdot 10^{-14}$

Eötvös-Zahl 1.99 ($d_b = 7$ mm) 0.19 ($d_b = 2$ mm)

\bar{E} 0.78 ($d_b = 7$ mm) 0.96 ($d_b = 2$ mm)

Anhand dieser Ergebnisse können kleine Blasen mit einem Durchmesser von ca. 2 mm als Kugeln betrachtet werden, während Gaseinschlüsse größerer Ausdehnung von etwa 7 mm in der Flüssigkeit die Form eines Ellipsoids annehmen. Ein Wert für die im Experiment zu erwartenden Abmessungen der Blasen wurde mit Hilfe einer von MEERSMANN [65] vorgeschlagenen Beziehung bestimmt. Betrachtet wird dabei das Ende einer freien Düse (Öffnungsdurchmesser d_k), die in eine nach allen Richtungen unendlich ausgedehnte Flüssigkeit hineinragt. Die folgende Gleichung beruht auf den Annahmen, daß der Widerstandsbeiwert der Blase konstant und die Trägheitskraft zu vernachlässigen sei:

$$d_b = \left\{ \frac{3\varsigma d_k}{g\rho} + \left[\left(\frac{3\varsigma d_k}{g\rho} \right)^2 + \frac{15\dot{Q}_g^2 d_k}{g} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (5.4)$$

Für einen typischen Wert des Gasvolumenstroms von 30 l/h erhält man Blasendurchmesser von ca. 7 mm. Generell ist es denkbar den Wert für \dot{Q}_g weit genug herabzusenken, um in einen Bereich zu gelangen, in dem die Einperlung kugelförmiger Blasen zu erwarten ist. Auf der anderen Seite bedeutet dies aber eine erhebliche Reduzierung der Blasenmenge in der Strömung und damit eine nicht akzeptable Verlängerung der Meßzeiten, um statistische Fehler $< 5\%$ zu erreichen, so daß letztendlich auf eine derartige Maßnahme verzichtet wurde.

Der gewählte Reynoldszahlbereich (bezogen auf Kanalausdehnung 2-a) erstreckt sich von 9300 bis 46500. Dies entspricht mittleren Natriumgeschwindigkeiten von 0.1 bzw. 0.5 m/s. Das Maximum der Magnetfeldstärke ($B = 0.45$ T) entspricht einer Hartmannzahl Ha von 2710. Weitere für diese Natrium/Argon-Strömung typische Kennzahlen werden in den Tabellen 5.1 und 6.1 (Kapitel 6) präsentiert.

5.2 Verteilungen des lokalen void-Anteils

In Abbildung 5.1-4 sind repräsentative Isoplots des Gasphasenanteils bei Reynolds-Zahlen von 9300, 18600, 27900 und 46500 für jeweils unterschiedliche Werte des transversalen Magnetfeldes zu sehen. Die Injektionskanüle ist im Zentrum des Strömungsquerschnittes positioniert.

Im gewöhnlichen hydrodynamischen Fall ohne Magnetfeld (Abb. 5.2a) bzw. 5.4a)) zeigt die Gasfraktion mit zunehmender Laufzeit ($t_L = \bar{v}_{Na} \cdot x_s$) eine deutliche Tendenz hin zur Gleichverteilung. Bereits die Zuschaltung eines kleinen Magnetfeldes von 0.05 T (Abb. 5.1a)) bewirkt dagegen eine Konzentration der Gasblasen in der Kanalmitte, ein erster Hinweis auf die Dämpfung turbulenter Schwankungen durch die elektromagnetischen Kräfte. Diese Konzentration verstärkt sich signifikant mit einer Erhöhung der Feldintensität. Für Stuart-Zahlen $N \geq 10$ (siehe z.B. Abb 5.2b) oder 5.4b)) tritt ein neues Merkmal zutage, eine ausgebildete Anisotropie der Gasverteilungen. Die Blasendispersion ist in Richtung der magnetischen Feldlinien wesentlich stärker unterdrückt als quer zum Feld. Dies deutet auf eine vorherrschende Existenz von Wirbeln in der Strömung hin, deren Achsen längs der Feldlinien ausgerichtet sind, zweifellos ein Indiz für den zunehmend zweidimensionalen Charakter der turbulenten Bewegung.

Übersteigt die Stuartzahl einen hinreichend großen Wert ($N \geq 700$) ist die Gasphase nur noch im zentralen Injektionsbereich nachzuweisen und die Verteilung kann wieder in guter Näherung als isotrop charakterisiert werden (Abb. 5.1e)). Dies zeigt, daß bei genügend hohen Feldstärken auch die zweidimensionalen Turbulenzelemente stark gedämpft werden und somit eine Relaminarisierung der Strömung zu beobachten ist.

An dieser Stelle sei explizit noch einmal darauf hingewiesen, daß die dicken leitfähigen Wände der Teststrecke I die elektromagnetische Dissipation der Turbulenz wesentlich begünstigen. Außerdem wurden bei diesen Untersuchungen keine speziellen Einbauten zur Turbulenzanfänger eingesetzt. Damit wirkt nur der Eintritt der Strömung in das Magnetfeld und natürlich auch die Eigenbewegung der Blasen im Natrium selbst als Turbulenzpromoter.

Ein ähnliches Bild ergibt sich bei einer Verlagerung der Injektionsposition in die Nähe der Kanalwand (Distanz ca. 5 mm). Die entsprechenden Bilder der Gasverteilung sind in Abbildung 5.5 a) und b) dargestellt. Die konzentrierende Wirkung des Magnetfeldes auf die Blasen sowie der anisotrope Charakter der Verteilung wird auch hier offensichtlich.

Auf den ersten Blick befinden sich die präsentierten Ergebnisse im Widerspruch zu bereits aus den Arbeiten von LYKOUDIS [58] und MICHİYOSHI [66] bekannten experimentellen Resultaten. Gegenstand der Untersuchungen beider Autoren waren Quecksilber/Stickstoff-Strömungen. Man fand im wesentlichen eine isotrope Gleichverteilung der Gasblasen in die Richtungen sowohl senkrecht als auch parallel zum Magnetfeld, im Falle von [66] sogar eine etwas stärkere Konzentration der Gasphase in senkrechter Richtung zu den Feldlinien. An dieser Stelle ist allerdings ein Vergleich der bei den verschiedenen Experimenten erzielten dimensionslosen Parameter notwendig. Obwohl beide Autoren in ihren Experimenten mit hohen Magnetfeldstärken (≈ 1.5 T) arbeiteten, liegen deren entscheidende MHD-Parameter wie Ha oder N deutlich unter den im Rossendorfer Experiment erzielten Werten (Tab. 5.1). Grund hierfür sind die Unterschiede in den Materialeigenschaften von Quecksilber und Natrium.

Eine Reihe von frühen experimentellen Arbeiten zur turbulenten Kanalströmung im transversalen Magnetfeld ist von BRANOVER [7] zusammengefaßt und bewertet worden. Als Ergebnis gibt er eine empirische Formel für den kritischen Wert des Verhältnisses Ha/Re an, oberhalb dessen im Falle eines transversalen Magnetfeldes die turbulente Bewegung der Strömung durch

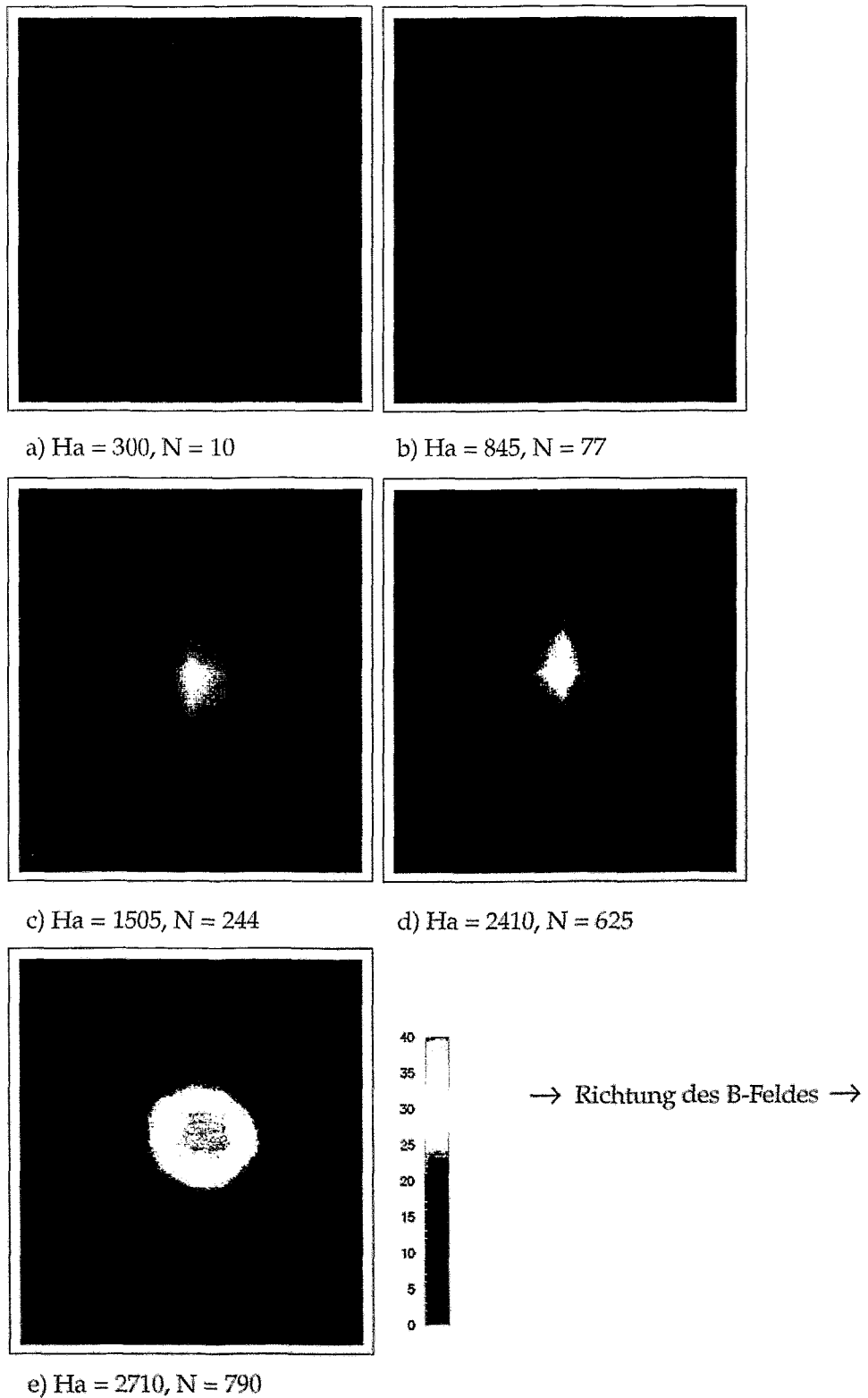


Abbildung 5.1: Verteilungen des Gasphasenanteils (Angabe in [%]) im Kanalquerschnitt bei verschiedenen Magnetfeldstärken für eine Reynolds-Zahl von 9300, Gasinjektion in Kanalmitte

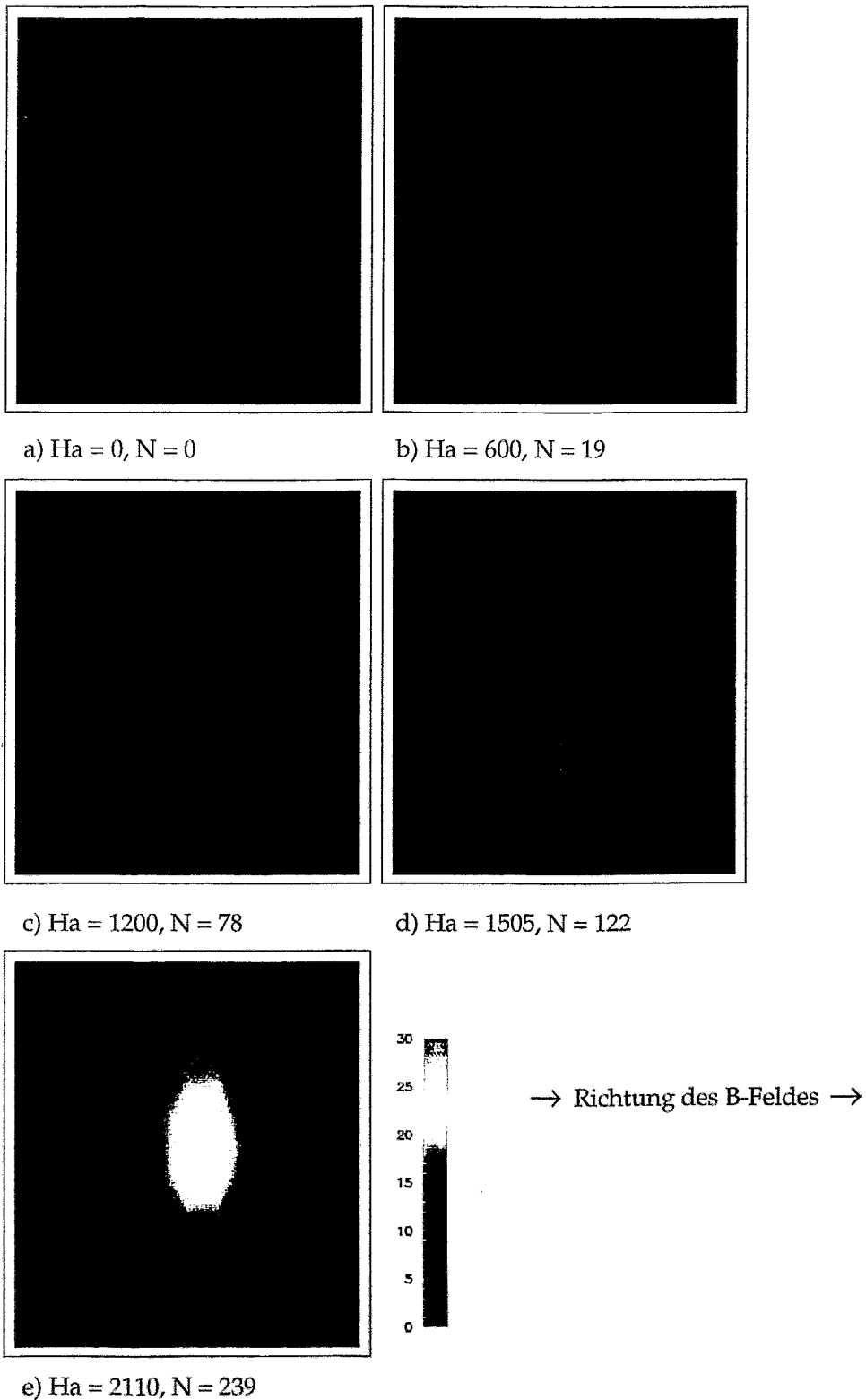


Abbildung 5.2: Verteilungen des Gasphasenanteils (Angabe in [%]) im Kanalquerschnitt bei verschiedenen Magnetfeldstärken für eine Reynolds-Zahl von 18600, Gasinjektion in Kanalmitte

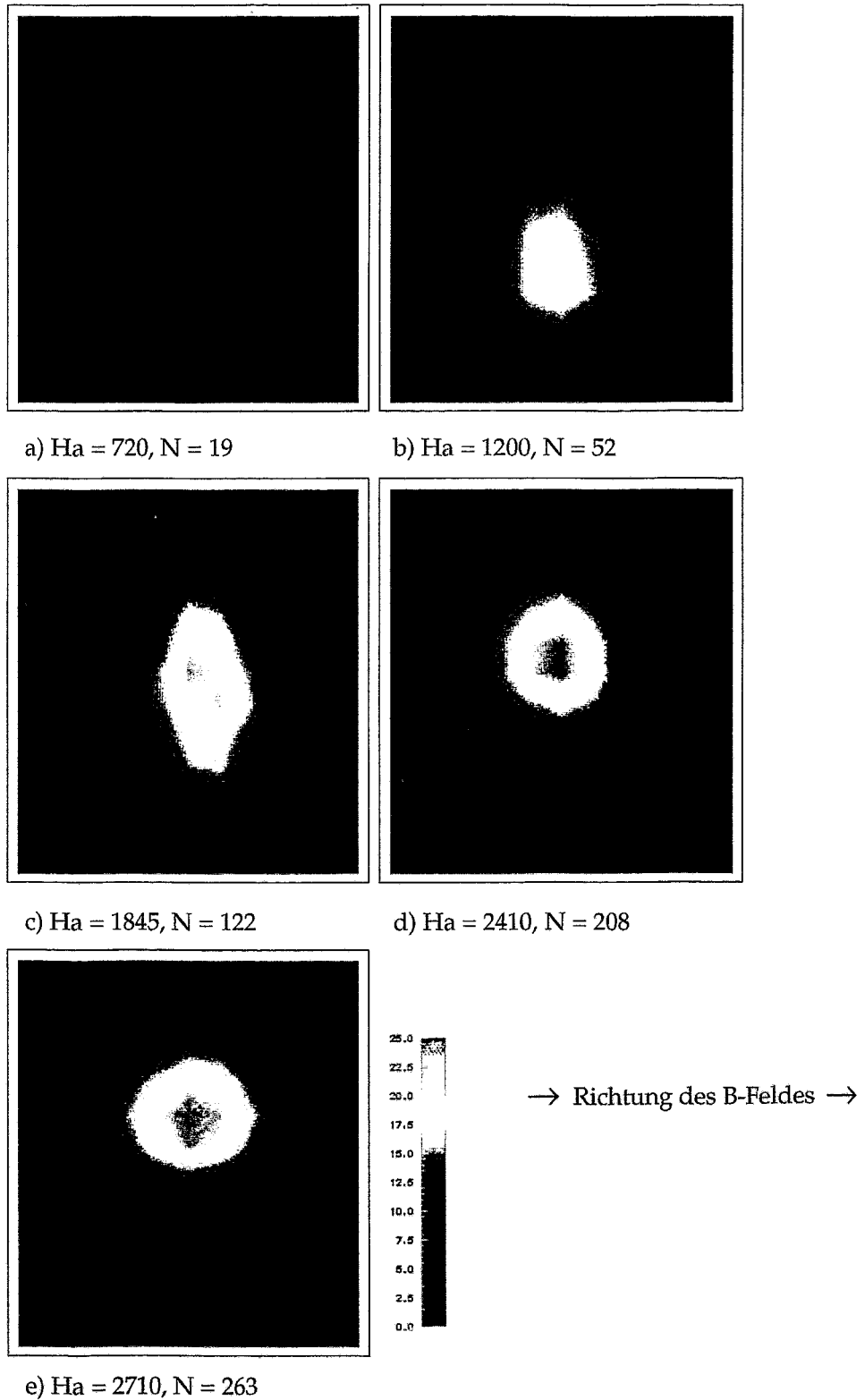


Abbildung 5.3: Verteilungen des Gasphasenanteils (Angabe in [%]) im Kanalquerschnitt bei verschiedenen Magnetfeldstärken für eine Reynolds-Zahl von 27900, Gasinjektion in Kanalmitte

