

Technische Universität Bergakademie Freiberg

---

Experimentelle Untersuchung zur  
Strömungsbeeinflussung mittels elektromagnetischer  
Bremsen beim kontinuierlichen Strangguss von  
Stahl

Von der Fakultät für Maschinenbau, Verfahrens- und Energietechnik  
der Technischen Universität Bergakademie Freiberg  
genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur  
(Dr.-Ing.),

vorgelegt von  
Diplom-Ingenieur Klaus Timmel,  
geboren am 07. Mai 1979 in Freiberg.

Gutachter:  
Prof. Dr.-Ing. Rüdiger Schwarze, Freiberg  
Prof. Dr.-Ing. Thomas Wetzels, Karlsruhe

Tag der Verleihung: 21. November 2014

---

Die vorliegende Arbeit wurde als Dissertation unter dem Titel „*Experimentelle Untersuchung zur Strömungsbeeinflussung mittels elektromagnetischer Bremsen beim kontinuierlichen Strangguss von Stahl*“ von der Fakultät für Maschinenbau, Verfahrens- und Energietechnik der TU Bergakademie Freiberg zur Erlangung des Doktorgrades der Ingenieurwissenschaften genehmigt.

---

Diese Dissertation ist in elektronischer Form auf der Qucosa-Plattform der wissenschaftlichen Bibliotheken des Freistaates Sachsen veröffentlicht. Anbieter des Dokumenten- und Publikationsservers Qucosa ist die

Sächsische Landesbibliothek – Staats- und Universitätsbibliothek Dresden.

---

Die Dissertation ist des Weiteren unter gleichem Titel im Universitätsverlag der TU Bergakademie Freiberg als Print-Ausgabe erschienen:

Verlag:	Universitätsverlag der TU Bergakademie Freiberg
Verlagsnummer:	3-86012
Serie:	Freiberger Forschungshefte
Reihe:	A – Maschinenbau / Automation
Band:	A 913
Jahr:	2015
Titel:	Experimentelle Untersuchung zur Strömungsbeeinflussung mittels elektromagnetischer Bremsen beim kontinuierlichen Strangguss von Stahl
Autor:	Klaus Timmel
ISBN:	978-3-86012-507-6
Vertrieb:	Akademische Buchhandlung Merbachstraße, PF 1445; 09599 Freiberg

---

## Danksagung

Meinem Doktorvater Herrn Professor Rüdiger Schwarze danke ich für die zuvorkommende und vortreffliche Betreuung der Promotionsarbeit. Die Zusammenarbeit empfand ich durchgehend als äußerst angenehm und zielführend. Herrn Professor Thomas Wetzel danke ich für seine rückhaltlose Bereitschaft, sich als Zweitgutachter zur Verfügung zu stellen.

Herrn Dr. Sven Eckert als Betreuer seitens des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rosendorf danke ich für seine umfangreiche Unterstützung während der gesamten Promotionszeit. Er gab viele wichtige Hinweise und Anregungen zum Thema Magneto-hydrodynamik und zur Ultraschallmesstechnik. Seine intensives und kritisches Lesen dieser Arbeit sowie die daraus resultierenden Tipps und Vorschläge haben maßgeblich zu dem Gelingen und der Lesbarkeit der Dissertation beigetragen.

Für den regen Austausch und Diskussionen über Vorbild, Experiment und Messtechniken danke ich Herrn Dr. Thomas Wondrak. Seine Bereitschaft die Dissertation zu lesen sowie mit Anmerkungen und Fragen zu versehen, war sehr willkommen und hilfreich.

Für die gute Zusammenarbeit danke ich den Mitarbeitern der Werkstatt: Herrn Nowak, Herrn Borchardt und Herrn Kunadt. Fertigungstechnische Fragen konnten immer sehr konstruktiv diskutiert werden und die angefallenen Arbeiten für den experimentellen Aufbau sind stets schnellstmöglich und äußerst präzise durchgeführt worden.

Dem Sekretariat unserer Abteilung – Frau Bombis, Frau Zimmermann und Frau Roch – danke ich für die reibungslose Bearbeitung und Hilfestellung in Beschaffungsangelegenheiten.

Den Kollegen der Abteilung Magnetohydrodynamik am HZDR danke ich für die gute und freundliche Arbeitsatmosphäre. Für Fragestellungen und technische Probleme fand sich immer ein offenes Ohr. Nach getaner Arbeit sorgte die gelegentliche Skatrunde der Doktoranden für Ablenkung und Unterhaltung.

Mein allerherzlichster Dank gilt meinen wunderbaren, lieben Eltern und Geschwistern, sowie meinen lieben Freunden für die fortwährende Unterstützung.

Klaus Timmel

Dresden, 17. Februar 2015



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xii</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xiv</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Bedeutung des Stranggießens . . . . .	1
1.2. Motivation . . . . .	2
1.3. Zielstellung und Aufbau der Arbeit . . . . .	4
<b>2. Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Stranggießen . . . . .	5
2.1.1. Das Gussverfahren . . . . .	5
2.1.2. Die Kokillenströmung beim Brammenguss . . . . .	8
2.1.3. Einsatz von Magnetfeldern beim Strangguss . . . . .	11
2.2. Magnetfeldwirkung auf eine Strahlströmung . . . . .	14
2.2.1. Impulserhaltung . . . . .	14
2.2.2. Energiebilanz . . . . .	15
2.2.3. Umstrukturierung der Strömung durch Lorentzkräfte . . . . .	16
2.2.4. Magnetfeldwirkung im Experiment . . . . .	17
2.3. Literaturübersicht über die Wirkung von Magnetfeldern auf die Kokillenströmung . . . . .	18
2.3.1. Methoden zur Modellierung des Stranggusses . . . . .	19
2.3.2. Kokillenströmung . . . . .	20
2.3.3. Kokillenströmung unter Magnetfeldeinfluss . . . . .	22
2.3.4. Die freie Oberfläche in der Kokille . . . . .	27
2.3.5. Einfluss der elektrischen Randbedingungen . . . . .	29
2.3.6. Einfluss der Magnetfeldpositionierung . . . . .	30
2.3.7. Notwendigkeit für weiterführende Modellexperimente . . . . .	31