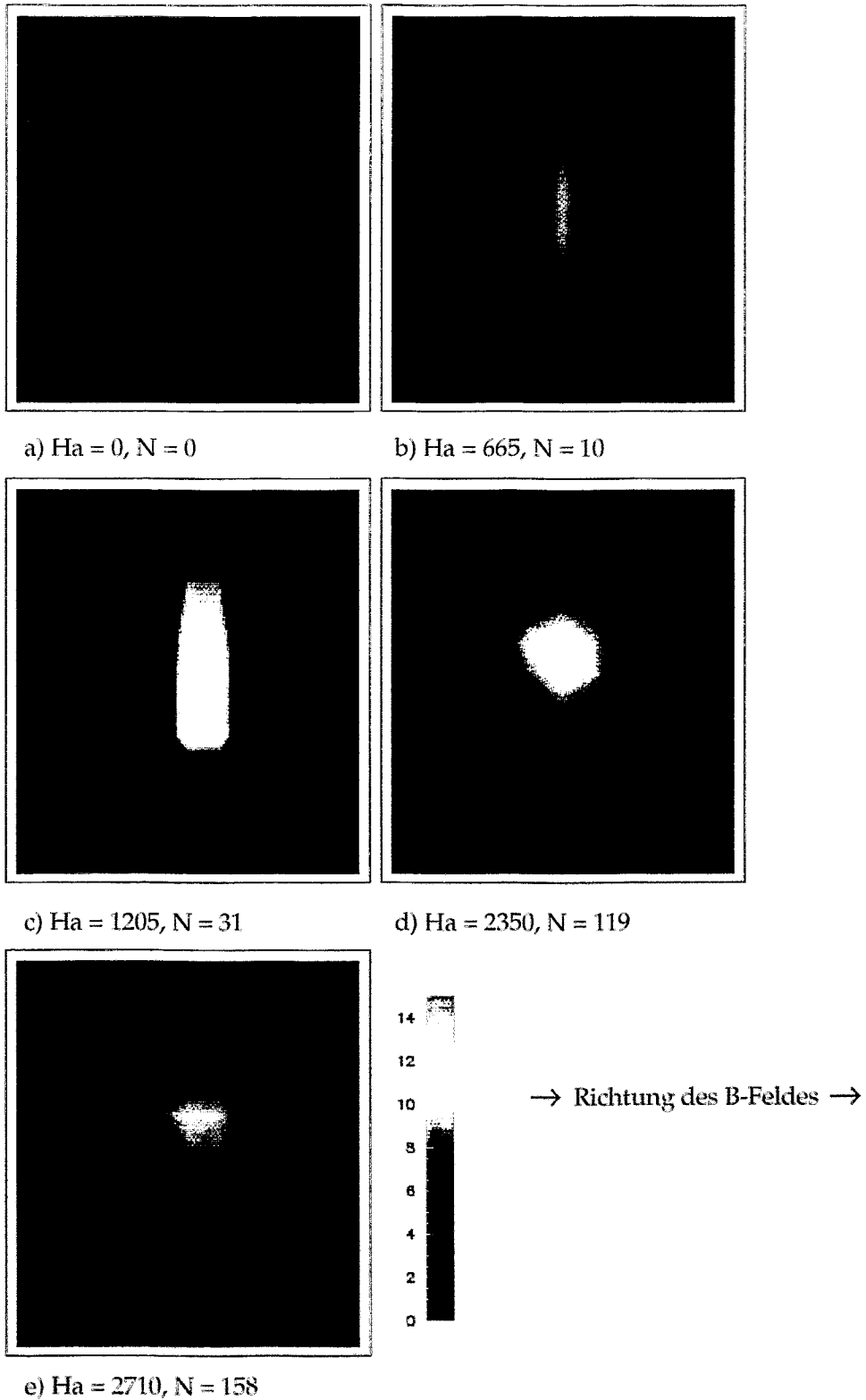
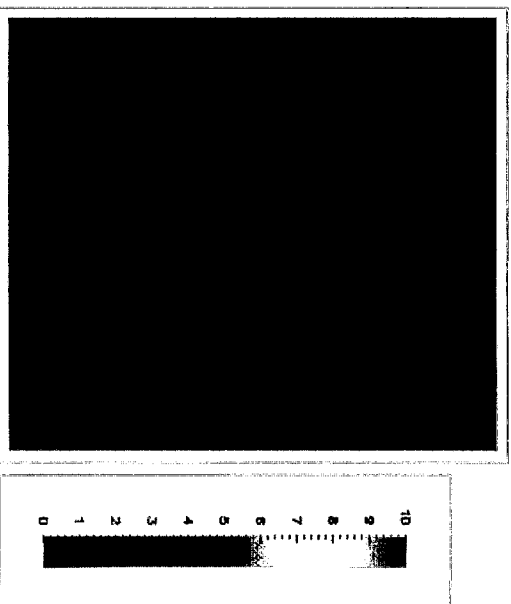
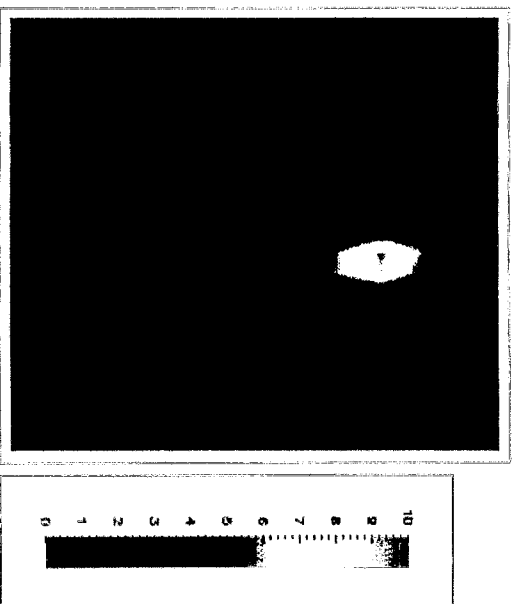


Abbildung 5.4: Verteilungen des Gasphasenanteils (Angabe in [%]) im Kanalquerschnitt bei verschiedenen Magnetfeldstärken für eine Reynolds-Zahl von 46500. Gasinjektion in Kanalmitte

a) $Ha = 0, N = 0$ b) $Ha = 1200, N = 156$

→ Richtung des B-Feldes →

Abbildung 5.5: Verteilungen des Gasblasenanteils (Angabe in [%]) im Kanalquerschnitt bei Feldstärken von $B = 0$ T bzw. $B = 0.2$ T für eine Reynolds-Zahl von 9300. Gasinjektion ca. 5 mm von der Kanalwand entfernt

	Lykoudis [58]	Michiyoshi [66]	Natriumexperiment Rossendorf
Fluid	Hg/N ₂	Hg/Ar	Na/Ar
Teststrecke	Rohr (∅38 mm)	Rohr (∅23 mm)	Rechteckkanal (45 × 50 mm ²)
Wandmaterial	Plexiglas	Plexiglas	Edelstahl
Re-Zahl	6.8 · 10 ⁴ ...10 ⁵	7 · 10 ⁴ ...1.4 · 10 ⁵	10 ⁴ ...7 · 10 ⁴
Ha _{max}	900	220	2700
Ha/Re _{max} · 10 ³	13	3	200
N _{max}	12	0.7	400
Lu=(N·Rm) _{max}	0.2	0.01	30

Tabelle 5.1: Vergleich der vorliegenden experimentellen Bedingungen mit den Messungen aus [58, 66]

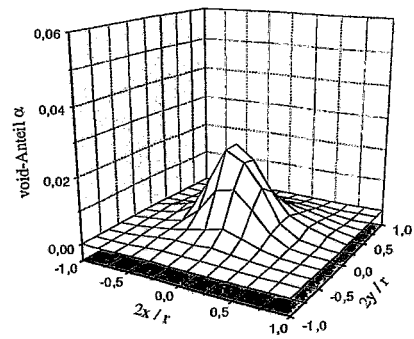
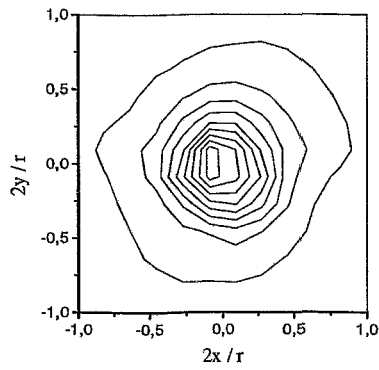
die MHD-Effekte bestimmt wird:

$$\left(\frac{Ha}{Re}\right)_{cr} = [215 - 85 \cdot e^{-0.35\beta_K}]^{-1} ; \beta_K = \frac{b}{a} \quad (5.5)$$

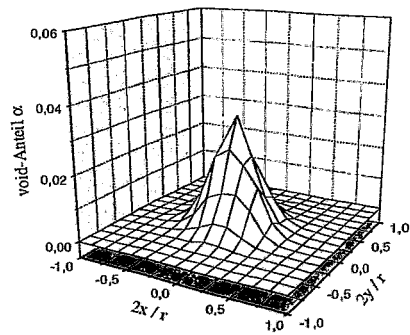
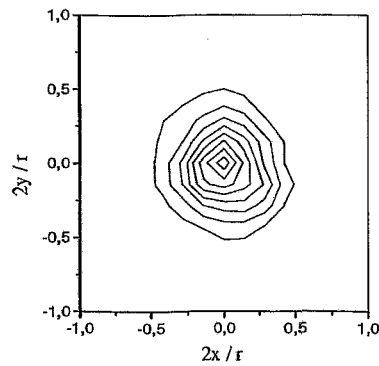
Für ein Kanalaspektverhältnis von $\beta_K = 1$ erhalten wir einen kritischen Wert von $6.5 \cdot 10^{-3}$. Während dieser Wert im Rossendorfer Natriumexperiment klar übertroffen wird, wird er bei den Messungen von LYKOUDIS gerade erreicht und MICHİYOSHI bleibt sogar darunter. Zusätzlich ist anzumerken, daß die von beiden Autoren verwendeten Teststrecken mit kreisförmigen Querschnitt wesentlich schlechtere Voraussetzungen für die Herausbildung der zweidimensionalen MHD-Turbulenz bieten als rechteckige Kanalquerschnitte [7]. So bleibt als Resümé festzuhalten, daß die Bedingungen für die Existenz der 2-dimensionalen MHD-Turbulenz lediglich im hier beschriebenen Natriumexperiment klar gegeben waren.

Einen interessanten Vergleich bieten die in Abb. 5.6 a)-c) gezeigten void-Verteilungen, die am Quecksilberversuchskreislauf des Instituts für Physik in Riga/Salaspils mit einer ähnlichen experimentellen Konfiguration gemessen wurden (Der entsprechende Versuchsaufbau wird ausführlich im Abschnitt 6.3.2. beschrieben). Der wesentliche Unterschied zum Rossendorfer Experiment besteht neben den unterschiedlichen Materialeigenschaften der verwendeten Flüssigmetalle in der Ausrichtung des äußeren Magnetfeldes. Am Rigaer Versuchstand ist ein Solenoid integriert, der ein longitudinales Feld entlang einer Rohrströmung liefert. Somit ist eine Verletzung der Symmetrie der Strömung durch die elektromagnetische Kraftwirkung abgesehen von den Endbereichen faktisch nicht gegeben. Diesen Erwartungen entsprechen auch die Verteilungsbilder. Beobachtet man mit wachsender Feldstärke ebenfalls eine deutliche Fokussierung des Gasanteils im Zentrum des Kanals infolge der elektromagnetischen Dämpfung der Geschwindigkeitsschwankungen, so bleibt doch im Gegensatz zum transversalen Fall die Isotropie der void-Verteilung gewahrt.

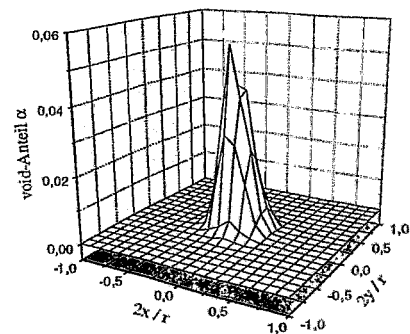
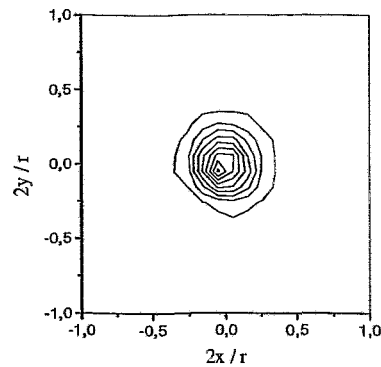
Am Ende dieses Abschnitts sei noch auf eine Erscheinung hingewiesen, die man an einigen lokalen Gasverteilungen bei hohen Ha-Zahlen (z. B. Abb. 5.3 d) und e)) beobachten kann und die der diskutierten Tendenz der Konzentration der Blasen durch die Wirkung des \vec{B} -Feldes widerspricht. Deutlich zu registrieren ist hier eine Verbreiterung der Gasverteilungen *parallel* zur Magnetfeldrichtung mit steigender Ha-Zahl. Dieser Sachverhalt dürfte auf den sogenannten



B = 0 T



B = 0.3 T



B = 0.9 T

Abbildung 5.6: Die Zuschaltung eines in die Strömungsrichtung zeigenden (longitudinalen) Magnetfeldes bewirkt eine Konzentration der Gasblasen in der Mitte des Rohres, führt allerdings nicht zu anisotropen Verteilungen der Gasanteils. Diese Messungen wurden vom Autor an der Quecksilbersversuchsanlage des Instituts für Physik in Riga durchgeführt.

Pinch-Effekt zurückzuführen sein, der mit der Existenz eines Druckprofils im Kanalquerschnitt hervorgerufen durch das induzierte Magnetfeld verknüpft ist. Die lineare Änderung des induzierten Feldes entlang der Kraftlinien des äußeren Feldes führt zu einem Maximum von p im Zentrum des Kanals (siehe Anhang C), dessen Vorhandensein wiederum eine Drift der Gasblasen in Richtung der Kanalwände bewirkt bis hin zur Herausbildung von Maxima der Gasverteilungen in der Nähe beider Wände. SAITO et al. [67, 68] gelang es, den Einfluß dieses Pinch-Effektes auf die Verteilung von Gasblasen experimentell nachzuweisen. Die Autoren sagen ein Auftreten des Pinch-Effektes für den Fall vorher, daß die Lundquist-Zahl $Lu = N \cdot Rm$ den Wert 1 überschreitet. Da erstaunt es zunächst, daß beim Rossendorfer Natriumexperiment trotz Werten von Lu bis maximal 30 kein dominanter Einfluß des Pinch-Effektes festgestellt wird. Zu beachten ist an dieser Stelle allerdings auch die Rolle des Wandleitparameters c_w (s. Gleichung (C.9) im Anhang C), der im Vergleich zu [67, 68] hier ungefähr um den Faktor 6 niedriger ist und somit eine Erklärung liefert, warum die gemessenen Gasblasenverteilungen nicht in erster Linie durch den Pinch-Effekt bestimmt werden.

5.3 Koeffizienten der turbulenten Dispersion

Als nächster Schritt soll versucht werden, das Wesen des Gasblasentransports unter MHD-Bedingungen besonders hinsichtlich der beobachteten Anisotropie zu quantifizieren. In diesem Zusammenhang bietet es sich an, die Dispersionskoeffizienten in den Richtungen parallel als auch senkrecht zum Magnetfeld auf der Basis des experimentellen Datenmaterials zu berechnen.

Zu diesem Zweck wird der Blasenausbreitungsprozeß in einfacher Weise durch eine zweidimensionale Diffusionsgleichung mit konvektiven Term in Richtung der Hauptströmung beschrieben:

$$\overline{u}_g \cdot \frac{\partial \alpha_{lo}}{\partial x} = D_y \cdot \frac{\partial^2 \alpha_{lo}}{\partial y^2} + D_z \cdot \frac{\partial^2 \alpha_{lo}}{\partial z^2} \quad (5.6)$$

Die Hauptströmung wird als eindimensional in x -Richtung betrachtet und die Kraftlinien des Magnetfeldes zeigen in y -Richtung. Nimmt man für α_{lo} eine δ -förmige Anfangsverteilung in der Ebene $x = 0$ an, ergibt sich für den void-Anteil in einem Kanal ohne Wände folgender Ausdruck:

$$\alpha_{lo}(x_s, y, z) = \frac{\dot{Q}_g}{2\pi x_s \sqrt{D_y D_z}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \frac{\overline{u}_g (y - y_0)^2}{x_s D_y}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \frac{\overline{u}_g (z - z_0)^2}{x_s D_z}} \quad (5.7)$$

mit D_y, D_z - Diffusionskoeffizienten in y - bzw. z -Richtung

y_0, z_0 - y - bzw. z -Koordinate der Injektionsposition

x_s - x -Koordinate der Sondenposition

u_g - mittlere Geschwindigkeitskomponente der Blasen in Hauptströmungsrichtung

Dies ist eine von gewöhnlichen Diffusionsproblemen her bekannte Lösung, die das Auseinanderfließen einer δ -Verteilung im Zeitverlauf charakterisiert.

Die Bestimmung von D_y und D_z basiert auf folgender Vorgehensweise:

Von den Meßdaten der Gasverteilungen werden jeweils die sich auf einer Sehne entlang der

y- bzw. z-Achse befindlichen α_{i0} -Werte genommen und an eine Gauß-Kurve angefitet. Die entsprechenden Koeffizienten der turbulenten Dispersion lassen sich einfach aus den Standardabweichungen der gefitteten Kurven berechnen. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Gasvolumenstromrate \dot{Q}_g und die Blasengeschwindigkeit \bar{u}_g auf der kurzen Distanz zwischen Injektions- und Meßort konstant bleiben und auch der Druck p keinen großen Schwankungen unterliegt. Die für die jeweiligen experimentellen Bedingungen typische Gasgeschwindigkeit ist dabei mittels eines speziell für MHD-Blasenströmungen entwickelten Modells errechnet worden, das im Kapitel 6 vorgestellt wird.

Im allgemeinen sind die Geschwindigkeiten von Flüssigmetall und Gasblasen aufgrund der Auftriebskraft nicht identisch, d.h. ein sogenannter Schlupf $S = v_g/v_{fl} > 1$ tritt auf. Die Größe S hängt von wiederum von verschiedenen Strömungsparametern (Flußraten, Blasengröße,...) sowie von der Intensität und der Richtung des äußeren Magnetfeldes ab. An dieser Stelle stoßen wir wieder auf das bereits am Beginn des Kapitels angesprochene Problem der aktiven Rolle der Blasen in der Strömung. Die Bewegung der Gasblasen in der Strömung kann als Superposition ihrer durch die Auftriebskraft bewirkten Eigengeschwindigkeit und der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen des Flüssigmetalls aufgefaßt werden. Der Einfluß von einer solchen individuellen Teilchengeschwindigkeit auf den Dispersionsprozeß ist unter den Namen 'Crossing-trajectory' Effekt bekannt [69]. Dahinter verbirgt sich folgendes plausibles Bild: Die Eigengeschwindigkeit der Teilchen oder Tracer sorgt dafür, daß diese schneller von einem Wirbel zum nächsten gelangen verglichen mit der für deren Zerfall charakteristischen Zeitskala. Gemäß dieser Vorstellung schwindet der Einfluß der Wirbel auf den Dispersionsprozeß mit wachsender Tracergeschwindigkeit. Als Konsequenz bleibt festzuhalten, daß die hier bestimmten Koeffizienten der turbulenten Dispersion kleiner sein müssen als die für ideal passive Tracer zu erwartenden Werte. Dieser Effekt spielt keine Rolle, wenn sich Flüssigmetall und Gasblasen etwa mit derselben Geschwindigkeit in Strömungsrichtung bewegen, m.a.W. der Schlupf S ($S = u_g/u_{fl}$) erreicht einen Wert von 1. Wie aber diesbezügliche Meßergebnisse, die im Kapitel 6 vorgestellt werden, zeigen, liegen im hier interessierenden Parameterbereich die Werte für S bei ca. 2 bis 5. Wie später noch herausgestellt wird, ist eine Beeinflussung des Schlupfes durch äußere Magnetfelder in gewissen Grenzen möglich. Der Wert 1 ist allerdings nur für $\rho_g \rightarrow \rho_{fl}$ oder den Grenzfall hoher Geschwindigkeiten u_{fl} realistisch. Eine ausführlichere Darstellung dieses 'Crossing-trajectory'-Effektes sowie eine Analyse des Magnetfeldeinflusses auf denselben geben GERBETH und HAMANN [70].

Ziel der vorliegenden Arbeit ist nicht in erster Linie die exakte Bestimmung der Absolutwerte der Dispersionskoeffizienten sondern vielmehr der Versuch einer Quantifizierung des Magnetfeldeinflusses. In diesem Sinne ist eine quantitative Einbeziehung des 'Crossing-trajectory' Effektes in die Rechnungen nicht erforderlich.

Eine Darstellung der ermittelten Dispersionskoeffizienten als Funktion der Parameter Ha/Re (hier bezogen auf den Wert bei $B = 0$ T) in den Richtungen parallel bzw. senkrecht zum Magnetfeld bietet Abbildung 5.7. Allgemein ist eine signifikante Reduktion des radialen Blasentransports mit steigender Intensität des Magnetfeldes festzustellen. Ein Vergleich der Kurvenverläufe liefert aber deutliche Unterschiede. Während der Gastransport entlang der Magnetfeldlinien bereits bei kleinen Werten des Magnetfeldes auf 20 - 30 % abfällt, gestaltet sich der Rückgang des Dispersionskoeffizienten senkrecht zur Feldrichtung bei steigendem Verhältnis Ha/Re wesentlich flacher. Bei hinreichend starkem Magnetfeld ($Ha/Re \approx 0.3$) ergeben sich wie im Fall $B = 0$ T annähernd gleiche Werte für D_y und D_z . Dies widerspiegelt sich auch in Abbildung

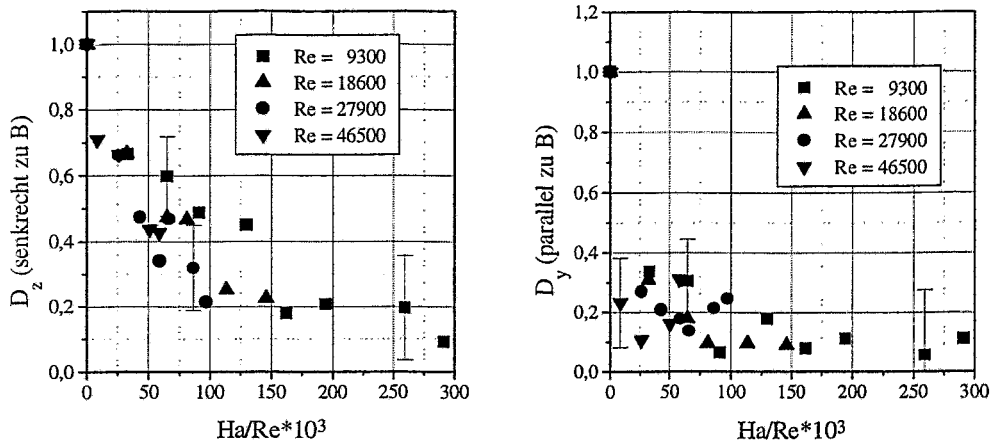


Abbildung 5.7: Der Abfall der dimensionslosen Dispersionskoeffizienten (bezogen auf den Wert bei $B = 0$ T) mit steigendem Verhältnis Ha/Re zeigt einen Rückgang des Stofftransports quer zur Strömungsrichtung an.

5.8, in der das Verhältnis D_z/D_y über Ha/Re aufgetragen wurde. Ausgehend vom Wert 1 für den gewöhnlichen hydrodynamischen Fall durchlaufen die Kurven Maxima mit Werten bis zu 6. Die Lage der Maxima verschiebt sich mit steigender Re -Zahl zu kleineren Zahlen von Ha/Re . Eine weitere Erhöhung von \vec{B} bewirkt einen Trend zurück zu isotropen Gasverteilungen, und schließlich erreicht das Verhältnis der Koeffizienten wiederum 1 für $Ha/Re \approx 0.3$. Ein zweiter Peak ist in der Kurve für $Re = 9300$ bei $Ha/Re \approx 0.25$ zu beobachten, dessen Existenz durch eine Wiederholung der entsprechenden Messung bestätigt wurde. Wie aus Abb. 5.7 ersichtlich wird, erklärt sich dieser Peak allerdings nicht in erster Linie durch eine signifikante Erhöhung des Dispersionskoeffizienten D_z senkrecht zum \vec{B} -Feld, sondern eher durch einen kleineren Wert für D_y . Eine Ausdehnung der Messungen bei höheren Re -Zahlen auf diesen Parameterbereich war aufgrund der Begrenzung der magnetischen Feldstärke nicht möglich.

5.4 Der Einfluß eines Turbulenzpromoters auf die Blasendispersion

Als ein logischer nächster Schritt im Versuchsprogramm bietet sich nun die Wiederholung der Experimente an, nachdem im Querschnitt der Teststrecke das im Abschnitt 3.1.2 beschriebene Gitter installiert wurde. Die gewünschte Funktion dieses Einbaus besteht in einer gezielten Anregung der zweidimensionalen Turbulenz. Daß eine Ausbildung quasi-zweidimensionaler turbulenter Strukturen im Nachlauf des Gitters in einer einphasigen Strömung zu erreichen ist, wenn die zylindrischen Stäbe entlang des Magnetfeldes ausgerichtet sind, konnte anhand der Ergebnisse im Abschnitt 4.1.3 belegt werden.

Der Einbauort des Gitters befand sich 30 mm nach dem Eintritt der Strömung in den homogenen Magnetfeldbereich. Die Gasblasen wurden durch eine auf dem Gitter angebrachte Kanüle

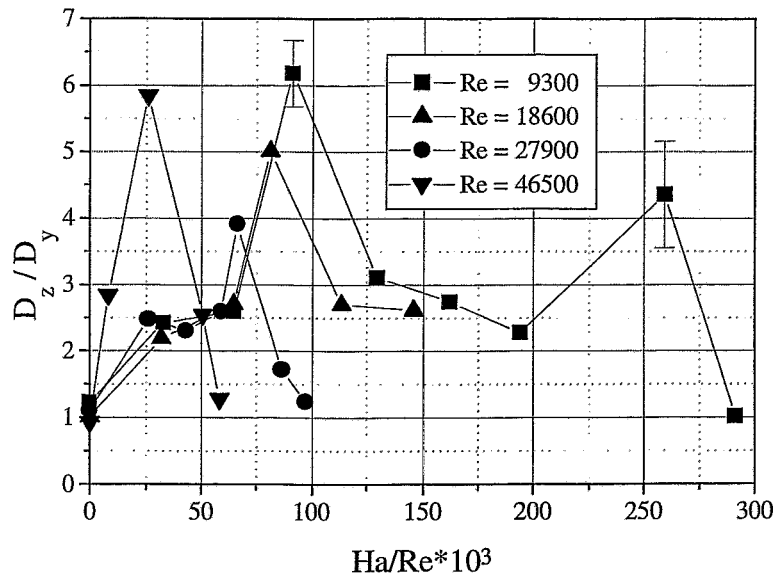


Abbildung 5.8: Das Verhältnis der Dispersionskoeffizienten senkrecht und parallel zur Richtung des Magnetfeldes widerspiegelt die beobachtete Anisotropie der void-Verteilungen für bestimmte Bereiche des Parameterverhältnisses Ha/Re .

ca. 10 mm oberhalb der Gitterebene eingeperlt. Die Messungen sowie deren Auswertung erfolgte in der bereits oben aufgezeigten Art und Weise.

In Abbildung 5.9 ist ein Beispiel für die resultierenden Isoplots des void-Anteils für den Fall der Ausrichtung der Gitterstäbe senkrecht a) bzw. parallel b) zum Magnetfeld verglichen mit der Situation ohne Turbulenzpromoter c) zu sehen. Das durch den Einsatz des Turbulenzpromoters vielleicht zu erwartende Phänomen einer deutlichen Anfachung der zweidimensionalen Turbulenz läßt sich allerdings mit den gemessenen Gasverteilungen nicht belegen. Im Gegenteil, eine anisotrope Blasendispersion kann nur beobachtet werden, sofern auf eine Installation des Gitters im Testkanal verzichtet wurde. Darüberhinaus hinterläßt eine Änderung der Ausrichtung der Gitterstäbe keine Spur in den entsprechenden Gasverteilungsbildern. Zusätzlich illustriert wird der Sachverhalt durch die Darstellung von D_z/D_y als Funktion von Ha/Re in Abbildung 5.10.

Eine Interpretation dieser Ergebnisse muß die äußerst komplexe Natur der Zweiphasenströmungen in Betracht ziehen. Die Auswirkung der Anwesenheit des Gitters auf die Strömung bleibt nicht nur auf eine mögliche Anregung zweidimensionaler turbulenter Strukturen beschränkt. Vielmehr ist auch eine signifikante Änderung des Druckprofils im Nachlauf zu erwarten, auf die die Blasen sensibel reagieren. Dieser Effekt kann den Einfluß der MHD-Turbulenz auf die Blasendispersion leicht überdecken. Aus konstruktiven Gründen sind die Gitterstäbe in ihrer Länge und ihrem Durchmesser beschränkt mit dem Resultat, daß die wandnahen Bereiche kein Strömungshindernis aufweisen und die lokale Strömungsgeschwindigkeit hier höher liegt als im Kern der Strömung.

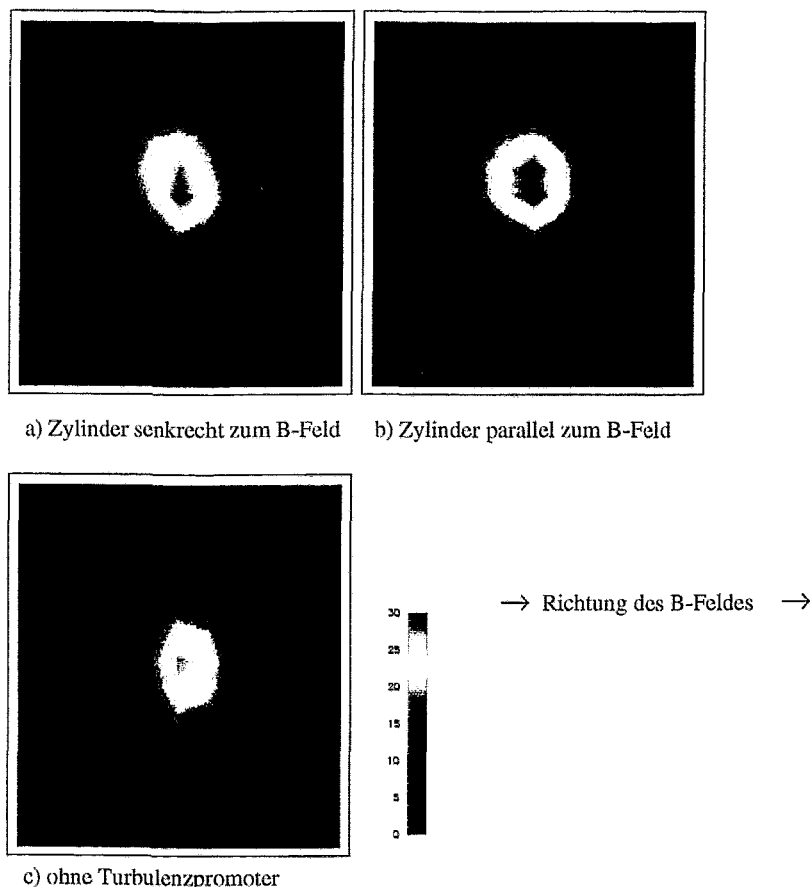


Abbildung 5.9: Einfluß des Turbulenzgitters auf die Verteilung der Gasblasen bei $Re = 9300$, $Ha = 1505$, $N = 244$: Die Isoplots liefern keinen Beleg für die Existenz quasi-zweidimensionaler Strukturen. Eine Anisotropie der Verteilung wird nur ohne Turbulenzpromoter beobachtet.

Inwieweit ist überhaupt mit einem nachweisbaren Effekt des Turbulenzpromoters auf die Blasen dispersion zu rechnen? Man muß sich natürlich darüber im klaren sein, daß sich der Charakter der Turbulenz mit dem Einbau des Gitters grundlegend verändert hat. In einfacher Weise kann man beide Situationen mit Hilfe der Resultate aus Kapitel 4 wie folgt klassifizieren: In Abwesenheit eines Turbulenzpromoters ist der Ursprung der Geschwindigkeitsfluktuationen in der Umlenkung der Strömung vor Eintritt in den Testkanal bzw. in Instabilitäten des Geschwindigkeitsprofils zu suchen. Typische Längenskala ist stets der Abstand der Kanalwände $2 \cdot a = 45$ mm. Es zeichnen somit großskalige Turbulenzelemente für den Massetransport verantwortlich. Trotz kleinerer Turbulenzintensitäten (Größenordnung 1 %) beobachtet man höhere Werte des Dispersionskoeffizienten in Magnetfeldrichtung im Vergleich zur Konfiguration mit eingebautem Gitter. In letzterem Fall dominieren aber durch den Turbulenzpromoter erzeugte kleinskaligere Wirbel, da als typische Abmessung nun der Durchmesser der zylindrischen Gitterstäbe $\varnothing = 2$ mm fungiert. Ein Vergleich der Abbildungen 4.6 und 4.7 offenbart, daß mit Blick auf die Situation des leeren Kanals eine Zunahme der turbulenten Energie vor allen Dingen im Wellen-

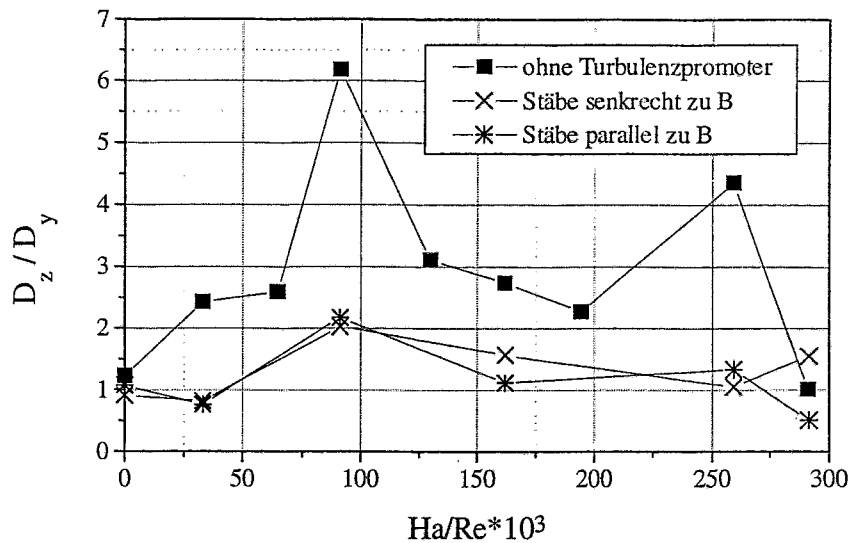


Abbildung 5.10: Auch das Verhältnis der Dispersionskoeffizienten (bei $Re = 9300$) demonstriert das Auftreten eines anisotropen Stofftransportes in der Strömung nur für den Fall, daß kein Turbulenzgitter im Kanal installiert wurde.

zahlbereich $1 \text{ cm}^{-1} < k < 10 \text{ cm}^{-1}$ festzustellen ist. Erinnert sei auch an Abbildung 4.11 mit der Darstellung der Taylorschen Makroskale als Funktion der Stuart-Zahl N . Die Taylorskale wird mit wachsendem N kleiner und erreicht Werte von 5 mm und kleiner für $N \geq 20$. Entsprechend den Abschätzungen aus Abschnitt 5.1 sind im Experiment Blasendurchmesser derselben Größenordnung zu erwarten, womit im konkreten Fall die Wirksamkeit der Blasen als Tracer zweifelhaft und damit Rückschlüsse auf die turbulenten Strukturen mit dieser Methode nicht mehr möglich wären. Der Autor möchte an dieser Stelle nochmals darauf hinweisen, daß die Experimente zur MHD-Zweiphasenströmung am Beginn des Versuchsprogramms standen und demzufolge die Ergebnisse der Messungen aus Kapitel 4 zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt waren, um das Turbulenzgitter hinsichtlich der Zylinderabmessungen eventuell anders zu konzipieren.

LANCE et al. [71] untersuchten die Wechselwirkung von Gasblasen mit der turbulenten Strömung im Nachlauf eines Gitters in einem vertikalen Wasserkanal. Dabei ruft die Injektion von Gasblasen ($\alpha \approx 3\%$) verglichen mit dem einphasigen Fall signifikante Änderungen im Turbulenzspektrum hervor. So findet man einen Exponenten im Trägheitsbereich von -2.6 anstelle des bekannten Kolmogorovschen $-5/3$ -Gesetzes. Die Autoren erklären dieses Phänomen wie folgt: Die Blasen bewegen sich schneller als die sie umgebende Flüssigkeit und brechen aufgrund dieser Relativbewegung die großskaligen turbulenten Strukturen auf. Damit unterstützt die Anwesenheit der Gasphase den Transfer turbulenter Energie hin zu kleinen Skalen. Unter der Annahme, daß die großen Skalen leichter zu zerstören sind als die kleineren Strukturen, schlagen die Autoren die Einführung eines auf den Blasendurchmesser bezogenen Wichtigkeits-

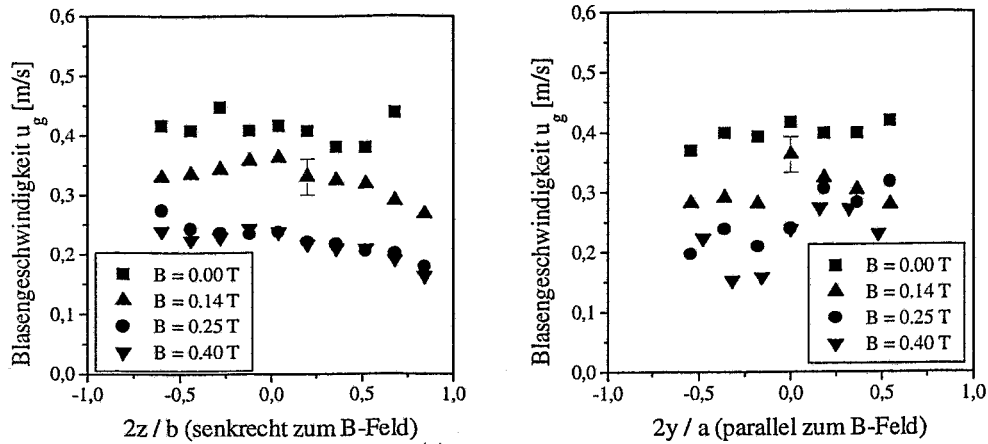


Abbildung 5.11: Profile der Blasengeschwindigkeit für verschiedene Magnetfeldstärken bei einer mittleren Natriumgeschwindigkeit von 0.1 m/s ($Re = 9300$)

faktors k^{-1}/d_b vor. Die Berücksichtigung dieses Faktors im Spektrum führt zur Vorhersage eines $-8/3$ -Verlaufes, der im Einklang mit den experimentellen Daten steht.