2.4.	Vorüberlegungen zur experimentellen Modellbildung . . . . .	32
2.4.1.	Modellfluid . . . . .	32
2.4.2.	Dimensionslose Kennzahlen . . . . .	33
2.4.3.	Ähnlichkeitsbetrachtung . . . . .	37
2.5.	Geschwindigkeitsmesstechnik in Flüssigmetallen . . . . .	40
2.5.1.	Invasive und Indirekte Verfahren . . . . .	41
2.5.2.	Kontaktlose elektromagnetische Verfahren . . . . .	44
2.5.3.	Ultraschall Geschwindigkeitsmessung . . . . .	47
2.5.4.	Auswahl des Messverfahrens . . . . .	47
2.5.5.	Strömungsmessung mittels Ultraschall-Doppler-Velocimetry . .	48
<b>3.</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>53</b>
3.1.	Der experimentelle Aufbau von Mini-LIMMCAST . . . . .	53
3.1.1.	Verteiler . . . . .	54
3.1.2.	Stopfen . . . . .	54
3.1.3.	Tauchrohr . . . . .	54
3.1.4.	Kokille . . . . .	55
3.2.	Ähnlichkeit . . . . .	56
3.3.	Anlagenbetrieb mit Mini-LIMMCAST . . . . .	59
3.4.	Messung der Mini-LIMMCAST Prozessgrößen . . . . .	60
3.4.1.	Verteilerpegel . . . . .	60
3.4.2.	Stopfenhub . . . . .	61
3.4.3.	Kokillenpegel . . . . .	61
3.4.4.	Druck an Stopfenspitze . . . . .	62
3.4.5.	Messwerterfassung . . . . .	62
3.4.6.	Beispielmessung Prozessgrößen . . . . .	62
3.5.	Durchfluss . . . . .	64
3.5.1.	Abschätzung mit der Bernoulli-Gleichung . . . . .	64
3.5.2.	Durchflussberechnung aus dem Verteilerpegel . . . . .	68
3.6.	Die Geschwindigkeitsmessung in der Kokille . . . . .	70
3.7.	Datenverarbeitung . . . . .	74
3.8.	Das statische Magnetfeld – die „Elektromagnetische Bremse“ . . . . .	76
3.9.	Die veränderlichen Versuchsparameter . . . . .	78
3.9.1.	Magnetische Flussdichte . . . . .	78

3.9.2. Elektrische Leitfähigkeit der Kokillenwände . . . . .	79
3.9.3. Position der elektromagnetischen Bremse . . . . .	79
<b>4. Zeitgemittelte Kokillenströmung</b>	<b>81</b>
4.1. Die Kokillenströmung ohne Magnetfeld . . . . .	81
4.2. Einfluss der magnetischen Flussdichte . . . . .	85
4.3. Einfluss der Wandleitfähigkeit . . . . .	89
4.4. Kokillenströmung mit veränderter Bremsenposition . . . . .	95
4.5. Ausdehnung des Strahles über die Kokillendicke . . . . .	98
<b>5. Zeitabhängige Kokillenströmung</b>	<b>103</b>
5.1. Lokale Geschwindigkeitsoszillationen . . . . .	103
5.2. Räumliche Schwankungen des Flüssigmetallstrahles . . . . .	107
5.3. Symmetrieverhalten zwischen den Kokillenhälften . . . . .	114
5.3.1. Symmetrie in den horizontalen Geschwindigkeiten . . . . .	114
5.3.2. Symmetrie in der vertikalen Geschwindigkeit . . . . .	115
5.4. Beobachtung der freien Oberfläche . . . . .	122
5.5. Frequenzanalyse . . . . .	124
5.5.1. Frequenzanalyse in den Geschwindigkeitsmessungen . . . . .	124
5.5.2. Frequenzanalyse des Kokillenpegels . . . . .	127
<b>6. Diskussion</b>	<b>129</b>
6.1. Vergleich mit bestehenden Ergebnissen . . . . .	129
6.2. Oszillationen . . . . .	132
6.2.1. Oszillationen der Strahlauslenkung . . . . .	132
6.2.2. Turbulenzen in den Scherschichten der Strahlströmung . . . . .	136
6.2.3. Oszillationen der freien Oberfläche . . . . .	138
6.2.4. Gegenüberstellung der Oszillationen . . . . .	140
6.3. Wirkung der elektromagnetischen Bremse auf den Durchfluss . . . . .	141
6.4. Magnetfeldwirkung auf die Strahlströmung . . . . .	143
<b>7. Zusammenfassung</b>	<b>145</b>
<b>8. Ausblick</b>	<b>149</b>
8.1. Weitere Untersuchungsschwerpunkte . . . . .	149

8.2. Neue und verbesserte Messtechniken . . . . .	151
8.3. Weitere Versuchsanlagen für den Strangguss: Die LIMMCAST-Familie . . . . .	154
<b>A. Anhang</b>	<b>I</b>
A.1. Messwerterfassung . . . . .	I
A.2. Messtechnik . . . . .	III
A.2.1. Magnetfeldverteilung – Sonde zur Vermessung des Magnetfeldes	III
A.2.2. Prozessablauf – Druckmessung am Tauchrohr . . . . .	IV
A.2.3. Übersicht – Messtechniken Flüssigmetall . . . . .	IV
A.3. Versuchsmatrix . . . . .	VII
<b>Literatur</b>	<b>IX</b>

## Abbildungsverzeichnis

1.	Entwicklung der Stahlproduktion und Anteil des Stranggusses . . . . .	1
2.	Beispiele für die Vielfalt der Gussquerschnitte beim Stranggießen . . . . .	5
3.	Prinzip des Stranggussverfahrens . . . . .	7
4.	Strömungsstruktur in der Kokille . . . . .	9
5.	Ursachen für Qualitätsprobleme beim Strangguss . . . . .	10
6.	Grundarten elektromagnetischer Bremsen . . . . .	12
7.	Bremsende und Beschleunigende Wirkung der Lorentzkraft an einem Flüssigmetallstrahl . . . . .	17
8.	Ausbildung der Rezirkulationsgebiete und der Dehnung des Flüssigmetallstrahles in Magnetfeldrichtung . . . . .	18
9.	Skizze einer Strömungskarte für eine Stranggussanlage . . . . .	21
10.	Prinzipskizze für das Wandleitfähigkeitsverhältnis . . . . .	36
11.	Prinzip des Ultraschall-Doppler-Verfahrens . . . . .	48
12.	Skizze des Schallfeldes für einen Ultraschallsensor . . . . .	50
13.	Mini-LIMMCAST . . . . .	53
14.	Modellstopfen . . . . .	55
15.	Modelltauchrohr . . . . .	56
16.	Modellkokille . . . . .	57
17.	Schematischer Aufbau des Experimentes . . . . .	60
18.	Verlauf der Prozessparameter während des Experiments . . . . .	63
19.	Abschätzung des Durchflusses in Abhängigkeit vom Pegelstand . . . . .	65
20.	Berechnung der Prozessparameter mit der instationären, verlustbehafteten Bernoulli-Gleichung . . . . .	67
21.	Ultraschall-Doppler-Messgerät . . . . .	70
22.	Messpositionen der Ultraschallsensoren . . . . .	72
23.	Aufbau der elektromagnetischen Bremse im Experiment . . . . .	77
24.	Gemessene Flussdichteverteilung . . . . .	78
25.	Horizontale Kokillenströmung ohne Magnetfeld . . . . .	82
26.	Vertikale Kokillenströmung ohne Magnetfeld . . . . .	83
27.	Resultierende Geschwindigkeitsvektoren in der Mittelebene ohne Magnetfeld . . . . .	84