Die Existenz eines derartigen Mechanismus würde natürlich auch eine weitere mögliche Erklärung für die in diesem Abschnitt präsentierten Ergebnisse liefern.

Abschließend muß nochmals auf die Unzulänglichkeiten des Testkanals I, konkret auf das Fehlen bestimmter Einbauten zur Strömungsbeeinflussung wie Honeycombs oder die nicht vernachlässigbare elektrische Wandleitfähigkeit, hingewiesen werden. Angesichts dieser Randbedingungen ist ein M-förmiges Profil der lokalen Natriumgeschwindigkeit zu erwarten und wurde im einphasigen Fall auch beobachtet (Abschnitt 4.1.2). Mittels Zweidrahtleitfähigkeitssonden wurde die Geschwindigkeit der Gasblasen längs der y - und z -Richtung bei verschiedenen Werten der magnetischen Feldstärke bestimmt (Abb. 5.11), ohne daß ein Hinweis auf eine signifikante Beeinflussung des Profils der Blasengeschwindigkeit spricht die Tendenz zur Herausbildung eines M-Profiles selbst gefunden wurde. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß eine zu berücksichtigende direkte Beeinflussung der void-Verteilung durch eine Umstrukturierung der Flüssigmetallströmung nicht vorliegt. Michiyoshi et al. [55] fanden bei ihren Messungen ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofils des Gasanteils. Sie untersuchten eine Hg/Ar-Aufwärtsströmung in einem Rohr bei mittleren Gasanteilen zwischen 30 und 40 %. Aufgrund des hohen void-Anteils kann man hier nicht mehr von einer Blasenströmung sprechen. Der Hauptteil des Gases sammelt sich in größeren Strukturen, den sogenannten Pfropfen. Wegen des Pinch-Effektes wurde bei einem Magnetfeld von $B = 0,57$ T eine Konzentration dieser Pfropfen in der Nähe der Kanalwand beobachtet, während im Zentrum des Rohres nur einige kleine Blasen verblieben. So dürfte (aufgrund der unterschiedlichen Aufstiegsgeschwindigkeiten verschiedener Blasengrößen) in diesem konkreten Fall das beobachtete M-Profil der Gasgeschwindigkeit eher auf den vom Pinch-Effekt initiierten Umordnungsprozeß der Gaskonzentration zurückzuführen sein. Eine direkte Messung der lokalen Quecksilbergeschwindigkeit erfolgte leider nicht.

5.5 Zusammenfassung

Die Untersuchungen zum Einfluß eines transversalen Magnetfeldes auf den Transport von Argon-Gasblasen in einer Natriumströmung lassen sich wie folgt thesenartig zusammenfassen:

- Infolge der Einwirkung des äußeren Magnetfeldes auf die Flüssigmetallströmung verändern sich die Transporteigenschaften, d.h. die Bewegungen quer zur Hauptströmung werden effizient gedämpft. Dies äußert sich in einer Fokussierung der lokalen void-Verteilung und damit in einer Verringerung der errechneten Dispersionskoeffizienten.
- Die elektromagnetische Kraftwirkung ist nicht isotrop, d.h. die Dispersion der Gasblasen in Richtung der Kraftlinien wird wesentlich stärker gedämpft als senkrecht dazu.
- Bei hinreichend großen Werten des Wechselwirkungsparameters ($N \approx 800$) ist eine Relaminarisierung der Strömung zu beobachten. Die Gasphase bleibt auf einen engen Bereich im Zentrum des Kanalquerschnitts beschränkt und die Verteilung kann wieder als isotrop charakterisiert werden.
- Die experimentellen Ergebnisse liefern keinen Hinweis auf eine eventuelle Verstärkung der zweidimensionalen Turbulenz in einer MHD-Zweiphasenströmung infolge der Installation eines Gitters als Turbulenzpromoter.
- Aufgrund der Einfachheit und Robustheit des Meßprinzips bietet sich der Einsatz von Gasblasen als Tracer in MHD-Strömungen an, um turbulente Strukturen qualitativ sichtbar zu machen. An ihre Grenzen stößt die Methode dort, wo die Blasengröße die typischen Abmessungen der turbulenten Skalen erreicht oder der komplexe Charakter der Zweiphasenströmung selbst die Eigenschaften der Strömung bestimmt, so z. Bsp. bei zu hohem Gasanteil, in komplizierteren Geometrien oder im Nachlauf umströmter Körper.

Kapitel 6

Einfache Modellierung der Wirkung eines Magnetfeldes auf den Schlupf in einer Blasenströmung

Zweiphasenströmungen spielen einerseits in einer Vielzahl technologischer Prozesse eine wichtige Rolle, erschweren aber aufgrund ihrer Komplexität eine mathematische Beschreibung. Wesentliche Schwierigkeiten bereiten vor allem die Deformierbarkeit der Phasengrenzfläche und die Kompressibilität der gasförmigen Phase. So beruht der Umgang mit Zweiphasenströmungen in erster Linie auf empirischen Gesetzmäßigkeiten.

Im folgenden soll der Prozeß der Impulsübertragung von in einem Flüssigmetall verteilten Gasblasen an das umgebende Fluid untersucht werden. Interessant ist diese Fragestellung im Zusammenhang mit Flüssigmetall-MHD-Generatoren. Hier wird die Gasphase als thermodynamisches Arbeitsmedium genutzt, das, in einen senkrechten Kanal injiziert, dem Flüssigmetall die zum Passieren des eigentlichen Generatorkanals notwendige kinetische Energie übertragen soll. Als Problem gilt dabei der große Dichteunterschied beider Medien, demzufolge die Auftriebskraft eine starke Beschleunigung des Gases im Vergleich zum Metall und damit eine große Differenz der Geschwindigkeiten herbeiführt, was gleichbedeutend mit einem erheblichen Energieverlust ist. In diesem Abschnitt wird vor allem der Frage nachgegangen, ob die Applikation eines äußeren Magnetfeldes zu einer Angleichung der Geschwindigkeiten beitragen kann.

Die Betrachtung einer Flüssigmetall-Gas-Strömung unter MHD-Bedingungen führt keinesfalls zu einer Vereinfachung der oben geschilderten Problemlage. MHD-Effekte sind zusätzlich zu berücksichtigen und außerdem steht für den MHD-Fall bei weitem nicht so viel experimentelles Datenmaterial zur Verfügung wie im konventionellen Fall ohne Magnetfeld.

Angesichts dieser Situation scheint folgende Vorgehensweise sinnvoll:

Es wird versucht, theoretische Vorhersagen über das Verhalten der Strömung mit Hilfe eines möglichst einfachen Modells zu treffen. Parallel dazu werden Meßreihen in verschiedenen Parameterbereichen durchgeführt. Auf der Grundlage des Vergleiches von Meßdaten und numerischen Ergebnissen sollen die Gültigkeit der im Modell getroffenen Annahmen sowie der verwendeten empirischen Schließungsgesetze überprüft und falls erforderlich Verbesserungen und Erweiterungen des Modells vorgeschlagen werden.

6.1 Beschreibung des theoretischen Modells

Ein vernünftiger erster Schritt bei der Analyse einer Zweiphasenströmung ist die Beschränkung auf eine eindimensionale Beschreibung von Strömungen mit kleinem Gasphasen- (void-) Anteil und damit auf die Bewegung von Einzelblasen in einer Flüssigkeit. Ein eindimensionales Modell für Zweiphasenströmungen im Magnetfeld mit beliebigen void-Anteilen, dessen Gültigkeit sich nicht nur auf ein reines Blasenregime beschränkt, wurde von THIBAUT [72] entwickelt. Eine Beschreibung der physikalischen Wechselwirkungen anhand von Einzelblasen ist mit diesem Modell allerdings nicht mehr gegeben.

In der eindimensionalen Beschreibungsweise sind alle physikalischen Größen über dem Kanalquerschnitt gemittelt und variieren nur in Strömungsrichtung. Der Mittelungsprozeß des Gleichungssystems bringt unter Umständen gewisse Fehler mit sich, die durch die Einführung sogenannter Korrelationskoeffizienten C_i korrigiert werden können [67, 73], gemäß

$$\overline{\alpha u_{fl}} = C_1 \bar{\alpha} \cdot \overline{u_{fl}} \quad (6.1)$$

Diese Korrelationskoeffizienten sind allerdings empirisch zu bestimmen.

Die vorgenommene Modellierung stützt sich im wesentlichen auf ein von VAN WIJNGARDEN vorgeschlagenes Modell zur Untersuchung von Wellenausbreitungen in Blasenströmungen [74], das von GERBETH [75] auf den MHD-Fall erweitert wurde.

Die in den folgenden Abschnitten auftauchenden dimensionslosen Kennzahlen wie die Reynolds- oder die Hartmann-Zahl sind auf zwei verschiedene Arten skaliert. Gewöhnlich werden die mittlere Geschwindigkeit des Flüssigmetalls und die Kanalausdehnung als charakteristische Skalen genutzt (Re , Ha , N). Zur Beschreibung einer Blasenströmung ist es allerdings zweckmäßig, eine Neudefinition der dimensionslosen Parameter basierend auf dem Blasendurchmesser d_b als charakteristischer Länge und der Relativgeschwindigkeit $|u_g - u_{fl}|$ von Gas- und Flüssigphase als charakteristischer Geschwindigkeit vorzunehmen ($\rightarrow Re_b, Ha_b, N_b$).

Gegeben sei eine vertikale Aufwärtsströmung eines Flüssigmetalls in einem Rechteckkanal (Abb. 6.1) mit konstantem Querschnitt. Die Strömung befinde sich unter dem Einfluß eines äußeren transversalen oder longitudinalen Magnetfeldes. Das Modell erlaubt die Betrachtung inhomogener Magnetfelder. In Übereinstimmung mit dem Experiment kann die Feldstärke über einen weiten Bereich als konstant angenommen werden. Lediglich in den Endbereichen wird von einem exponentiellen Abfall der Intensität ausgegangen. In diesem Zusammenhang ist im Modell eine Berücksichtigung der Endeffekte enthalten (s. weiter unten).

Unter Laborbedingungen ist die Forderung $Rm \ll 1$ stets in guter Näherung erfüllt, weshalb die Vernachlässigung des induzierten \vec{B} -Feldes statthaft ist. In der Konsequenz besitzt \vec{B} nur eine Komponente in x- bzw. y-Richtung, wobei das Koordinatensystem so gewählt wurde, daß die Strömungsrichtung mit der x-Achse zusammenfällt.

Speziell im Falle einer MHD-Generatoranordnung werden die Kanalseitenwände als Elektroden mit perfekter elektrischer Leitfähigkeit behandelt. Genau dann besitzen die elektrische Stromdichte \vec{j} als auch das induzierte elektrische Feld \vec{E} ($\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B})$) lediglich eine Komponente in z-Richtung. Aus den Beziehungen $\nabla \vec{E} = 0$ und $\nabla \times \vec{E} = 0$ folgt die räumliche Homogenität von \vec{E} . Es ist aber im Rahmen des Modells möglich, beliebige Wandleitfähigkeiten zu behandeln.

Der Modellierung liegen weiterhin folgende wesentliche Annahmen zugrunde:

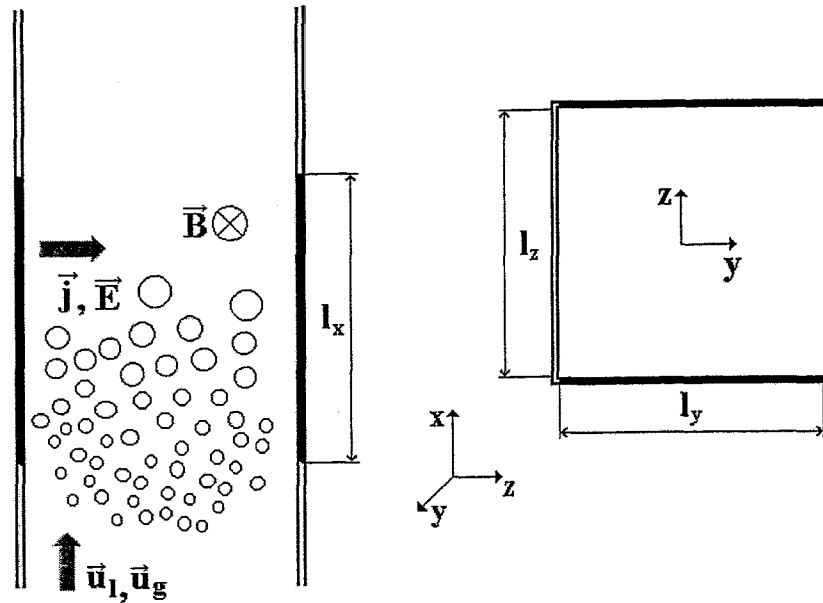


Abbildung 6.1: Im Modell wird diese vereinfachte Geometrie eines vertikalen rechteckigen MHD-Kanals betrachtet.

- Die Strömung ist als isotherm anzusehen aufgrund der großen Wärmekapazität des Flüssigmetalls.
- Die Strömung ist stationär. Einlaufeffekte sind nicht zu berücksichtigen.
- Die Druckdifferenz zwischen Gasphase und Metall sei vernachlässigbar.
- Die Gasphase wird als ideales Gas behandelt.
- Die Gasphase besteht aus kugelförmigen Blasen mit dem mittleren Radius $r(x)$.
- Zwischen Gasphase und Flüssigmetall findet kein Masseaustausch statt. (d.h. keine Verdampfungs- oder Kondensationsprozesse)
- Die Zahl der Blasen bleibe konstant. (d.h. keine Effekte wie Aggregation oder Aufbrechen von Blasen)

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich folgendes System von Gleichungen für die Variablen u_{fl}, u_g - Geschwindigkeiten (die Indizes fl und g bezeichnen die Flüssig- bzw. Gasphase), α - void-Anteil, p - Druck, r - Blasenradius und ρ_g - Dichte des Gases:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{d[(1 - \alpha)u_{fl}]}{dx} = 0 \quad , \quad \frac{d[\alpha\rho_g u_g]}{dx} = 0 \quad (6.2)$$

kombinierte Navier-Stokes-Gleichung:

$$\alpha \rho_g u_g \left(\frac{du_g}{dx} \right) + (1 - \alpha) \rho_{fl} u_{fl} \left(\frac{du_{fl}}{dx} \right) = - \frac{dp}{dx} - [\alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_{fl}] g - f_R + (\vec{j} \times \vec{B})_x \quad (6.3)$$

Bewegungsgleichung für eine einzelne Blase (mit V_b als Volumen einer Blase):

$$\frac{d(\rho_g V_b u_g)}{dt} = -V_b \frac{dp}{dx} - \rho_g V_b g - F_D - F_{VM} \quad (6.4)$$

mit $F_D = 0.5 \rho_{fl} \pi r^2 C_D (u_g - u_{fl}) |u_g - u_{fl}|$ als stationärem Widerstand einer Blase und

$$F_{VM} = 0.5 \rho_{fl} u_g \frac{d[V_b (u_g - u_{fl})]}{dx} \quad \text{als der sogenannten 'virtual mass'-Kraft oder m.a.W. dem Beitrag zum Widerstand durch das bei der Blasenbeschleunigung mitbeschleunigte Fluid}$$

Masseerhaltung für Einzelblase und Zustandsgleichung des idealen Gases:

$$\rho_g r^3 = const. \quad , \quad \frac{p}{\rho_g} = const. \quad (6.5)$$

Dieses Gleichungssystem wird komplettiert durch die empirischen Schließungsgesetze für den Term der Reibungskraftdichte f_R , die effektive elektrische Leitfähigkeit der Zweiphasenströmung σ_{TP} , den Lastfaktor $K(x)$ und den Blasenwiderstandskoeffizienten C_D .

Im numerischen Code ist dies folgendermaßen realisiert:

- Der Wert für f_R wird spezifiziert durch Korrekturfunktionen nach Lockhart-Martinelli [76].
- Die lokale elektrische Leitfähigkeit der Zweiphasenströmung ist nur vom lokalen Gasphasenanteil (void-Anteil) abhängig. Im Code sind wahlweise folgende Ausdrücke implementiert [77]

(a) Maxwells theoretische Beziehung

$$\sigma_{TP} = \sigma_{fl} \frac{2(1 - \alpha)}{2 + \alpha} \quad (6.6)$$

(b) Empirische Relation nach Petrick und Lee

$$\sigma_{TP} = \sigma_{fl} \exp(-3.8\alpha) \quad (6.7)$$

- Zur Formulierung des Lorentzterms in der Navier-Stokes-Gleichung ist es zweckmäßig, den sogenannten Lastfaktor K einzuführen. Die Stromdichte erhält man aus dem Ohm'schen Gesetz

$$j_z = \sigma_{TP} (E_z + u_{fl} B_0) \quad (6.8)$$

($j_z > 0$ MHD-Generator, $j_z < 0$ MHD-Pumpe). Gleichung (6.8) kann umgeschrieben werden zu

$$j_z = \sigma_{TP} u_{fl} B_0 [1 - K(x)] \quad (6.9)$$

wobei K definiert wird durch $K(x) = -\frac{E_z}{u_{fl}B_0}$. Die Spannung zwischen beiden Elektroden ergibt sich aus

$$U_e = - \int_{-\frac{l_z}{2}}^{\frac{l_z}{2}} E_z dz = -E_z l_z. \quad (6.10)$$

und der Gesamtstrom errechnet sich wie folgt

$$I = \int_0^{l_x} \int_{-\frac{l_y}{2}}^{\frac{l_y}{2}} j_z(x) dx dy \quad (6.11)$$

Die Spannung ist durch den Ausdruck $U_e = IR_{ext}$ gegeben, wobei R_{ext} den gesamten äußeren elektrischen Widerstand des MHD-Kanals repräsentiert. Definiert man den konstanten Lastfaktor in folgender Weise

$$K_0 = K(x) \frac{u_{fl}}{u_{fl(x=0)}} = \frac{U_e}{u_{fl(x=0)} B_0 l_z} = \frac{IR_{ext}}{u_{l(x=0)} B_0 l_z} \quad (6.12)$$

dann kann der Lorentzterm schließlich geschrieben werden als

$$(\vec{j} \times \vec{B})_x = -\sigma_{TP} B_0^2 (u_{fl} - K_0 u_{fl(x=0)}). \quad (6.13)$$

- Eine weitere semi-empirische Regel [79] wurde benutzt, um den Widerstandskoeffizienten einer Blase im Blasenschwarm C_D mit dem einer einzelnen Blase in einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit C_{Ds} in Beziehung zu setzen.

$$C_D = C_{Ds} (1 - \alpha)^4 \quad (6.14)$$

Der Einfluß des Magnetfeldes manifestiert sich dabei im Ausdruck für C_{Ds} . Der Widerstandskoeffizient einer einzelnen Blase ist gegeben durch [78]

$$C_{Ds} = C(1 + 0.7\sqrt{N_b}) \quad (10^3 \leq Re_b \leq 8.6 \cdot 10^3, \quad 0 \leq N_b \leq 1.5) \quad (6.15)$$

$$C_{Ds} = C(1 + \sqrt{N_b}) \quad (20 \leq Re_b \leq 5 \cdot 10^2, \quad 0 \leq N_b \leq 2.3 \cdot 10^3) \quad (6.16)$$

für den Fall eines transversalen Feldes $\vec{B} = B_0 \vec{e}_y$, und

$$C_{Ds} = 0.33\sqrt{N_b} \quad (10^3 \leq Re_b \leq 2.5 \cdot 10^5, \quad 10 \leq N_b \leq 80) \quad (6.17)$$

für das longitudinale Feld $\vec{B} = B_0 \vec{e}_x$. Hier bezeichnet C den Widerstandskoeffizienten einer einzelnen Blase ohne Magnetfeld, der für die entsprechende auf die Blase bezogene Re-Zahl Re_b der standard drag Kurve [64] entnommen wurde.