28.	Horizontale Strömung bei steigender magnetischer Flussdichte mit isolierenden Kokillenwänden in der hohen Bremsenposition . . . . .	86
29.	Vergleich zweier Experimente unter gleichen Randbedingungen . . . . .	87
30.	Vergleich der horizontalen Geschwindigkeit auf 5 verschiedenen Messhöhen bei steigende Flussdichte für isolierende Wände und die hohe Bremsenposition . . . . .	88
31.	Vertikale Kokillenströmung mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) für isolierende Wände . . . . .	90
32.	Resultierende Geschwindigkeitsvektoren in der Mittelebene mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) für isolierende Wände . . . . .	91
33.	Horizontale Strömung bei steigender magnetischer Flussdichte mit leitfähigen Wänden in der hohen Bremsenposition . . . . .	92
34.	Vergleich der horizontalen Geschwindigkeit auf 5 Messhöhen für steigende Flussdichten bei leitfähigen Wänden und hohe Bremsenposition . . . . .	93
35.	Vertikale Kokillenströmung mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) und leitfähigen Wänden . . . . .	95
36.	Resultierende Geschwindigkeitsvektoren in der Mittelebene mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) und leitfähigen Wänden . . . . .	96
37.	Kokillenströmung bei veränderter Position der elektromagnetischen Bremse; alle bei 310 mT . . . . .	97
38.	Horizontale Strömung in der waagerechten Messebene . . . . .	100
39.	Geschwindigkeitsprofile aus der waagerechten Messebene . . . . .	101
40.	Zeitlicher Verlauf der Geschwindigkeit in einem Punkt . . . . .	104
41.	Momentaufnahmen aus einem Experiment mit Magnetfeldbremse in hoher Position und isolierenden Kokillenwänden . . . . .	108
42.	Differenz bei Mittelwertbildung . . . . .	110
43.	Geschwindigkeitsverlauf auf der Höhe der Austrittsöffnung . . . . .	112
44.	Geschwindigkeitsverlauf auf der Höhe des Tauchrohrendes . . . . .	112
45.	Geschwindigkeitsverlauf unterhalb des Tauchrohres . . . . .	113
46.	Geschwindigkeitsverlauf unterhalb des Flüssigmetallstrahles . . . . .	113
47.	Vergleich der horizontalen Strömung zwischen den beiden Kokillenhälften	116
48.	Vertikale Strömung nahe des Tauchrohres in beiden Kokillenhälften . . . . .	118
49.	Vertikale Strömung in beiden Kokillenhälften . . . . .	119
50.	Vertikale Strömung nahe der Kokillenwand in beiden Kokillenhälften . . . . .	120

---

51.	Mittlere vertikale Geschwindigkeit am Kokillenrand . . . . .	122
52.	Fotos der freien Oberfläche während der Experimente . . . . .	123
53.	Frequenzanalyse für die horizontale Geschwindigkeit auf Höhe des Tauchrohrendes . . . . .	125
54.	Frequenzanalyse für die vertikale Geschwindigkeit an der schmalen Kokillenzwand . . . . .	126
55.	Zeitverhalten des Kokillenpegels . . . . .	128
56.	Frequenzspektrum der Strahlauslenkung . . . . .	134
57.	Frequenzspektrum der vertikalen Geschwindigkeit am Kokillenrand .	138
58.	Durchfluss in Abhängigkeit der Füllhöhe im Verteiler . . . . .	142
59.	Vergleich des mittleren Durchflusses für verschiedene Versuchsbedingungen	143
60.	LIMMCAST Versuchsanlage . . . . .	155
61.	X-LIMMCAST Versuchsanlage . . . . .	156
A.1.	Aufbau der Messwerterfassung an Mini-LIMMCAST . . . . .	I
A.2.	Schematischer Aufbau der 3-Komponenten-Magnetfeldsonde von <i>LakeShore</i> . . . . .	III
A.3.	Skizze zur Messposition des faseroptischen Drucksensors . . . . .	V

## Tabellenverzeichnis

1.	Einteilung rechteckiger Gussgeometrien . . . . .	6
2.	Vergleich der Eigenschaften von flüssigen Metallen mit Wasser: relevante Materialparameter und Kennzahlen . . . . .	39
3.	In der Literatur untersuchte Stahlgussanlagen . . . . .	42
4.	Charakteristik des Schallfeldes in GaInSn für die eingesetzten Ultraschallsensoren . . . . .	51
5.	Dimensionslose Kennzahlen für Vorbild und Modell . . . . .	58
6.	Abschätzung für den mittleren Durchfluss aus der stationären Bernoulli-Gleichung . . . . .	69
7.	Übersicht der Messkonfigurationen . . . . .	74
8.	Magnetfeldabhängige dimensionslose Kennzahlen im Experiment . . . . .	79
9.	Statistische Werte der Geschwindigkeit in einem Punkt . . . . .	106
10.	Frequenzen der Oberflächenwellen . . . . .	139
11.	Vergleich der Frequenzen in der Kokillenströmung . . . . .	141
12.	Gegenüberstellung der LIMMCAST-Anlagen . . . . .	157
A.1.	Messunsicherheiten in der Messung der Mini-LIMMCAST Prozessgrößen	II
A.2.	Übersicht und Gegenüberstellung der Messtechniken in Flüssigmetallen	VI
A.3.	Versuchsmatrix mit den Kombinationen der Sensoranordnung und den eingestellten Versuchsbedingungen für die Messung der horizontalen Geschwindigkeiten . . . . .	VII

## Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung	Übersetzung / Anmerkung
AC	Alternating Current	Wechselstrom
DC	Direct Current	Gleichstrom
EMBr	Electro-Magnetic Brake	elektromagnetische Bremse
EMLA	Electro-Magnetic Level Accelerator	„Linearmotor“ in Richtung des Flüssigmetallstrahles
EMLS	Electro-Magnetic Level Stabilizer	„Linearmotor“ entgegen der Richtung des Flüssigmetallstrahles
EMS	Electro-Magnetic Stirring	elektromagnetische Rühren
FCM	Flow-Control-Mould	elektromagnetisches Brems-System mit zwei Polschuhpaaren
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf	
HP	Hochpass, hochpassgefiltert	
LIMMCAST	LIquid Metal Model for continuous CASTing	Flüssigmetallmodell für den Strangguss
MFC	Mould Flow Control	elektromagnetisches Geschwindigkeits-Messsystem an Kokillen für den Stahlguss
MIT	Mutual Inductance Tomography	Induktive Zweiphasen-Tomographie
RBF	Radiale Basis-Funktionen	
SEN	Submerged Entry Nozzle	Tauchrohr
TP	Tiefpass, tiefpassgefiltert	
UDV	Ultrasonic-Doppler-Velocimetry	Ultraschall-Doppler-Geschwindigkeitsmesstechnik
US	Ultraschall	

## Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung	Basis- einheit
$A$	Fläche	$\text{m}^2$
$a$	Koeffizienten	—
$B$	magnetische Flussdichte	T
$b$	Breite	m
$c$	Schallgeschwindigkeit	$\text{m/s}$
$c_p$	Wärmekapazität	$\text{J/K}$
$d, D$	Durchmesser	m
$D_J$	Joulsche Dissipation	$\text{J/s}$
$E$	elektrische Feldstärke	$\text{V/m}$
$E_{kin}$	kinetische Energie	J
$F$	Kraft	N
$F_L$	Lorentzkraft	$\text{N/m}^3$
$f$	Frequenz	Hz
$f_D, f_E$	Doppler- und Emitter-Frequenz	Hz
$g$	Erdbeschleunigung	$\text{m/s}^2$
$h$	Höhe	m
$I$	Stromstärke	A
$J, J_{ind}$	Stromdichte, induzierte Stromdichte	$\text{A/m}^2$
$k$	Faktor für Schallfeldberechnung	—
$l, L$	Länge, charakteristische Länge	m
$p$	Druck	Pa
$p$	Impuls	$\text{Ns}$
$R$	elektrischer Widerstand	$\Omega$
$r$	Abstand	m
$s$	Weg	m
$t, T$	Zeit	s
$t_{echo}$	Laufzeit des Ultraschall-Echos	s

Symbol	Bedeutung	Basis- einheit
$T_{PWR}$	Zeitdifferenz der Pulswiederholrate	s
$U_{Ind}$	induzierte, elektrische Spannung	V
$U$	charakteristische Geschwindigkeit	m/s
$u$	Geschwindigkeit	m/s
$u_{Giesz}$	Gießgeschwindigkeit	m/min
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$Q$	Durchfluss, Volumenstrom	l/min
$x, y, z$	Raumkoordinaten	m
$x_{nah}$	Nahbereichsgrenze des Ultraschalles	m
$z_B$	Lage der Polschuhe (Oberkante)	m
<b>griechische Symbole</b>		
$\alpha_{Rm}, \alpha_N$	aus materialabhängigen Parametern zusammengesetzte Konstanten	–
$\delta$	Dicke	m
$\eta$	dynamische Viskosität	Pa s
$\gamma_0$	Öffnungswinkel des Ultraschallkegels	°
$\lambda$	Wellenlänge	1/m
$\lambda_{therm}$	thermische Leitfähigkeit	W/(m K)
$\mu$	magnetische Permeabilität	V s/(A m)
$\nu$	kinematische Viskosität	m <sup>2</sup> /s
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma_{el}$	elektrische Leitfähigkeit	A/(V m)
$\sigma$	Standardabweichung	–
$\sigma_o$	Oberflächenspannung	N/m
$\vartheta$	Temperatur	°C
$\vartheta_L, \vartheta_S$	Liquidus- und Solidus-Temperatur	°C
$\varphi$	Phasenwinkel	–
$\zeta$	Widerstandsbeiwert	–

Symbol	Bedeutung	Basis- einheit
<b>Kennzahlen</b>		
$c_w$	Wandleitfähigkeitsverhältnis	—
$Fr$	Froude-Zahl	—
$Ha$	Hartmann-Zahl	—
$Mo$	Morton-Zahl	—
$N$	magn. Interaktionsparameter bzw. Stuart-Zahl	—
$Pr$	Prandtl-Zahl	—
$Re$	Reynolds-Zahl	—
$Rm$	magnetische Reynolds-Zahl	—
$Sr$	Strouhal-Zahl	—
$Tu$	Turbulenzgrad	%
<b>Bedeutung häufig vorkommender Indizes</b>		
$f$	Fluid	—
$w$	Wand	—
$x, y, z$	Raumkomponente eines Vektors	—
$Kok$	Kokille	—
$TR$	Tauchrohr	—
$V$	Verteiler	—
$VP$	Verteilerpegel	—

Symbole, welche einen Vektor darstellen, sind im Text und in den Formeln **fett** gedruckt.

# 1. Einleitung

## 1.1. Bedeutung des Stranggießens

Die Idee für ein kontinuierliches Gießverfahren mit Durchlaufform kommt bereits gegen Ende des 19. Jahrhunderts auf. Diese Technik etabliert sich zu Beginn des 20. Jahrhunderts insbesondere bei Nichteisenmetallen. Seit Beginn der 1940-er Jahre wird in Pilotanlagen zunehmend versucht, diesen Prozess auch auf das Gießen von Stahl zu überführen. Aufgrund der stark unterschiedlichen Materialeigenschaften stellt dies jedoch einige besondere Herausforderungen dar [Schrewe, 1987]. In den darauf folgenden Jahren entstehen die ersten produktionstechnischen Anlagen, jedoch erst mit Beginn der 1970-er Jahre beginnt sich das Stranggießen von Stahl tatsächlich zu verbreiten [Schrewe, 1987]. Bis heute hat sich der Anteil des Stranggießens kontinuierlich erhöht und einen Anteil von ca. 95 Prozent am gesamten Stahlguss erreicht. [Abbildung 1](#) zeigt den Verlauf der Stahlproduktion und den Anteil des Stranggießens.