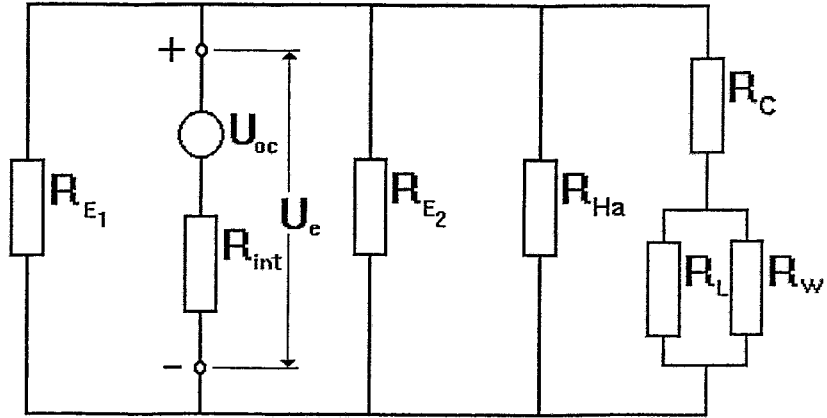


Abbildung 6.2: Elektrisches Ersatzschaltbild für den MHD-Kanal

Abbildung 6.2 zeigt das Ersatzschaltbild eines MHD-Generators. Der MHD-Kanal arbeitet als simple Gleichspannungsquelle (Ursprung U_{oc}) mit dem Innenwiderstand R_{int} , welche mit einem äußeren Widerstand R_{ext} verbunden ist. Für R_{ext} ergibt sich dabei folgender Ausdruck:

$$\frac{1}{R_{ext}} = \frac{1}{R_E} + \frac{1}{R_{Ha}} + \frac{1}{R_C + \frac{R_L R_W}{R_L + R_W}} \quad (6.18)$$

(mit Lastwiderstand R_L , Widerstand der Kanalwand R_W , Widerstand der Endbereiche R_E , Widerstand der Ha-Schicht R_{Ha} und Kontaktwiderstand zwischen Flüssigmetall und Kanalwand R_C)

Im Generatorfall kann der Lastwiderstand R_L (inklusive Zuleitungen) typischerweise als sehr klein in dem Sinne $R_L \ll R_W, R_E, R_{Ha}$ angesehen werden. Bei Vernachlässigung des Übergangswiderstandes R_C läßt sich somit der äußere Widerstand einfach durch den Lastwiderstand ausdrücken.

Ist in einem anderen Extremfall kein äußerer Stromkreis vorhanden ($R_L \rightarrow \infty$), können sich die Ströme auch über die Kanalwand oder die Hartmannschichten schließen.

Die Endeffekte fanden entsprechend der folgenden Vorgehensweise Berücksichtigung: Das leitfähige Fluid wirkt in den Endregionen des Magnetfeldes als elektrischer Shunt R_E parallel zur Flüssigkeit, die sich innerhalb des homogenen Feldbereiches befindet. Die Modellierung des Endwiderstandes erfolgte gemäß der Arbeit von SUTTON et al. [80]. Dementsprechend ist R_E gegeben durch

$$R_E = \frac{\pi}{\sigma_{TP} l_y (\ln 2 - \zeta)} \quad (6.19)$$

$$\text{mit } \zeta = \gamma^{-1} \left[1 - \pi^{-\frac{1}{2}} \frac{\Gamma(0.5\gamma + 0.5)}{\Gamma(0.5\gamma + 1)} \right]$$

$$\gamma = \frac{l_y}{\pi x_e}$$

wobei die inhomogenen Bereiche des \vec{B} -Feldes geschrieben werden als $B = B_0 \exp \frac{-[|x| - x_0]}{x_e}$. (x_0 - Endpunkt des homogenen Bereiches des Magnetfeldes, x_e - charakteristische Abklinglänge des Magnetfeldes)

R_E setzt sich aus den beiden Anteilen zusammen, die vom Eintritt der Strömung in bzw. vom Austritt aus der homogenen Magnetfeldregion herrühren.

6.2 Wesentliche Ergebnisse

Das Gleichungssystem wurde numerisch unter Anwendung eines Runge-Kutta-Algorithmus gelöst. Die Vorgabe der Anfangswerte für die Volumenstromraten von Gas \dot{Q}_g und Flüssigmetall \dot{Q}_{fl} , den Druck p und Geschwindigkeit des Flüssigmetalls u_g erfolgte bei jeder Rechnung am Eintritt des Kanals ($x=0$). Der void-Anteil α und die Gasgeschwindigkeit u_g bei $x=0$ waren dann aus den beiden nachstehenden Beziehungen zu errechnen

$$\alpha_{(x=0)} = 1 - \frac{\dot{Q}_{fl}}{u_{l(x=0)} A} ; \quad u_{g(x=0)} = \frac{\dot{Q}_{g(x=0)}}{\alpha_{(x=0)} A} \quad (6.20)$$

Ist ein Wert für den äußeren elektrischen Widerstand R_{ext} bekannt, bestimmt sich der Lastfaktor K_0 aus der Bedingung, daß der Gesamtstrom I , der sich aus Gleichung (6.12) ergibt, dem Ergebnis der Integration von Gleichung (6.11) entsprechen muß. Zur Umsetzung dieser Forderung ist im Code ein Schießverfahren implementiert, bei dem zunächst der Lastfaktor 'erraten' und die Rechnung solange mit verbesserten Zahlenwerten für K_0 wiederholt wird, bis eine befriedigende Übereinstimmung erzielt werden kann.

Im Mittelpunkt des Interesses stehen Aussagen über die Abhängigkeit des Schlupfverhältnisses $S = \frac{u_g}{u_{fl}}$ von äußeren Magnetfeldern. Die Eingabewerte entsprachen realistischen Vorgaben aus den parallel durchgeführten Experimenten. Ein detaillierter Vergleich zwischen den errechneten Kurven und dem entsprechenden experimentellen Datenmaterial wird im nächsten Abschnitt gegeben. Hier soll der Magnetfeldeinfluß zunächst nur qualitativ diskutiert werden.

Abbildung 6.3 zeigt typische Resultate von Rechnungen für eine Natrium/Argon-Strömung. Der Schlupf ist dabei als Funktion der Intensität eines transversalen bzw. longitudinalen \vec{B} -Feldes aufgetragen. Im Falle des transversalen Magnetfeldes sind zwei gegenläufige Effekte zu berücksichtigen:

- (a) Die Lorentzkraft $\vec{j} \times \vec{B}$ bremst die Bewegung des Flüssigmetalls. Die elektromagnetische Kraftdichte ist proportional zu B^2 .
- (b) Das magnetische Feld ist für eine Erhöhung des Widerstandsbeiwertes der einzelnen Blase verantwortlich. Gemäß der empirischen Relation (6.15) zeigt dieser Zuwachs eine lineare Abhängigkeit von B .

Dies widerspiegelt sich folgerichtig in der Form der errechneten Kurve. Für kleine Feldstärken überwiegt die Zunahme des Widerstandsbeiwertes den durch die Lorentzkraft hervorgerufenen Bremseneffekt. Die elektromagnetische Kraftwirkung auf das Metall dominiert aber bei größeren Feldern. Der Schlupf nimmt demzufolge mit wachsendem B ab, durchläuft ein Minimum und

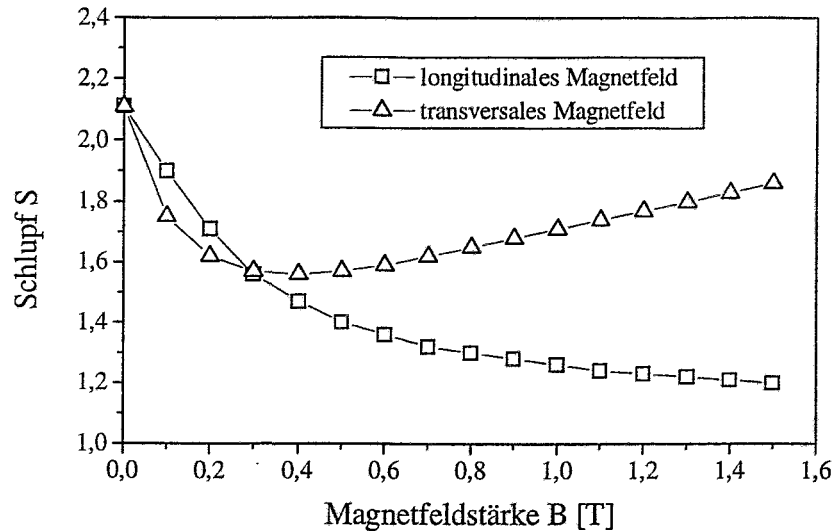


Abbildung 6.3: Repräsentative Ergebnisse der Rechnungen für eine Natrium/Argon-Strömung ($Re = 27900$)

steigt mit weiterer Erhöhung der Feldstärke wieder an.

Eine grundsätzlich andere Situation findet man vor, wenn die Magnetfeldrichtung mit der Strömungsrichtung zusammenfällt. Unter Vernachlässigung von Störungen des Magnetfeldes in den Endbereichen ist $\vec{j} \times \vec{B} = 0$ und der Bremseffekt entfällt. Im Ergebnis beobachtet man eine monotone Verringerung des Schlupfes mit wachsender Magnetfeldstärke.

6.3 Messungen des mittleren void-Anteils

Experimentelle Untersuchungen zu der in diesem Kapitel behandelten Problemstellung wurden vom Autor an folgenden Versuchseinrichtungen durchgeführt:

- Natriumversuchsanlage des FZ Rossendorf
(Na/Ar -Strömung, transversales Magnetfeld)
- Quecksilberversuchsanlage des Instituts für Physik der lettischen Akademie der Wissenschaften Riga
(Hg/N_2 -Strömung, longitudinales Magnetfeld)

Eine detaillierte Beschreibung der Rossendorfer Versuchsanlage, speziell der vertikalen Teststrecke I, in der die Experimente zur MHD-Zweiphasenströmung durchgeführt wurden, ist unter 3.1.2 zu finden, während Abschnitt 6.3.2 eine Darstellung der Merkmale der Rigaer Experimentiereinrichtung enthält.

Das Meßprinzip der verwendeten Leitfähigkeitssonden wurde bereits in Abschnitt 3.2.3 ausführlich diskutiert. Eine Abschätzung der zu erwartenden Blasengrößen und -formen findet man in Abschnitt 5.1.

6.3.1 Der transversale Fall

Die Meßgröße ist das lokal ermittelte Verhältnis der Gaskontaktzeit an der Sondenspitze zur Gesamtmeßzeit, m.a.W. der zeitlich gemittelte lokale void-Anteil α_{lo} . Dieser Wert wird mittels einer beweglichen Eindrahtleitfähigkeitssonde an ca. 70 Positionen im Kanalquerschnitt gemessen. Unter der Annahme einer stationären Strömung erhält man den über dem Querschnitt gemittelten void-Anteil $\alpha(x)$ durch Integration

$$\alpha(x) = \frac{1}{A} \int_A \alpha_{lo}(x, y, z) dy dz \quad (6.21)$$

(A - Fläche des Kanalquerschnitts)

Der Verlauf der Funktion α_{lo} zwischen den Meßpunkten wurde durch Polynome 2. Grades interpoliert. Der Schlupf ergibt sich aus folgender Beziehung

$$S(x) = \frac{\beta[1 - \alpha(x)]}{\alpha(x)[1 - \beta]}, \quad (\beta = \frac{\dot{Q}_g}{\dot{Q}_{fl} + \dot{Q}_g}) \quad (6.22)$$

Die mittlere Geschwindigkeit des Natriums wurde zwischen 0.1...0.5 m/s variiert. Dies entspricht Re-Zahlen von 9300 bis 46500. Eine einzelne Kanüle (Öffnungsdurchmesser 0.8 mm), durch die die Injektion des Argon in die Strömung erfolgte, wurde in der Mitte des Kanalquerschnitts am Eintritt der Strömung in das Magnetfeld positioniert. Der Einbauort der Sonden befand sich 290 mm stromabwärts noch innerhalb des homogenen Magnetfeldbereiches. Der Wert für den Anteil des Gasvolumenstroms β wurde bewußt sehr niedrig ($\beta < 0.1$) gehalten, um sicherzugehen, daß sich in der Strömung ein reines Blasenregime einstellt. Wie bereits in Abschnitt 5.1.1 diskutiert, kann unter den gegebenen experimentellen Bedingungen nicht mit der Bildung von ideal kugelförmigen Blasen gerechnet werden. Die Separation der Gasblasen von der Strömung erfolgte im Ausdehnungstank des Natriumkreislaufes unter Ausnutzung der Schwerkrafteinwirkung.

Abbildung 6.4 bis 6.6 zeigen experimentell ermittelte Werte für den void-Anteil α und das entsprechende Schlupfverhältnis S in Abhängigkeit vom Magnetfeld im Vergleich zu den mit Hilfe des theoretischen Modells berechneten Kurven. Angesichts des eindimensionalen Charakters des Modells ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Meßwerten durchaus zufriedenstellend. Der vorhergesagte Trend des Anwachsens des void-Anteils (und damit verbunden eine Verringerung des Schlupfes) bei kleinen Feldstärken wird klar durch das Experiment bestätigt. Bei kleinen Natriumgeschwindigkeiten ist das Minimum des Kurvenverlaufes von S erst bei Feldstärken > 0.5 T zu erwarten, die mit unserem Elektromagneten nicht erreichbar sind. Mit einer Erhöhung von \bar{v}_{Na} verschiebt sich dieses Minimum zu kleineren Werten des \vec{B} -Feldes. So wird ein Wiederanstieg des Schlupfverhältnisses im Experiment bei einer mittleren Natriumgeschwindigkeit von 0.5 m/s (Abb. 6.6) beobachtet.

Verglichen mit den experimentellen Resultaten liefert das Blasenströmungsmodell einen zu kleinen Wert für den void-Anteil, wenn kein Magnetfeld zugeschalten wird, dagegen aber in der Regel ein zu großes α im MHD-Fall. Die Ursache hierfür dürfte in der Beschränkung des Modells auf eine eindimensionale Beschreibung der Strömung zu suchen sein. Natürlicherweise geht eine eindimensionale Beschreibung von einer Gleichverteilung aller Strömungsvariablen im Kanalquerschnitt aus, oder m.a.W. der von ZUBER und FINDLEY [81] in ihrem Drift-Flux-Modell eingeführte Verteilungsparameter ist 1, womit man wieder bei dem bereits in

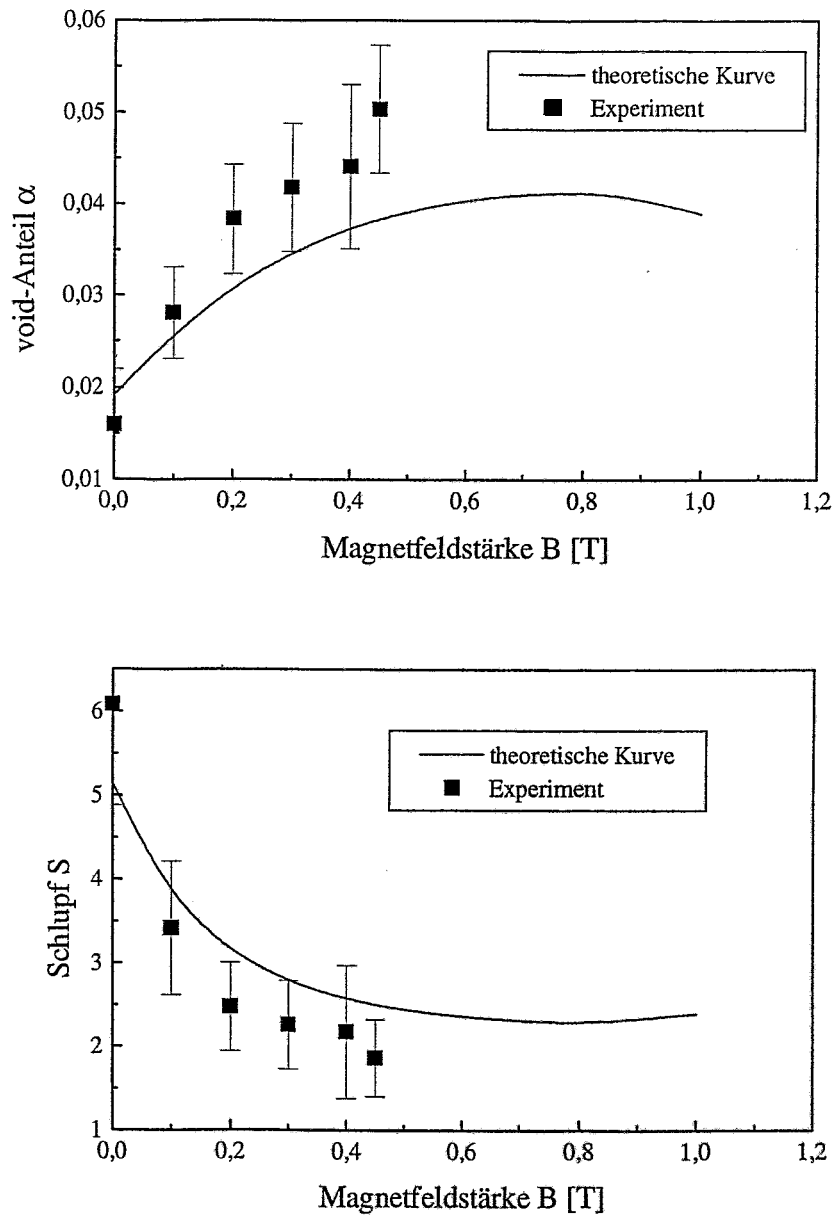


Abbildung 6.4: Vergleich der Ergebnisse aus Rechnung und Experiment für den mittleren void-Anteil und den Schlupf als Funktion von B_0 ($Re = 9300$, transversales Magnetfeld)