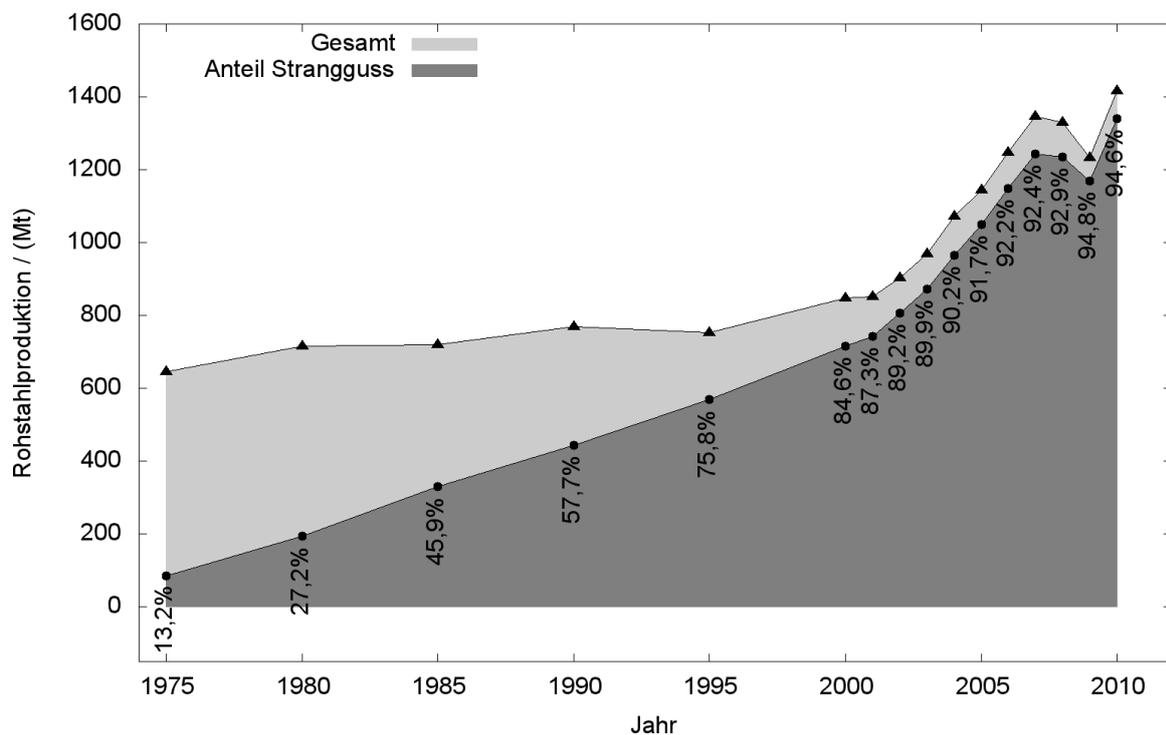


Abbildung 1: Entwicklung der Stahlproduktion und Anteil des Stranggusses (Daten aus [worldsteel, 1978, 1982, 1991, 2001, 2011])

### 1.2. Motivation

Die Strömung in der Kokille hat einen entscheidenden Einfluss auf die erreichte Qualität des gegossenen Stranges [Thomas und Zhang, 2001]. Dies beinhaltet z. B. Transportprozesse und die Einlagerung von Verunreinigungen oder Argonblasen. Die Fremdstoffe müssen in der Strömung zur freien Oberfläche in der Kokille aufsteigen können. Gelangen die Fremdstoffe in den Bereich der Erstarrung können sich Einschlüsse, also innen liegende Materialfehler, bilden. Durch die Strömung stellt sich eine Temperaturverteilung in der Schmelze ein, die sich ebenfalls auf die Gussqualität auswirkt. Frische, heiße Schmelze strömt aus dem Tauchrohr und vermischt sich mit der bereits vorhandenen Schmelze. Ist die Einströmung aus dem Tauchrohr zu stark und trifft heiße Schmelze auf die bereits erstarrte Strangschale, kann es zum Wiederaufschmelzen des bereits erstarrten Stahles kommen. Die ausgedünnte Strangschale kann nach dem Verlassen der stützenden Kokille unter dem Schweredruck der Schmelze ausbeulen. Im schlimmsten Fall kommt es sogar zu einem Durchbruch und dem Auslaufen des flüssigen Stahles. Andererseits muss insbesondere die Schmelzenoberfläche mit ausreichend Wärme versorgt werden, um ein Zufrieren der freien Oberfläche zu verhindern. Außerdem muss das die Schmelzenoberfläche bedeckende Gießpulver aufgeschmolzen werden, welches dann zwischen Kokillenwand und erstarrender Strangschale als Schmiermittel dient und ein Anbacken des Stahles an die Kokille verhindert.

Auch die Form der Schmelzenoberfläche in der Kokille mit der aufliegenden Gießpulverschicht wird durch die darunter liegende Strömung bestimmt. Es kann an dieser Grenzschicht zu unerwünschten Wechselwirkungen kommen, wie etwa dem Eintrag von Schlacke oder Gießpulver in die Schmelze. Die Schmelzenströmung kann auch zu Wellenbewegungen und Schwankungen im Kokillenpegel führen, die sich negativ auf die beginnende Erstarrung auswirken und so zu Materialfehlern an der Gussstückoberfläche führen. Die Strömung hat somit eine weitreichende Wirkung sowohl auf die innere Güte als auch auf die Oberflächenqualität des Gussstückes.

Trotz der breiten Anwendung des Strangguss-Verfahrens sind noch nicht alle Aspekte der Schmelzenströmung genau verstanden. So erschwert u. a. die hohe Temperatur der Stahlschmelze von ca. 1500 °C den direkten Zugang mit Messtechnik zum Gussprozess. Daher sind nahezu keine Messwerte über die Kokillenströmung im realen Stahl vorhanden. Bei den wenigen in der Literatur vorgestellten Messergebnissen aus der Kokille handelt es sich fast ausschließlich um lokale Messungen, meist aus der Region

der freien Schmelzenoberfläche (siehe [Kapitel 2.3](#)), was nur grobe Aussagen über die gesamte Kokillenströmung zulässt. Die bereits vielfältig eingesetzten Wassermodelle können in einfachen Fällen zur Untersuchung des Prozessverhaltens herangezogen werden und liefern dort gute Ergebnisse. Jedoch sind sie aufgrund der Materialeigenschaften des Wassers ungeeignet, um das Verhalten der Stahlschmelze unter den vorliegenden besonderen Bedingungen korrekt zu beschreiben. Dies gilt insbesondere für den Einfluss von Temperaturunterschieden im Fluid, der Wirkung und Verteilung von eingeperrten Gasblasen oder den Einsatz von elektromagnetischen Feldern zur Strömungsbeeinflussung.

Neben experimentellen Arbeiten wird der Stranggussprozess ausgiebig mit numerischen Simulationen untersucht. Die Vorgänge in der Kokille sind beim Stranggießen jedoch sehr komplex: so kann durch zusätzlich eingeperrtes Argon eine Mehrphasenströmung vorliegen, es finden Wärmetransport und Erstarrungsvorgänge statt und mit elektromagnetischen Feldern werden elektrische Ströme und zusätzliche Kräfte induziert. Die Vielzahl an zu beachtenden Phänomenen macht den Modellierungsaufwand schwierig und es nahezu unmöglich alle Faktoren in einem einzigen, alles beschreibenden Modell zu vereinen. Dies macht angemessene, vereinfachende Modellannahmen und die Verknüpfung mit experimentellen Ergebnissen notwendig [[Thomas, 2002](#)]. Neben der Komplexität stellt der Mangel an Daten ein Problem für die Validierung der zugrunde liegenden numerischen Modelle dar. Insbesondere in den Themengebieten, die nicht mit Wassermodellen nachgebildet werden können, fehlt es an ausreichendem Datenmaterial für eine Überprüfung der eingesetzten numerischen Modelle.

Elektromagnetische Felder befinden sich bereits seit vielen Jahren in der industriellen Anwendung, mit deren Einsatz bestimmte Erwartungen und Vorstellungen über die Wirkungsweise verknüpft werden. Elektromagnetische Bremsen sollen einer allgemeinen Sicherung der Gussqualität dienen. So sollen z. B. durch ihre Anwendung starke Verwirbelungen in der Schmelze minimiert werden, um so den Einschluss von Oxiden oder den Eintrag von Schlacke bzw. Gießpulver zu verhindern [[Yasuda et al., 2007](#)].

Trotz des ausgiebigen Gebrauches elektromagnetischer Felder und deren Potential zur berührungslosen Prozessbeeinflussung, gibt es nur einige wenige Experimente und Anlagenversuche, die sich näher mit dem Thema der elektromagnetischen Strömungsbeeinflussung beim Strangguss von Stahl befassen. Daher ist es nicht möglich, die aufgestellten Vermutungen bzw. Anforderungen experimentell zu überprüfen. Diese Lücke gilt es zu schließen.

### 1.3. Zielstellung und Aufbau der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung der Kokillenströmung an einem Flüssigmetall-Modell und des Einflusses einer elektromagnetischen Bremse auf die Kokillenströmung. Elektromagnetische Bremsen kommen vorzugsweise bei Kokillen mit rechteckigem Gussquerschnitt zum Einsatz, bei denen eine Seitenlänge ein Mehrfaches der Anderen beträgt – den sogenannten Brammenanlagen. Daher wird für eine realistische Modellierung der Bremsenwirkung ebenfalls ein Brammenquerschnitt als Kokillentyp für den Aufbau der Versuchsanlage gewählt. Neben der Variation der magnetischen Flussdichte, soll auch der Einfluss der Wandleitfähigkeit auf die Wirkung der elektromagnetischen Bremse untersucht werden. Zur Überprüfung der Ergebnisse auf die Sensibilität von der Bremsenposition werden die Messungen mit einer veränderten Höhe der elektromagnetischen Bremse bezüglich der Kokille wiederholt.

Für die Durchführung der Experimente ist eine entsprechende Versuchsanlage aufzubauen, ohne dabei jedoch eine konkrete industrielle Anlage als maßstäbliches Vorbild nachzubilden. Eine repräsentative Wahl wäre bei der Vielzahl an eingesetzten Kokillengeometrien und Gussquerschnitten generell nur sehr schwierig zu treffen. Ziel ist vielmehr die Erforschung der grundlegenden Strömungsphänomene in einer Brammenkokille. Die hier im Experiment gewonnenen Ergebnisse können der Validierung von numerischen Modellen für die Simulation des Stranggussprozesses dienen und anschließend auf Brammen mit variierenden Seitenverhältnissen im Stahlguss übertragen werden.

Im folgenden [Kapitel 2](#) wird das Stranggussverfahren näher vorgestellt und es werden die bisher in der Literatur berichteten Erkenntnisse über die Wirkung elektromagnetischer Felder beim Strangguss präsentiert. [Kapitel 3](#) beschreibt den Versuchsaufbau des Flüssigmetallmodelles und die für die Geschwindigkeitsmessung eingesetzte Messtechnik. Der Anlagenbetrieb und die elektromagnetische Bremse werden ebenfalls vorgestellt. Es folgen die an dem Experiment gewonnenen Messergebnisse. Zuerst wird in [Kapitel 4](#) die mittlere Kokillenströmung unter den verschiedenen Versuchsbedingungen beleuchtet. Anschließend werden in [Kapitel 5](#) zeitabhängige Messergebnisse präsentiert. In [Kapitel 6](#) werden die eben gewonnenen Ergebnisse diskutiert. Nach einer Zusammenfassung in [Kapitel 7](#) schließt die Arbeit in [Kapitel 8](#) mit einem Ausblick auf ergänzende Messtechniken und weitere Versuchsanlagen.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Stranggießen

Das Stranggießen ist das zur Zeit dominierende Verfahren beim Gießen von Stahl. Die Vorzüge des Stranggussverfahrens liegen sowohl in der hohen Produktivität des kontinuierlichen Prozesses durch Verringerung der Verarbeitungsstufen als auch besseren Ausnutzung des Materials [Schrewe, 1987]. Des Weiteren können die Gussquerschnitte sehr endabmessungsnah gewählt werden, was den Umformgrad und damit den Energieeinsatz im anschließenden Walzprozess reduziert [Mizoguchi et al., 1981].

#### 2.1.1. Das Gussverfahren

Die Querschnittsgeometrien des Stranggießens sind sehr vielfältig und reichen von kompakten, runden Querschnitten über schmale Rechteckgeometrien bis hin zu Querschnitten für Stahlträger. In [Abbildung 2](#) sind die häufigsten Gussgeometrien skizziert. Bei den rechteckigen Gussquerschnitten wird noch anhand der Seitenlänge und des Seitenverhältnisses in Knüppel-, Vorblock- oder Brammenguss unterschieden. [Tabelle 1](#) gibt die Unterscheidungskriterien für die Rechteckquerschnitte nach [Schrewe \[1987\]](#) wieder.

In [Abbildung 3](#) ist das Prinzip des kontinuierlichen Stranggusses abgebildet. Ein

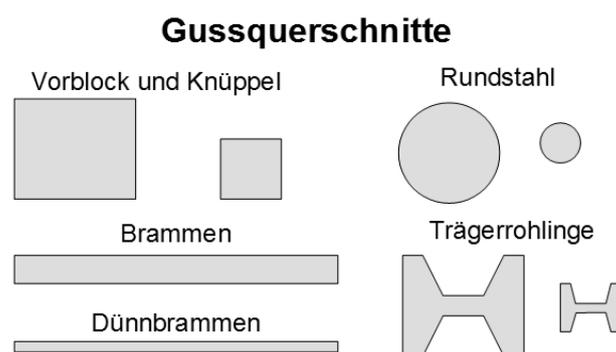


Abbildung 2: Beispiele für die Vielfalt der Gussquerschnitte beim Stranggießen

Gussstück	Seitenlänge	Seitenverhältnis
Knüppel	$\leq 150$ mm	-
Vorblock	$\geq 150$ mm	$\leq 1:1,3$
Brammen	$\geq 100$ mm	$\geq 1:1,3$

Tabelle 1: Einteilung rechteckiger Gussgeometrien nach Schrewe [1987]

wesentlicher Bestandteil einer Stranggussanlage ist der Verteiler. Er hat die Funktion eines Pufferbehälters. Die Stahlschmelze wird für den Prozess von mehreren Gießpfannen bereitgestellt, welche nacheinander in den Verteiler entleert werden. Im Verteiler befindet sich während des Gießvorganges immer eine Mindestmenge an Schmelze, um auch bei einem Austausch der Gießpfanne den Gießstrang weiterhin mit Schmelze versorgen zu können. Weiterhin sollen im Verteiler Verunreinigungen an die Schmelzenoberfläche ausgetragen werden.

Aus dem Verteiler wird die Schmelze über ein Tauchrohr in die Kokille geleitet. Das Tauchrohr schirmt die Schmelze von der Atmosphäre ab und verhindert eine Oxidation der Stahlschmelze. Der Durchfluss durch das Tauchrohr wird über einen Stopfen reguliert, der sich direkt über dem Auslass des Verteilers befindet. Es existieren auch Bauarten, bei denen an Stelle eines Stopfens ein Schieber am Anfang des Tauchrohres platziert ist. Stopfen bzw. Schieber verschließen einen Teil des Tauchrohrquerschnittes und verändern damit den Durchfluss.