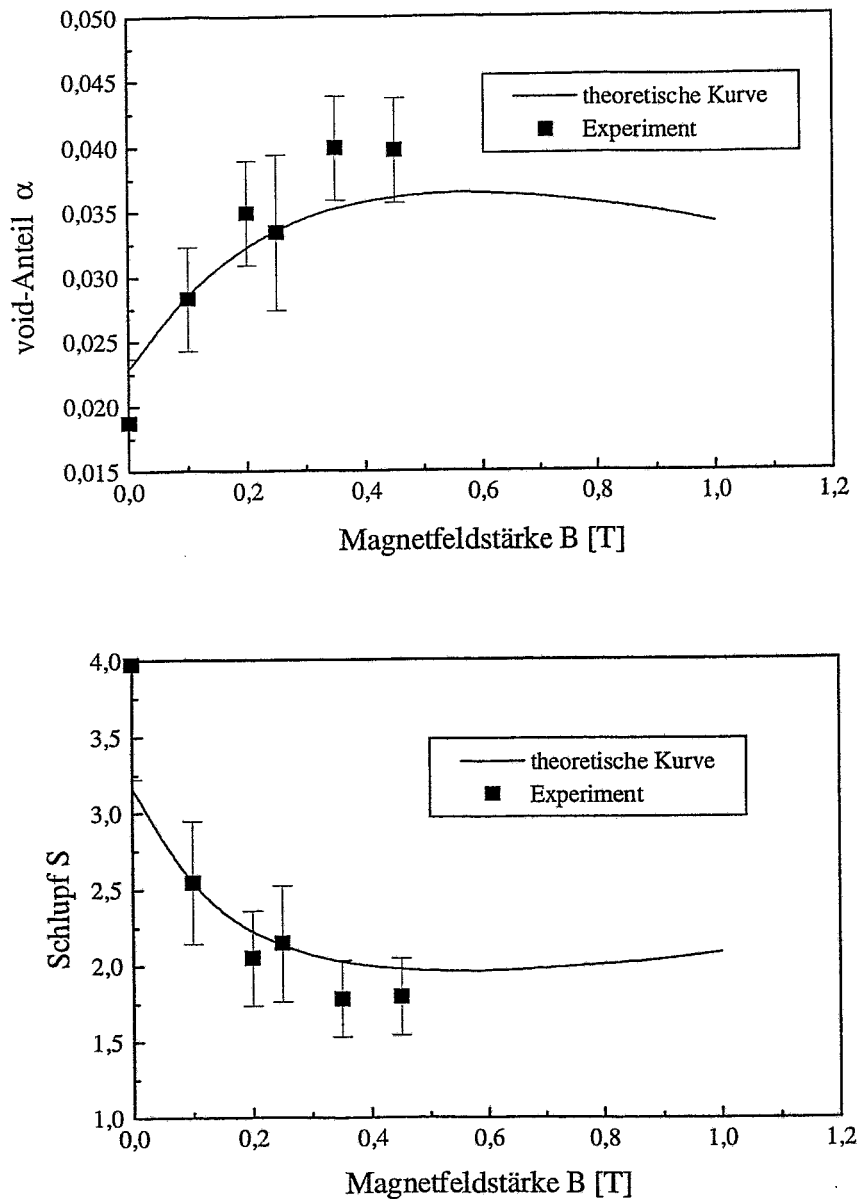


Abbildung 6.5: Vergleich der Ergebnisse aus Rechnung und Experiment für den mittleren void-Anteil und den Schlupf als Funktion von B_0 ($Re = 18600$, transversales Magnetfeld)

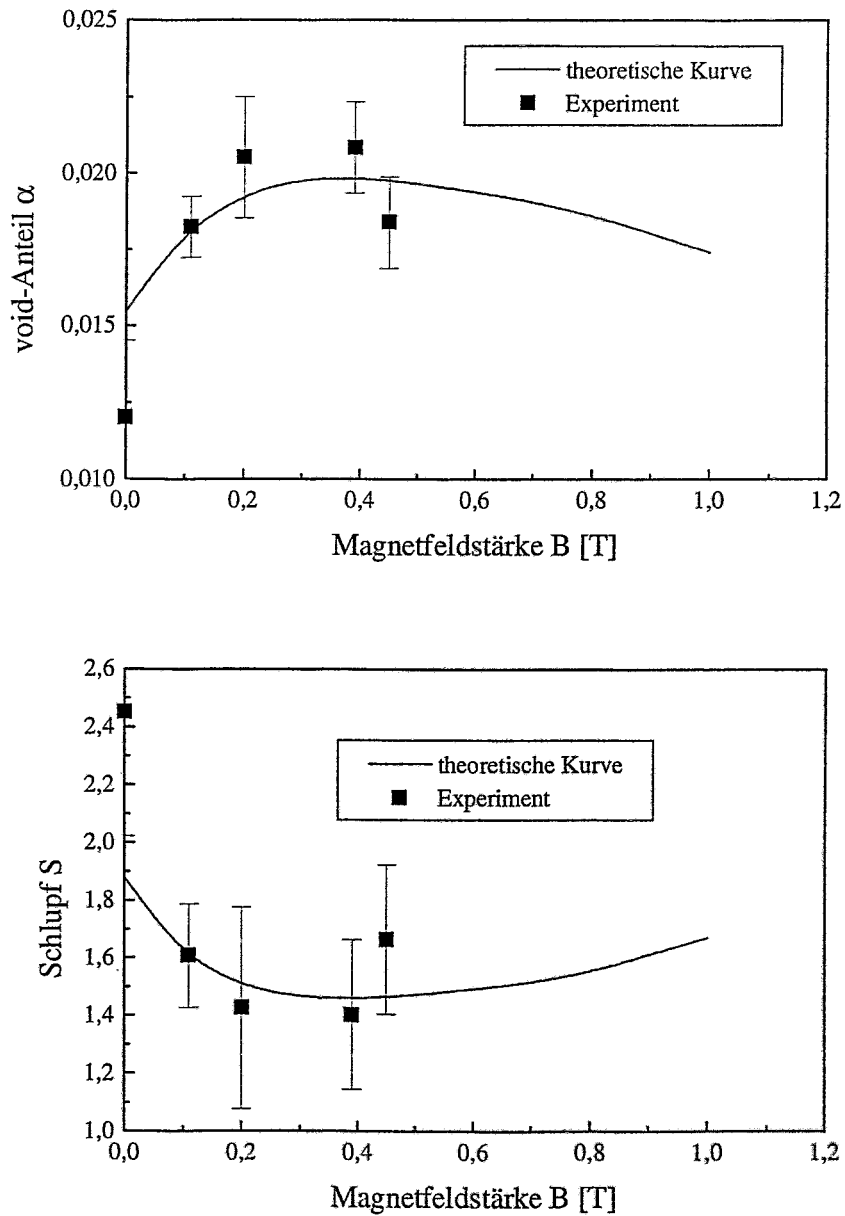


Abbildung 6.6: Vergleich der Ergebnisse aus Rechnung und Experiment für den mittleren void-Anteil und den Schlupf als Funktion von B_0 ($Re = 46500$, transversales Magnetfeld)

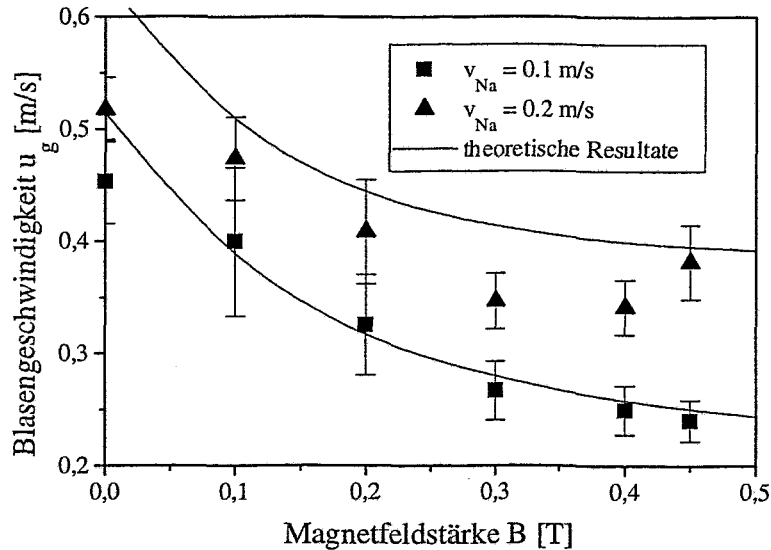


Abbildung 6.7: Die mittels Zweidrahtsonden gewonnenen Meßwerte der Blasengeschwindigkeit in der Kanalmitte ($Re = 9300, 18600$) unterstützen qualitativ die bisher getroffenen Aussagen bzgl. $S(B_0)$

Abschnitt 6.1 erwähnten Problem der Korrelationskoeffizienten C_i angelangt ist. Die Annahme einer Gleichverteilung der Gasphase im Kanalquerschnitt ist im Experiment nicht erfüllt, da wie bereits aus Kapitel 5 bekannt, das externe Magnetfeld einen starken Einfluß auf die turbulente Dispersion der Gasblasen ausübt. In Folge einer Dämpfung turbulenter Geschwindigkeitsschwankungen durch die Wirkung der Lorentzkraft, ist eine zunehmende Konzentration der Gasblasen in der Kanalmitte bei steigender Feldstärke zu registrieren. Gleichzeitig kommt es zu signifikanten Änderungen des Geschwindigkeitsprofils. Während sich im Fall $\vec{B} = 0$ ein parabolisches Strömungsprofil einstellt, bewirkt der Einfluß des Magnetfeldes die Herausbildung eines M-Profiles, d.h. eine Abflachung des Profils in der Kanalmitte bei gleichzeitiger Erhöhung an den Seitenrändern. Für die Situation des Auftretens des M-förmigen Geschwindigkeitsprofils und der Konzentration des Gasanteils im Zentrum des Kanalquerschnittes wird das Modell also zwangsläufig einen zu geringen Wert des void-Anteils vorhersagen, wohingegen α im Fall $\vec{B} = 0$ (Poisueille-Profil, gleichmäßige Blasenverteilung) eher überbewertet wird.

Neben dem mittleren void-Anteil wurden auch die Geschwindigkeiten der Gasblasen in Abhängigkeit vom Magnetfeld B gemessen. Für diesen Zweck kamen Zweidrahtleitfähigkeitssonden zum Einsatz. Der Sensor war in der Kanalmitte positioniert. In Abb. 6.7 sind die Resultate für zwei verschiedene Geschwindigkeiten des Natriums dargestellt, die im wesentlichen die bisher aus den Messungen mit den Eindrahtsonden abgeleiteten Aussagen bestätigen. Die Geschwindigkeit der Blasen sinkt mit wachsender Feldstärke, wobei im Fall $v_{Na} = 0.2$ m/s bei $B_{max} = 0.45$ T bereits wieder ein Anstieg des Wertes zu verzeichnen ist. Dieses Wiederauwachen der Blasengeschwindigkeit wird hier bereits bei kleineren Feldstärken beobachtet als bei den Messungen des Gasphasenanteils mit der Eindrahtsonde. Zurückzuführen ist dies auf eine Verringerung des lokalen Widerstandskoeffizienten einer Einzelblase infolge der Konzentration

Fluid	Hg/N ₂ (IfP Riga)	Na/Ar (FZ Rossendorf)
Temperatur [°C]	20	200
ρ_{fl}	$1.36 \cdot 10^4$	$9.03 \cdot 10^2$
σ_{fl} [1/Ωm]	$1.0 \cdot 10^6$	$7.46 \cdot 10^6$
Mo-Zahl	$3.6 \cdot 10^{-14}$	$7.3 \cdot 10^{-14}$
Eo-Zahl	12.05	1.99
\bar{E}	0.48	0.78
Re _b -Zahl	14200	3550
Ha _b -Zahl	≤ 150	≤ 400
N _b -Zahl	≤ 1.8	≤ 45

Tabelle 6.1: Vergleich ausgewählter physikalischer Eigenschaften und dimensionsloser Kennzahlen, die sich für eine Na/Ar- bzw. Hg/N₂-Strömung ergeben ($d_b = 7$ mm, char. Geschwindigkeit aus Abschätzungen der Aufstiegsgeschwindigkeit (s. Anhang D))

der Blasen im Zentrum des Kanalquerschnittes. (s. Gleichung (6.14))

MORI et al. [54] untersuchten das Verhalten von aufsteigenden Blasensäulen in einem Quecksilbertank unter dem Einfluß eines horizontalen Magnetfeldes. Der Einsatz von Dreidrahtsonden erlaubte neben der Messung der Blasengeschwindigkeit auch die Bestimmung des Winkels zwischen der Vertikalen und der Blasenbahn. Die Autoren konnten zeigen, daß sich für kleine Blasen ($d_b < 3$ mm) mit dem Zuschalten des \vec{B} -Feldes die Endgeschwindigkeit erhöht. Ursache ist die effektive Dämpfung der Querbewegungen durch das Magnetfeld, wodurch der spiralförmige Aufstieg der Blasen in eine gerade Bewegung transformiert wird mit dem Ergebnis, daß der Schlupf S wächst. Für größere Blasen jedoch wird die entgegengesetzte Tendenz beobachtet, mit einer Erhöhung der Feldstärke sinkt die Endgeschwindigkeit der Blasen. Hier überwiegt der Effekt der Schlupfverringerng aufgrund einer Erhöhung des Widerstandskoeffizienten. Entsprechend Gleichung (6.15, 6.16) gilt hierbei der Wechselwirkungsparameter $N_b = \sigma B^2 d_b / \rho(v_g - v_{fl})$ als die entscheidende Einflußgröße, womit auch zu erklären ist, warum im Natriumexperiment der Effekt der Erhöhung der Gasgeschwindigkeit durch die Magnetfeldwirkung nicht nachgewiesen werden konnte. Wegen dem im Vergleich zum Quecksilberexperiment sehr hohen Wert für N_b (Tabelle 6.1), wird dieser Effekt schon bei kleinen Feldern durch die Erhöhung des Widerstandskoeffizienten C_D überdeckt.

6.3.2 Der longitudinale Fall

Der Einfluß eines externen longitudinalen Magnetfeldes auf den Schlupf in einer Quecksilber-Stickstoff-Blasenströmung wurde an einem Versuchskreislauf des Instituts für Physik in Riga/Salaspils untersucht. Diese Experimentieranlage ist in Abbildung 6.8 dargestellt.

Das Zweiphasengemisch strömt durch ein senkrechttes Rohr ($\varnothing 100$ mm, Länge 4 m) nach oben und passiert dabei einen zwei Meter langen Solenoiden, der das longitudinale Magnetfeld bis zu einer maximalen Feldstärke von 0.9 T liefert. Das Flüssigmetall wird mit Hilfe einer elektromagnetischen Induktionspumpe bewegt. Am Eintritt der einphasigen Strömung in den vertikalen

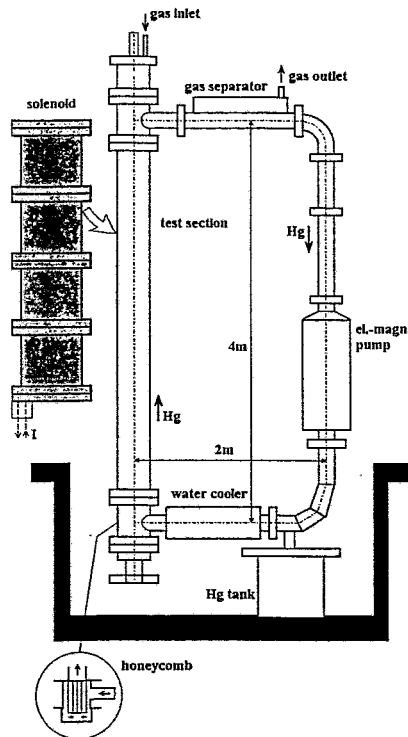


Abbildung 6.8: Der Quecksilberkreislauf des Instituts für Physik in Riga/Salaspils

Testkanal ist eine Honeycomb (Abb. 6.9) installiert mit dem Ziel, eine möglichst ungestörte Strömung zu erreichen. Oberhalb dieser Vorrichtung erfolgt die Einperlung der Gasblasen durch eine Einzelkanüle (Öffnungsdurchmesser 1.2 mm). Der Abstand zwischen Kanüle und Meßsonden ist variabel und wurde im Rahmen des experimentellen Programms zwischen 0.5 und 1.5 m variiert. Ein im oberen Teil des Versuchskreislaufes befindlicher Zentrifugalseparator dient zur Abscheidung des Gasanteils. Die maximal eingestellte mittlere Eintrittsgeschwindigkeit des Quecksilbers in die Teststrecke betrug 0.18 m/s. Dies entspricht einer Reynoldszahl von etwa 163000. Die Durchflußrate wurde mit einem Venturi-Durchflußmesser ermittelt.

Zur Bestimmung des lokalen void-Anteils α kamen in diesem Experiment Eindrahtleitfähigkeitssonden zum Einsatz. Dazu wurden 16 einzelne Sensoren an einem kreuzförmigen Rahmen (Abb. 6.10), der im Innern des Testkanals in axialer Richtung beliebig positioniert werden kann, derart installiert, daß einerseits jeder Sensor einen anderen Abstand zum Mittelpunkt des Kanalquerschnittes einnimmt und sich gleichzeitig alle Sondenspitzen in einer Ebene quer zur Hauptanströmungsrichtung befinden. Der ganze Einbau ist drehbar gelagert, so daß die Sonden entlang konzentrischer Kreise im Rohrquerschnitt bewegt werden können.