Durch die Stopfenspitze oder seitlich durch das Tauchrohr wird das Edelgas Argon in die Stahlschmelze eingeblasen. Dieses Einperlen von Argon soll die Betriebsdauer des Tauchrohres erhöhen, welches in regelmäßigen Abständen ausgetauscht werden muss. Der Tausch wird notwendig, wenn sich im Laufe des Gussprozesses die Austrittsöffnungen des Tauchrohres zusetzen und den Durchfluss der Schmelze behindern.

Aus dem Tauchrohr fließt die Schmelze in die Kokille, den formgebenden Teil einer Gussanlage. Die Kokille wird mit Wasser gekühlt und die Erstarrung der Schmelze beginnt an den Kokillenwänden. Beim Strangguss ist die Kokille sowohl oben als auch an ihrer Unterseite offen. Das eingeblasene Argon muss hier wieder aus der Schmelze an die freie Kokillenoberfläche aufsteigen. Andere Fremdstoffe können ebenso letztmalig

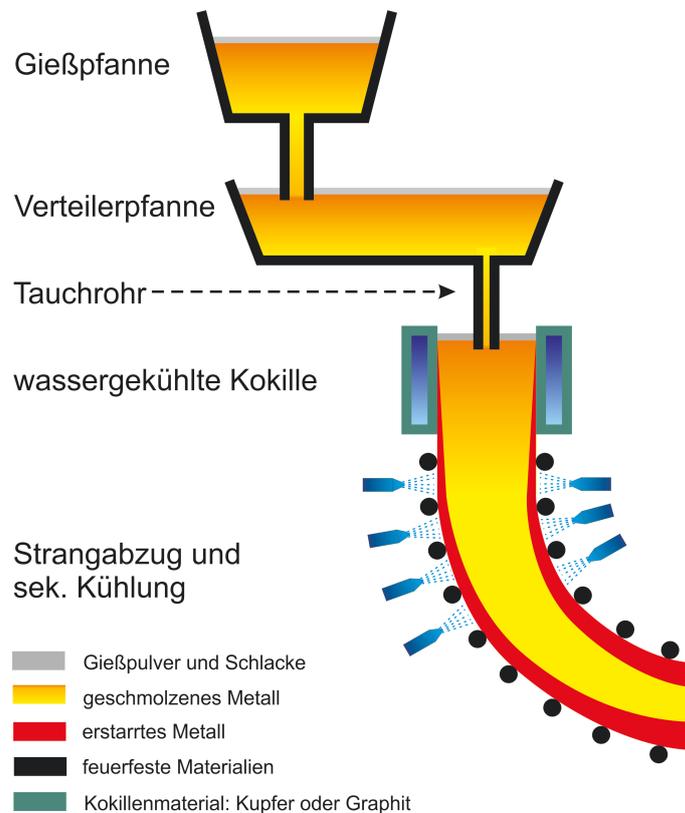


Abbildung 3: Prinzip des Stranggussverfahrens

aus der Schmelze aufsteigen und entfernt werden. Die Schmelzenoberfläche wird von einer teilweise verflüssigten Gießpulverschicht bedeckt. Die Gießpulverschicht schirmt die Schmelze gegenüber der Atmosphäre ab. Das aufgeschmolzene Gießpulver dient weiterhin als Schmiermittel zwischen den Kokillenwänden und dem erstarrten Strang. Zusätzlich wird die Kokille in eine vertikale Schwingung versetzt, um ein Anbacken der Strangschale an die Kokillenwände zu verhindern.

Durch die als Strahl aus dem Tauchrohr in die Kokille eintretende Schmelze bildet sich eine turbulente Strömung aus. Die turbulente Strömung sorgt für eine Durchmischung der Schmelze und hat Auswirkungen auf den Stofftransport, was den Austrag von Fremdstoffen aus der Schmelze beeinflusst. Kommt es zu starken Turbulenzen an der Schmelzenoberfläche können sogar Fremdstoffe wie Schlacke oder Gießpulver wieder in die Schmelze eingetragen werden. Des Weiteren wirkt sich die turbulente Strömung auf den Wärmetransport und die Temperaturverteilung der Schmelze aus.

Der Wärmetransport sorgt u. a. für das Aufschmelzen der Gießpulverschicht an der Schmelzenoberfläche.

Der teilerstarrte Strang wird am unteren Kokillenende abgezogen und die weitere Erstarrung über eine sekundäre Kühlung vorangetrieben. Transportrollen führen den heißen Strang und stützen ihn ab. Der vollständig erstarrte Strang wird noch auf Länge geschnitten und kann direkt in das anschließende Walzwerk transportiert werden.

### 2.1.2. Die Kokillenströmung beim Brammenguss

Die Vorgänge in der Kokille haben einen großen Einfluss auf die erreichte Gussqualität [Thomas, 2002]. Das Gießen in die Kokille ist der letzte Prozessschritt in dem eine flüssige Schmelze vorliegt. Eine in diesem Prozessschritt schlecht eingestellte Kokillenströmung kann zu einem schlechten Gussresultat führen. Mit der Strömung in Verbindung gebrachte Fehlerquellen sind u. a. der Einschluss von Luft, Argon oder festen Fremdstoffen in das erstarrte Material; der Einzug von Schlacke in die Schmelze; Oberflächenfehler im Strang und Schmelzenausbrüche aufgrund von Pegelschwankungen in der Kokille oder einer ungünstigen Strahlströmung aus dem Tauchrohr [Thomas, 2003].

So haben die Eigenschaften wie Temperatur und Geschwindigkeit der aus dem Tauchrohr austretenden Schmelze Einfluss auf den Gussprozess. Bei einer zu hohen Gießtemperatur sowie einer zu großen Gießgeschwindigkeit kann der aus dem Tauchrohr austretende Flüssigmetallstrahl beim Auftreffen auf die Kokillenwand die bereits erstarrte Schale wieder aufschmelzen. Die ausgedünnte Schale kann bei Abzug aus der Kokille und dem zunehmenden statischen Druck der Schmelze schlimmstenfalls zu einem Durchbruch der Strangschale und damit zum Auslaufen der Schmelze führen.

Auf der Schmelzenoberfläche liegt eine Gießpulver- und Schlackeschicht auf, in die in der Schmelze befindliche Fremdstoffe ausgetragen werden sollen. Die Form des Meniskus wird durch die darunter liegende Schmelzenströmung maßgeblich mitbestimmt. Hier spielen u. a. die oberflächennahen Geschwindigkeiten eine Rolle. Hohe Geschwindigkeiten der Schmelze gegenüber der aufliegenden Schicht aus Gießpulver und Schlacke können diese mitreißen und tiefer in die Schmelze tragen. Gelangen diese Fremdstoffe in den Bereich der Erstarrung, kann deren Einlagerung in den erstarrenden Stahl direkt zu Materialfehlern im Gussstück führen.