Bei einem Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnisse und den mit Hilfe des Modells getroffenen Vorhersagen für den longitudinalen Fall ist zu beachten, daß die wesentliche empirische Beziehung zur Modellierung des Widerstandskoeffizienten (6.17) nur für den Parameterbereich $10 \leq N_b \leq 80$ Gültigkeit besitzt. Ein Blick auf die Gegenüberstellung der experimentellen Parameter von Natrium- und Quecksilberexperiment in Tabelle 6.1 zeigt aber, daß im Rigaer

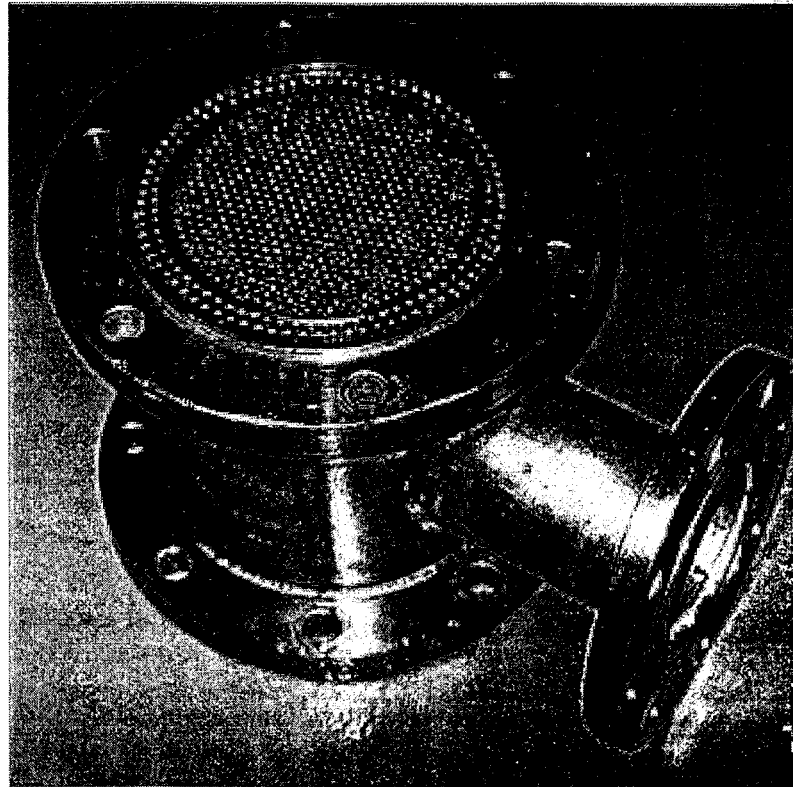


Abbildung 6.9: Diese als Honeycomb bezeichnete Anordnung am Eintritt der Strömung in das vertikale Rohr mit der Teststrecke dient zur Einstellung eines ungestörten Geschwindigkeitsprofils.

Experiment die Stuart-Zahl N_b maximal die Größenordnung 1 erreicht. Um nun Berechnungen im Bereich $0 \leq N_b \leq 10$ durchführen zu können, wurde hier der Kurvenverlauf durch ein Polynom dritten Grades interpoliert, womit auch die von YONAS [82] publizierten, experimentellen Originaldaten mit ausreichender Genauigkeit wiedergegeben werden. Allerdings ist hiermit auch klar, daß die elektromagnetischen Kräfte für $N_b \approx 1$ zu klein sind, um eine signifikante Beeinflussung des Schlupfes erwarten zu können, d.h. der im Experiment gemessene void-Anteil sollte im konkreten Fall nahezu unabhängig von der Stärke des Magnetfeldes sein. Die Ergebnisse aus Experiment und Theorie sind in Abbildung 6.11 dargestellt, wo der über den Kanalquerschnitt gemittelte void-Anteil als Funktion der Stuart-Zahl N aufgetragen wurde. Offensichtlich besteht hier ein Widerspruch zwischen Rechnung und Experiment, denn man findet einen deutlichen Anstieg des Schlupfes mit wachsendem Magnetfeld.

Auf der Suche nach einer Erklärung für diese Abweichung drängt sich als erstes die Frage auf, ob die vollständige Vernachlässigung der Lorentzkraft in der Navier-Stokes-Gleichung des Modells gerechtfertigt ist. Lielausis [20] gibt einen Überblick über eine Reihe von Arbeiten zu Flüssigmetallkanalströmungen in einem longitudinalen Magnetfeld. Betrachtet man den Reibungsbeiwert λ eines kreisrunden Rohres im longitudinalen Feld, so zeigt sich bei einer laminaren Strömung eine gute Übereinstimmung mit dem bekannten Gesetz von Poiseulle, d.h.

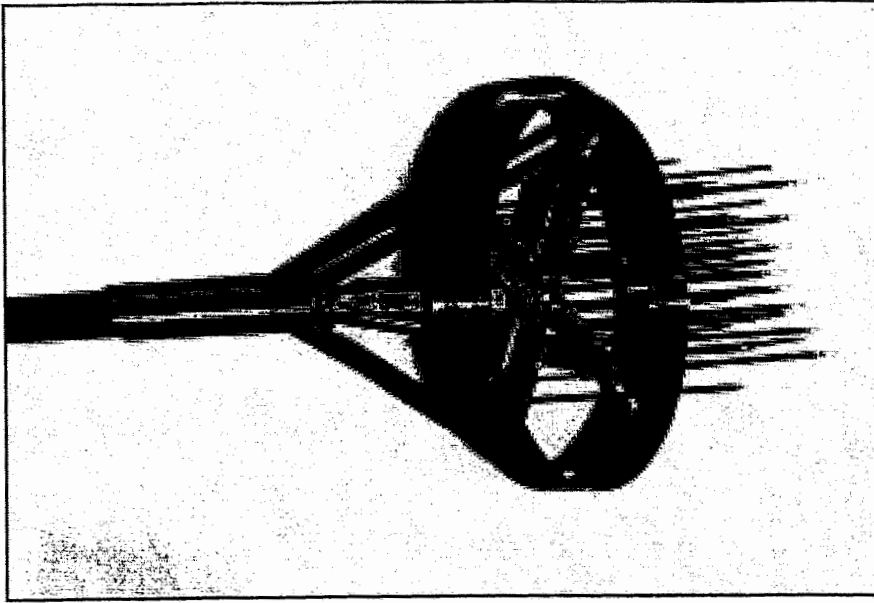


Abbildung 6.10: Der lokale void-Anteil im Rohrquerschnitt wurde mit 16 Sonden gleichzeitig gemessen. Ein Koordinatenwechsel war durch Drehung des gesamten Einbaus möglich.

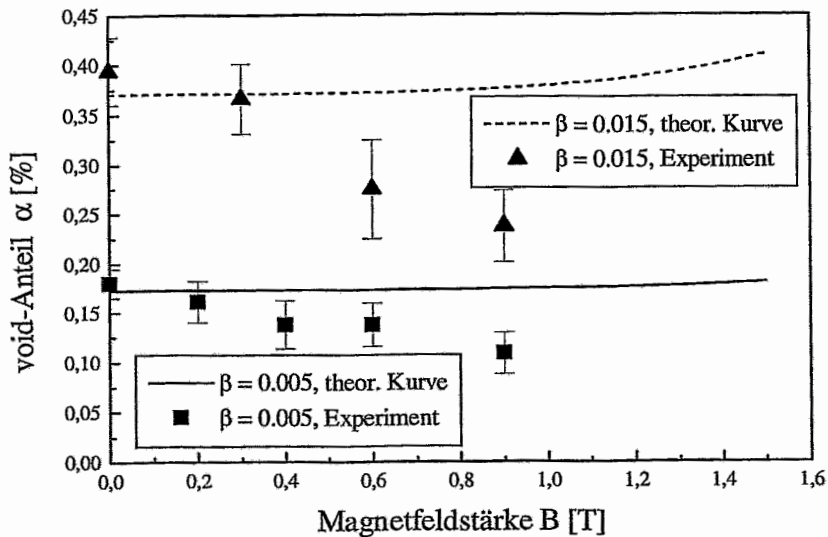


Abbildung 6.11: Repräsentativer Vergleich von Ergebnissen aus Rechnung und Experiment für den mittleren void-Anteil als Funktion von B_0 ($Re = 82000$, Abstand Kanüle Meßort ca. 1 m, longitudinales Magnetfeld)

man beobachtet in der Tat keine Wechselwirkung zwischen Strömung und Magnetfeld. In einer turbulenten Strömung dagegen werden die Geschwindigkeitsschwankungen durch das Magnetfeld beeinflusst. Eine grobe Abschätzung dieses Effektes ist auf der Grundlage einer empirischen Gleichung für den Reibungsbeiwert, die von KRASILNIKOV et al. [20] vorgeschlagen wurde, möglich:

$$\lambda = \lambda_0 \left[1 - 1.85 \cdot \left(\frac{Ha}{Re} \right)^{1.6} \right] \quad 0 < Ha/Re \leq 4 \cdot 10^{-2} \quad (6.23)$$

(λ_0 - Reibungsbeiwert für $B = 0$)

Die im Experiment maximal erreichbare Feldstärke von 0.9 T führt zu einer Hartmann-Zahl von 2320 (bezogen auf den Rohrdurchmesser) und zu einem Wert von 0.002 für den rechten Term in Gleichung (6.23). Damit sollte auch dieser Effekt bei den Messungen nicht die entscheidende Rolle spielen.

Betrachten wir aber nun die lokalen Eigenschaften der Strömung, so gewinnt der am Ende des vorangegangenen Abschnitts diskutierte Effekt hinsichtlich der Stabilisierung der Blasen trajektorien durch das Magnetfeld an Bedeutung [54]. Bereits im Abschnitt 5.2 präsentierte Messungen der Verteilungen des void-Anteils im Rohrquerschnitt (s. Abb. 5.6) liefern aufgrund der zu beobachtenden zunehmenden Konzentration des Gases bei steigendem Magnetfeld ein Indiz für die Dämpfung der turbulenten Querbewegung. Als Konsequenz äußert sich der Einfluß des Magnetfeld im vorliegendem Fall nicht wie angenommen durch eine Verringerung des Schlupfes sondern im Gegenteil durch eine Erhöhung der axialen Endgeschwindigkeit der Blase und damit durch eine Vergrößerung der Relativgeschwindigkeit zwischen Blase und Flüssigmetall.

Schließlich ist außerdem die Frage der Beeinflussung der Strömung durch die Anwesenheit des lokalen Sensors zu diskutieren. Betrachten wir einen Zylinder in einer Flüssigmetallströmung mit äußerem Magnetfeld, so treten zusätzlich zum bekannten viskosen Nachlauf zwei sogenannte MHD-Nachläufe parallel zur Richtung der Magnetfeldlinien in Erscheinung. Die Ursache für ihre Existenz liegt in der Ausbreitung überdämpfter Alfvén-Wellen, die direkt am Zylinder entstehen. Da in unserem Experiment mit dem longitudinalen Magnetfeld die Alfvéngeschwindigkeit $B_0^2/\rho \cdot \mu_0$ wesentlich größer als die Strömungsgeschwindigkeit ist, sind Störungen der Strömungen vor der Sonde und damit eine Beeinflussung der Blasen trajektorien nicht auszuschließen. Mögliche Auswirkungen dieses Effektes sollten bei zukünftigen Arbeiten näher untersucht werden.

6.4 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse der Untersuchungen zum Verhalten des Verhältnisses von Gas- und Flüssigmetallgeschwindigkeit (Schlupf) im Falle einer Blasenströmung unter Einwirkung äußerer Magnetfelder lassen sich wie folgt thesenartig zusammenfassen:

- Ein einfaches eindimensionales Modell wurde zur Beschreibung der Zweiphasenströmung benutzt. Die Vervollständigung des Systems der Erhaltungsgleichungen erfolgte durch empirisch bestätigte Schließungsgesetze. Das Modell ist auf den Fall des Blasenströmungsregimes beschränkt. Das Modell liefert grundlegende Aussagen über die Abhängigkeit des Schlupfverhältnisses von der Intensität des angelegten Magnetfeldes.

- Bei einem transversal ausgerichteten Feld sind zwei gegenläufige Effekte festzustellen: Einerseits erhöht sich der Widerstandskoeffizient der Blasen proportional zur Feldstärke, andererseits bremst die Lorentzkraft das Flüssigmetall. Die auftretende Bremskraft ist proportional zu B^2 . Die resultierende Kurve des Schlupfes über B fällt zunächst ab, durchläuft ein Minimum und steigt bei großen Feldstärken wieder an.
- Die Zuschaltung eines longitudinalen Feldes bringt ebenfalls eine Erhöhung des Widerstandskoeffizienten mit sich. Der elektromagnetische Bremseffekt spielt in diesem Fall keine nennenswerte Rolle. Das Ergebnis ist eine monotone Verringerung des Schlupfes bei wachsendem Magnetfeld.
- Die Vorhersagen des Modells für den Fall eines transversalen Feldes konnten durch Messungen des void-Anteils und der Blasengeschwindigkeit in einer Natrium/Argon-Strömung qualitativ bestätigt werden. Die Ursachen für die Abweichungen zwischen den Meßwerten und den berechneten Kurvenverläufen sind in erster Linie in der Einschränkung auf eine eindimensionale Beschreibungsweise zu suchen.
- An einem Quecksilberversuchskreislauf des Instituts für Physik in Riga wurden Experimente mit einem longitudinalen Magnetfeld durchgeführt. Der in diesem Experiment realisierte Wert für den Wechselwirkungsparameter N_b liegt in der Größenordnung 1. Damit ist eine signifikante Erhöhung des Blasenwiderstandskoeffizienten durch die elektromagnetischen Kräfte nicht zu erreichen.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine Zunahme des Schlupfes mit steigendem Magnetfeld, und stehen also im Widerspruch zu den mit Hilfe des Modells getroffenen Aussagen. Verantwortlich für dieses Verhalten ist die Dämpfung der turbulenten Schwankungen durch das Magnetfeld. Im Resultat bewegen sich die aufsteigenden Blasen schneller auf geradlinigen Bahnen, die bekannten helikalen Trajektorien werden unterdrückt.

Kapitel 7

Einige Schlußfolgerungen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden turbulente Ein- bzw. Zweiphasenströmungen flüssiger Metalle in Gegenwart eines äußeren Magnetfeldes experimentell untersucht. In den Abschnitten 4.3, 5.5 und 6.4 sind bereits die wichtigsten Ergebnisse aus den jeweiligen Meßreihen thesenartig zusammengefaßt. An dieser Stelle soll nur in kurzer Form auf einige ergänzende Aspekte eingegangen werden, die sich auch im Hinblick auf eine praktische Anwendung dieser Resultate ergeben.

Eine Besonderheit der Arbeit besteht in der Verwendung von Natrium als Flüssigmetall und damit in einer Ausdehnung des Untersuchungsbereiches auf große Hartmann- und Stuart-Zahlen. Dieses Gebiet des Parameterraumes ist dagegen mit Quecksilber, das zumeist aufgrund seiner niedrigen Schmelztemperatur in vergleichbaren Versuchsanlagen eingesetzt wird, nur mit Hilfe supraleitender Magnetsysteme erreichbar. Aus diesem Grund konnte die vorliegende Arbeit dazu beitragen, bisherige Untersuchungen anderer Autoren in diesem Teil des Parameterbereiches fortzuführen und damit das Bild der turbulenten MHD-Ein- und Zweiphasenströmungen weiter zu vervollständigen bzw. in einigen Punkten auch zu korrigieren.

Als ein Nachteil des Einsatzes von Natrium als Flüssigmetall müssen wesentliche Einschränkungen hinsichtlich der zur Verfügung stehenden Meßtechnik in Kauf genommen werden. Viele in anderen Fluiden etablierte Meßverfahren sind nicht auf Natrium übertragbar. Sehr aufwendig sind notwendige Spezialanfertigungen von Sensoren, die im direkten Kontakt zum flüssigen Natrium eingesetzt werden. Als ein nicht zu vernachlässigendes Ergebnis dieser Arbeit ist deshalb auch die Vielzahl von den bei Sondenpräparationen gewonnenen Erfahrungen zu werten, die besonders wertvoll für eine zukünftige Weiter- oder Neuentwicklung von Strömungsmeßverfahren in Flüssigmetallen sind.

Deutlich untermauert werden konnte die These, daß in einer turbulenten Flüssigmetallströmung auch unter Einwirkung eines starken, äußeren Magnetfeldes signifikante Geschwindigkeitsschwankungen existieren können. Dabei handelt es sich um Wirbel, deren Achsen parallel zu den magnetischen Feldlinien ausgerichtet sind. Diese Wirbel bestimmen wesentlich die Transporteigenschaften der Strömung in der Ebene senkrecht zur Richtung des Feldes. Dies ist ein interessanter Aspekt beispielsweise für das Konzept der Kühlung eines Fusionsreaktors auf der Basis von Flüssigmetallblankets.

Es hat sich gezeigt, daß mit Hilfe externer Magnetfelder turbulente Geschwindigkeitsschwankungen signifikant gedämpft werden können. Dies hat auch direkten Einfluß auf den Stofftransport, wie in den Zweiphasenexperimenten offensichtlich wurde. Die Konzentrierung einer aufsteigen-

den Blasensäule durch ein genügend starkes Magnetfeld in einem nahezu punktförmigen Strahl (longitudinaler Fall) oder einer Ebene quer zur Feldrichtung (transversaler Fall) ist möglich. Eine deutliche Anfachung der Turbulenz kann mit dem Einsatz von Turbulenzpromotern erreicht werden. Entsprechende Messungen demonstrierten gar in bestimmten Parameterbereichen bei einer günstigen Konfiguration des Turbulenzpromoters (Stäbe parallel zur Feldrichtung) ein *Ansteigen* der Turbulenzintensität mit wachsender Feldstärke. Wann diese Art von Turbulenzgenerierung für einen Anwender auch effizient zu bezeichnen ist in dem Sinne, daß der 'positive' Effekt des erhöhten konvektiven Stoff- oder Wärmetransports nicht durch einen starken, zusätzlichen Druckabfall wieder zunichte gemacht wird, konnte im Rahmen dieser Untersuchungen noch nicht geklärt werden, da kein ausreichend genaues Meßverfahren zur Bestimmung des Druckabfalls in der Natriumströmung verfügbar war.

Eine Kontrolle des Schlupfes in einer Flüssigmetall-Blasen-Strömung mit Hilfe externer Magnetfelder ist möglich. In einer Natriumströmung unter Einwirkung eines transversalen Feldes wurde eine Reduzierung des Schlupfes um den Faktor 2 bis 3 experimentell nachgewiesen. Im Zusammenhang mit der Nutzung von Blasensäulen in der Metallurgie zum Rühren und Durchmischen oder der Technologie des Flüssigmetall-MHD-Generators bedeutet dies eine spürbare Erhöhung der Effizienz.

Angesichts der großen Anzahl an dimensionslosen Parametern sowie der empfindlichen Abhängigkeit der Strömung von den jeweiligen Randbedingungen sind einfache verallgemeinernde Aussagen allerdings problematisch. Um den wirklichen Nutzeffekt der Applikation eines Magnetfeldes im Rahmen einer industriellen Technologie bewerten zu können, ist für jeden einzelnen Fall eine detaillierte Betrachtung der konkreten Bedingungen (Aufgabenstellung, Strömungs- und Materialparameter, Geometrie, elektrische Randbedingungen, etc.) notwendig.

Literaturverzeichnis

- [1] **Birzvalks J.**
Streifzug durch die Magnetohydrodynamik
Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1986
- [2] **Müller U., Barleon L., Bühler L., Lenhardt L., Malang S., Molokov S., Reimann J., Stieglitz R., Platnieks, I., Platacis E., Hua T.Q., Picologlou B.F., Reed C.B.**
Proceedings of the Second International Conference on Energy Transfer in Magnetohydrodynamic Flows, Aussois, 1994, Vol. 1, p. 359
- [3] **Stieglitz R.**
FZK Report 5376, Karlsruhe, 1994
- [4] **El-Boher A., Branover H., Petrick M.**
Proceedings of the 4th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, 1984, AIAA, Vol. 100, 1985, p. 413
- [5] **Branover H., El-Boher A., Lesin S., Unger Y., Petrick M.**
Proceedings of the 5th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, 1987, AIAA, Vol. 111, 1988, p. 209
- [6] **Hartmann J.**
Det Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. -Fys. Medd., Vol. 15, 1937, No. 6
- [7] **Branover H.**
Magnetohydrodynamic Flow in Ducts
John Wiley & Sons, New York, Toronto, 1978
- [8] **Shercliff J.A.**
The Theory of Electromagnetic Flow Measurement
Cambridge University Press, 1962
- [9] **Moreau R.**
Magnetohydrodynamics
Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1990
- [10] **Tananaev A.B.**
MHD Duct Flows
Atomizdat, 1979

- [11] Branover H.H., Lielausis O.A.
1965, *Zh. Tekh. Fiz.*, t.35, p.235
- [12] Brouillette E.C., Lykoudis P.S.
Phys. Fluids, Vol. 10, 1967, p. 995
- [13] Shercliff J.A.
J.Fluid Mech., 1956, Vol. 1, p. 644
- [14] Branover H.H., Slyusarev N.M. und Scherbinin E.V.
Magn. Hidrodin., No. 1, 1965, p. 33
- [15] Branover H.H., Gelfgat Y.M., Kit L.G. Platnick E.A.
Magn. Hidrodin., No. 3, 1974, p. 41
- [16] Hua H.M., Lykoudis, P.S.
Nuclear Science and Engineering, Vol. 54, 1974, p. 445
- [17] Roberts P.H.
An Introduction to Magnetohydrodynamics
Longmans, 1967
- [18] Alemany A., Moreau R., Sulem, P.L., Frisch, U.
J. de Mécanique, Vol. 18, 1979, p. 227
- [19] Sommeria, J., Moreau R.
J. Fluid. Mech., Vol. 118, p. 507
- [20] Lielausis O.A.
Atomic Energy Review, Vol. 13, 1975, p. 527
- [21] Gelfgat Y.M., Kit, L.G., Peterson D.A., Tsinober A.B.
Magn. Hidrodin., No. 3, 1971, p. 35
- [22] Gelfgat Y.M., Kit L.G., Tsinober A.B.
Dokl. Akad. Nauk SSSR, Vol. 119, 1971, p. 560
- [23] Kolesnikov Y., Tsinober A.
Fluid Dynamics, Vol. 9, 1972, p. 621
- [24] Branover H.H., Gershon P.
J. Fluid Mech., Vol. 94, 1979, p.629
- [25] Branover H.H., Sukoriansky S.
25th Symposium 'Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics',
Bethesda (Maryland U.S.), 1987
- [26] Kolesnikov Y., Tsinober A.
Magnetohydrodynamics No. 1, 1972, p. 70

- [27] **Bühler L.**
Proceedings of the Second International Conference on Energy Transfer in Magnetohydrodynamic Flows, Aussois, 1994, Vol. 2, p. 463
- [28] **Langenbrunner H.**
Int. ZfK-Bericht RPN 1/89, Rossendorf, 1989
- [29] **Sidorenkov S.I., Shishko A.Y.**
Magnetohydrodynamics, Vol. 27, 1991, p. 437
- [30] **Tsinober A., Kit E., Teitel M.**
J. Fluid Mech., Vol. 175, 1987, p. 447
- [31] **Knebel J.U.**
KfK-Report 5175, Karlsruhe, 1993
- [32] **Knebel J.U., Krebs L.**
KfK-Report 5215, Karlsruhe, 1993
- [33] **Bolonov N., Charenko A., Eidelmann, A.**
Ing. Phys. Journal (in russ.), No.2, August 1976
- [34] **Korsunskii, L.M.**
Magn. Gidrodin., No. 4, 1974, p. 148
- [35] **Tabeling P., Zocchi G., Belin F., Maurer J., Willaime H.**
Phys. Rev. E, Vol. 53, 1996, p. 1613
- [36] **Cartellier A.**
Rev. Sci. Instrum., Vol. 61, 1990, p. 874
- [37] **Kljukin A.A., Kolesnikov J.B.**
Liquid Metal Magnetohydrodynamics (ed. by Lielpeteris and Moreau)
Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1989, p. 153
- [38] **Platnieks I., Seluto S.F.**
Liquid Metal Magnetohydrodynamics (ed. by Lielpeteris and Moreau)
Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1989, p. 433
- [39] **Davidson P.A.**
J. Fluid Mech., Vol. 299, 1995, p. 153
- [40] **Sommeria J, Nguyen Doc J.-M., Caperan, P.**
Liquid Metal Magnetohydrodynamics (ed. by Lielpeteris and Moreau)
Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1989, p. 441
- [41] **Landau L.D., Lifschitz E.M.**
Lehrbuch der Theoretischen Physik: Bd. VI Hydrodynamik
Akademie Verlag Berlin, 1991

- [42] Kraichnan R.H.
Phys. Fluids, Vol. 10, 1967, p. 1417
- [43] Batchelor G.K.
Phys. Fluids, Vol. 12, 1969, p. 233
- [44] Saffman P.G.
Stud. Appl. Maths, Vol. 50, 1971, p. 377
- [45] McWilliams J.C.
J. Fluid Mech., Vol. 146, 1984, p. 21
- [46] Zaman K.B.M., Hussain A.K.M.F.
J. Fluid Mech., Vol. 112, 1981, p. 379
- [47] LeBoeuf R.L., Mehta R.D.
Phys. Fluids, Vol. 7, 1995, p. 1516
- [48] Caperan P., Alemany A.
Proceedings of the 4th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, 1984,
AIAA, Vol. 100, 1985, p. 89
- [49] Branover H., Eidelmann A., Nagorny M.
Proceedings of the Second International Conference on Energy Transfer in Magnetohydrodynamic Flows, Aussois, 1994, Vol. 2, p. 777
- [50] Taylor G.I.
Proceedings of the Royal Society London, Series A, Vol. 146, 1934, p. 501
- [51] Hinze O.
Journal of AIChE, Vol. 1, 1955, p. 289
- [52] Sevik M., Park S.H.
ASME Journal of Fluids Engineering, 1973, p. 53
- [53] Thome R.J.
Argonne National Laboratory Report, ANL-6854
- [54] Mori Y., Hijikata K., Kuriyama I.
Annual Meeting of ASME, New York, 1976 (ASME 76-WA/HT-65)
- [55] Michiyoshi I., Fanakawa H., Kuramoto C., Akita Y., Takahashi O.
Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, p. 445
- [56] Fabris G., Dunn P.F., Gawar J.Z., Pierson E.S.
Proceedings of the 2th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, 1978,
Israel University Press, Jerusalem, 1980, p. 157
- [57] Lykoudis, P.S., Revankar S.T., Black D.B.
Proceedings of the 7th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, 1993,
AIAA, Vol. 162, 1994, p. 121

- [58] **Lykoudis P.S.**
Proceedings of the 4th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, 1984,
AIAA, Vol. 100, 1985, p. 255
- [59] **Serizawa A., Kataoka I., Michiyoshi I.**
Int. J. Multiphase Flow, Vol. 2, 1975, (I,II,III) p. 221, p. 235, p. 247
- [60] **Sullivan J.P., Houze R.N., Buenger D.E., Theofanous T.G.**
U.E.C.D., C.S.W.I., Paris, 1978
- [61] **Ohba K., Yuhara T.**
Second Multiphase Flow and Heat Transfer Symposium, Miami, 1979
- [62] **Michiyoshi I., Serizawa A.**
Proceedings of the Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, Lake Placid, 1984
- [63] **Gherson P., Lykoudis P.S.**
J. Fluid Mech., Vol. 147, 1984, p. 81
- [64] **Clift R., Grace J.R., Weber M.E.**
Bubbles, Drops and Particles
Academic Press, New York, 1978
- [65] **Brauer H.**
Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen
Sauerländer, Aarau und Frankfurt/M., 1971
- [66] **Michiyoshi I.**
JSME Int. Journal, Vol. 32, 1989, p. 483
- [67] **Saito M., Inoue S., Fujii-e Y.**
J. of Nucl. Sci. and Techn., Vol. 15, 1978, p. 476
- [68] **Saito M., Nagae H., Inoue S., Fujii-e Y.**
J. of Nucl. Sci. and Techn., Vol. 15, 1978, p. 729
- [69] **Yudine M.I.**
Adv. in Geophysics, Vol. 6, 1959, p. 185
- [70] **Gerbeth G., Hamann D.**
Liquid Metal Magnetohydrodynamics (ed. by Lielpeteris and Moreau)
Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 1989, p. 97
- [71] **Lance M., Marie J.L., Charnay G., Bataille J.**
Proceedings of the ANS/ASME/NRC International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermohydraulics, Saratoga Springs, New York, 1980
- [72] **Thibault J.-P.**
9th Int. Conference on MHD Electrical Power Generation,
Tsukuba (Japan), 1986

- [73] **Yakhot A., Branover H.**
Phys. Fluids, Vol. 25, 1982, p. 446
- [74] **van Wijngarden L.**
Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 4, 1972, p. 369
- [75] **Gerbeth G.**
Dissertation, Rossendorf 1987
- [76] **Storek H., Brauer H.**
VDI Forschungsheft, No. 599, 1980
- [77] **Tanatugu N., Fujii-e Y., Suita T.**
J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 9, 1972, p. 753
- [78] **Gelfgat Y.M., Lielausis O.A., Szerbinin E.W.**
Liquid metals under the action of electromagnetic fields *Zinatne, Riga*, 1976
- [79] **Mond M., Sukoriansky S.**
Proceedings of the 4th Beer-Sheva Seminar, Jerusalem, 1984,
AIAA, Vol. 100, 1985, p. 329
- [80] **Sutton G.W., Hurwitz H., Poritsky H.**
Trans. AIEE, Part I, Vol. 80, 1962, p. 687
- [81] **Zuber N., Findley, J.A.**
J. of Heat Transfer, Vol. 87, 1965, p. 453
- [82] **Yonas G.**
J. Fluid. Mech., Vol. 30, 1967, p. 813
- [83] **Bronstein I.N., Semendjajew K.A.**
Taschenbuch der Mathematik
BSB Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1989

Anhang A

Mechanismus zur Formation von säulenförmigen quasi-zweidimensionalen Wirbeln

Die Ausführungen in diesem Abschnitt folgen im wesentlichen der Arbeit von SOMMERIA und MOREAU [19].

Gegeben sei eine MHD-Strömung mit ausgebildeter homogener Turbulenz von hinreichend anisotropem Charakter in dem Sinne, daß die auftretenden Gradienten parallel zum Magnetfeld klein gegenüber den Gradienten senkrecht zu \vec{B} seien ($\frac{\partial}{\partial x_{\parallel}} \ll \frac{\partial}{\partial x_{\perp}}$). Dann kann im allgemeinen Δ durch Δ_{\perp} ersetzt werden und die Navier-Stokes-Gleichung nimmt folgende Gestalt an:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \Delta_{\perp} \vec{v} - \frac{\sigma B_0^2}{\rho} \Delta_{\perp}^{-1} \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial x_{\parallel}^2} \quad (\text{A.1})$$

Um den Druck zu eliminieren, werde die Rotation der Gleichung gebildet und die Reibung sei im Fall $Re \gg 1$ vernachlässigbar. Dann erfüllt die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ die Gleichung

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = -\frac{\sigma B_0^2}{\rho} \Delta_{\perp}^{-1} \frac{\partial^2 \vec{\omega}}{\partial x_{\parallel}^2} \quad (\text{A.2})$$

Für einen Beobachter, der sich mit einem Flüssigkeitselement mitbewegt, diffundiert die Wirbelstärke in Richtung des Magnetfeldes \vec{B}_0 mit der Diffusivität

$$\alpha = -\frac{\sigma B_0^2}{\rho} \Delta_{\perp}^{-1} \approx \frac{\sigma B_0^2}{\rho} l_{\perp}^2 \quad (\text{A.3})$$

Die erforderliche Zeit zum Erreichen der Korrelation zwischen zwei Ebenen, die senkrecht zum Feldvektor \vec{B}_0 orientiert und durch einen Abstand d voneinander getrennt sind, beträgt damit

$$t_d = \frac{\rho}{\sigma B_0^2} \frac{d^2}{l_{\perp}^2} \quad (\text{A.4})$$

Dieser eindimensionale Diffusionsmechanismus korreliert im Verlauf der turn-over Zeit $\tau_{tu} = \frac{l_{\perp}}{v_{\perp}}$ alle zu \vec{B}_0 senkrechten Fluidschichten über eine Länge, die nicht größer ist als

$$\sqrt{\alpha \tau_{tu}} \approx l_{\perp} \sqrt{\frac{\sigma B_0^2 l_{\perp}}{\rho v_{\perp}}} \quad (\text{A.5})$$

Daraus ergibt sich letztendlich folgender Ausdruck für die charakteristische Ausdehnung der quasi-zweidimensionalen Wirbel in Richtung des Magnetfeldes

$$l_{\parallel} \approx l_{\perp} \sqrt{N_i} \quad (\text{A.6})$$

Anhang B

Korrektur der spektralen Leistungsdichte aufgrund der begrenzten Ortsauflösung der Potentialsonden

Der mit der Potentialsonde gemessene Geschwindigkeitswert v_m entspricht dem Integral des wahren, lokalen Wertes v_w integriert über dem Elektrodenabstand Δl :

$$v_m = \frac{1}{\Delta l} \int_{-\frac{\Delta l}{2}}^{\frac{\Delta l}{2}} v_w(z) dz \quad (\text{B.1})$$

An dieser Stelle ist es sinnvoll, die ϑ -Funktion mit den Vereinbarungen

$$\begin{aligned} \vartheta(\xi) &= 0 & \text{für } |\xi| > \frac{\Delta l}{2} \\ \vartheta(\xi) &= 1 & \text{für } |\xi| < \frac{\Delta l}{2} \end{aligned}$$

einzuführen, womit Gleichung (B.1) auch in dieser Form geschrieben werden kann:

$$v_m = \frac{1}{\Delta l} \int_{-\infty}^{\infty} \vartheta(\xi) v_w(z - \xi) d\xi \quad (\text{B.2})$$

Die Anwendung des Faltungssatzes bei der Fouriertransformation ermöglicht es uns, die Fouriertransformierte des Meßsignals als Produkt der Transformaten von ϑ -Funktion und Transformaten der wahren Geschwindigkeit auszudrücken:

$$\hat{v}_m = \frac{1}{\Delta l} \hat{\vartheta}(k) \hat{v}_w(k) \quad (\text{B.3})$$

Gemäß [83] hat die Fouriertransformierte der ϑ -Funktion folgende Gestalt:

$$\hat{\vartheta}(k) = \frac{i}{k} (e^{-i\frac{\Delta l}{2}k} - e^{i\frac{\Delta l}{2}k}) = \frac{2}{k} \sin\left(\frac{\Delta l}{2}k\right) \quad (\text{B.4})$$

Nun ist es leicht möglich, für die Powerspektren einen reellen Korrekturfaktor $C(k)$ einzuführen:

$$C(k) = \frac{\left(\frac{\Delta l}{2}k\right)^2}{\sin^2\left(\frac{\Delta l}{2}k\right)} \quad (\text{B.5})$$

Anhang C

Der Pinch-Effekt

Wir betrachten den einfachen Fall einer Hartmann-Strömung mit dem Geschwindigkeitsfeld $\vec{v} = (u, 0, 0)$ und dem Magnetfeld $\vec{B} = (b_x, B_0, 0)$. Wie aus der x-Komponente der Navier-Stokes-Gleichung ersichtlich wird, bewirkt die Lorentzkraft $\vec{j} \times \vec{B}$ einen Druckgradienten in y-Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(p + \frac{b_x^2}{2\mu} \right) = 0 \quad (\text{C.1})$$

Die Induktionsgleichung

$$\frac{d^2 b_x}{dy^2} + Rm \frac{du}{dy} = 0 \quad (\text{C.2})$$

mit den Randbedingungen:

$$u = 0 \quad \text{für } y = \pm 1 \quad (\text{C.3})$$

$$b_x^{(1)} = b_x^{(2)} ; \quad \sigma_w \frac{db_x^{(1)}}{dy} = \sigma \frac{db_x^{(2)}}{dy} \quad \text{für } y = \pm 1 \quad (\text{C.4})$$

$$b_x^{(2)} = 0 \quad \text{für } y = \pm \left(1 + \frac{2\delta}{L} \right) \quad (\text{C.5})$$

hat folgende Lösung für das induzierte Feld b_x [7]

$$b_x = -\frac{dp}{dx} \cdot \frac{Rm}{N} \cdot \left[\frac{1 + c_w}{c_w Ha + \tanh Ha} \cdot \frac{\sinh Ha \cdot y}{\sinh Ha} - y \right] \quad (\text{C.6})$$

Wir verwenden für den dimensionslosen Druckverlust folgenden Ausdruck [7]

$$\lambda = -\frac{dp}{dx} = \frac{2}{Re} \cdot \frac{1 + c_w Ha}{1 + c_w} \cdot \frac{Ha^2}{Ha - 1} \quad (\text{C.7})$$

und beschränken unsere Analyse auf den Fall großer Ha-Zahlen. Mit den entsprechenden Vereinfachungen erhält man für b_x den Ausdruck

$$b_x = -2Rm \cdot \frac{c_w}{1 + c_w} \cdot y \quad (\text{C.8})$$

und (C.1) kann in dimensionsloser Form geschrieben werden als

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(p + 2NRm \cdot \left[\frac{c_w}{c_w + 1} \right]^2 \cdot y^2 \right) = 0 \quad (\text{C.9})$$

Anhang D

Abschätzung der Aufstiegs geschwindigkeit einer Gasblase

Wir betrachten eine aufsteigende Gasblase in einer unendlich ausgedehnten, ruhenden Flüssigkeit. Eine empirische Formel für deren Endgeschwindigkeit u_T bzw. die entsprechende Reynoldszahl Re_b wird in [64] für den Gültigkeitsbereich $Mo < 10^{-3}$, $Eo < 40$, $Re_b > 0.1$ angegeben.

$$u_T = \frac{\eta}{\rho d_b} (J - 0.857) Mo^{-0.149} \quad (D.1)$$

bzw.

$$Re_b = (J - 0.857) Mo^{-0.149} \quad (D.2)$$

Dabei bezeichnen η und ρ die dynamische Viskosität bzw. die Dichte der Flüssigkeit, d_b den volumenequivalenten Kugeldurchmesser der Gasblase. Die Größen J und H berechnen sich aus den folgenden Beziehungen:

$$J = \begin{array}{ll} 0.94 \cdot H^{0.757} & 2 < H \leq 59.3 \\ 3.42 \cdot H^{0.441} & H > 59.3 \end{array}$$

und

$$H = \frac{4}{3} \cdot Eo \cdot Mo^{-0.149} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{-0.14}$$

Die Variable η_w in der letzten Gleichung steht für die dynamische Viskosität von Wasser. Legt man einen Blasendurchmesser von 7 mm zugrunde, so ergeben sich die folgenden Werte:

$$\begin{array}{ll} \text{Natriumexperiment:} & Re_b = 3550, u_b = 0.26 \text{ m/s} \\ \text{Quecksilberexperiment:} & Re_b = 14200, u_b = 0.23 \text{ m/s} \end{array}$$