In der Schmelze befindliche Fremdstoffe wie Argonblasen können durch ihren Auftrieb

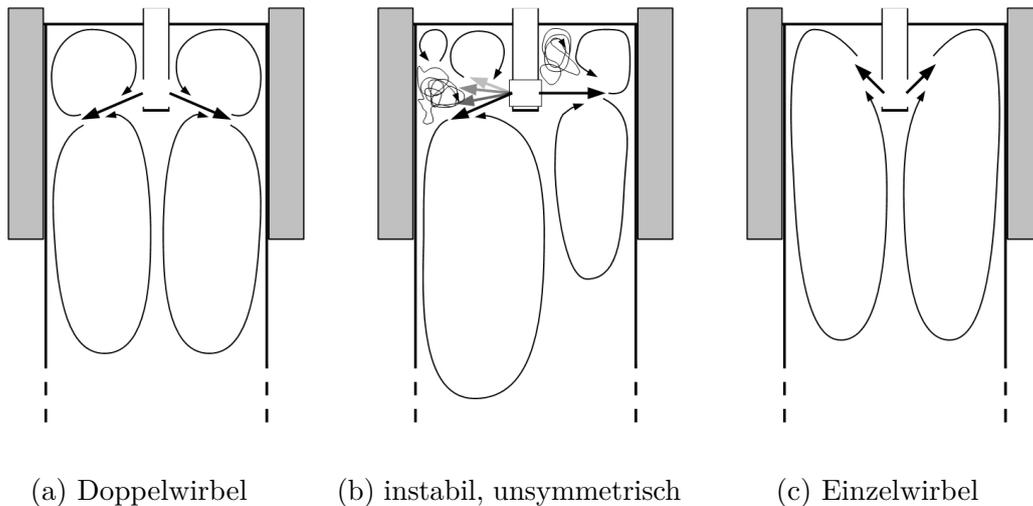


Abbildung 4: Strömungsstruktur in der Kokille (nach [Kunstreich et al., 2005])

die Schmelzenströmung verändern. Auch ein stark schwankender Kokillenpegel kann zu Problemen mit der Gussoberfläche führen, denn am Treffpunkt von Schmelze und Gießpulverschicht mit der gekühlten Kokillenwand beginnt sich die Strangschale zu bilden und die Bedingungen in diesem Bereich bestimmen die Beschaffenheit der Strangoberfläche.

In der Literatur wird im wesentlichen zwischen zwei Strömungsstrukturen und einem Übergangs- bzw. instationären Strömungsregime unterschieden [Kunstreich et al., 2005; Thomas, 2003]. Als ideal wird bei Kokillen für den Brammenguss die Ausbildung einer sogenannten Doppelwirbelstruktur angesehen [Kunstreich et al., 2005], wie sie in [Abbildung 4a](#) zu sehen ist. Diese Strömung sichert das beste Gussergebnis und soll die eben aufgeführten Probleme weitestgehend vermeiden. Dabei tritt die Schmelze als Strahl aus dem Tauchrohr aus und bewegt sich in Richtung der schmalen Kokillenwand. Hier teilt sich der Strahl in einen nach oben und einen nach unten gerichteten Teil. Im oberen Teil bildet sich ein Rollenstruktur aus, die durch die Schmelzenbewegung entlang der schmalen Kokillenwand bis zum Meniskus, anschließend an der Schmelzenoberfläche in Richtung Tauchrohr und dann am Tauchrohr zurück bis zum Strahl entsteht. Im unteren Teil schließt sich der größere Wirbel nach der Abwärtsbewegung an der Schmalseite über eine Aufwärtsströmung in der Mitte der Kokille Richtung Tauchrohr.

Es kann aber auch dazu kommen, dass sich andere Strömungsmuster als die ge-

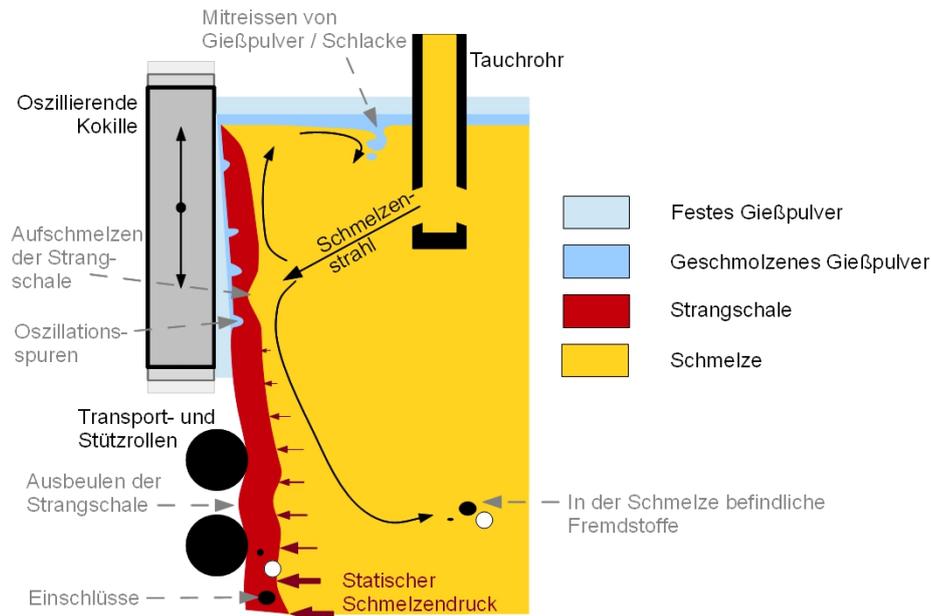


Abbildung 5: Beispiele zu Ursachen für Qualitätsprobleme beim Strangguss (nach [Thomas, 2002])

wünschte Doppelwirbelstruktur ausbilden. Eine als ungünstig erachtete Strömungskonfiguration ist die Einzelwirbel (Abbildung 4c). Dabei wird der aus dem Tauchrohr austretende Strahl nach oben in Richtung der Schmelzenoberfläche abgelenkt. Die oberflächennahe Strömung ist nun vom Tauchrohr weg zur schmalen Kokillenwand gerichtet. Die Rolle schließt sich über die abwärtsgerichtete Bewegung der Schmelzen entlang der Schmalseite und der wieder entgegengesetzten Aufwärtsbewegung in der Kokillenmitte. Neben diesen beiden Strömungsmustern kann sich auch eine unregelmäßige, veränderliche Strömung entwickeln (Abbildung 4b). Diese ungünstigen Kokillenströmungen können zu Qualitätsproblemen im Stranggussprodukt führen [Kunstreich et al., 2005].

Jedoch ist allein die Doppelwirbelstruktur kein Garant für eine gute Gussqualität. Ist diese Strömungsstruktur z. B. in einem nicht ausreichende Maße oder gar viel zu stark entwickelt, kann sich dies ebenfalls negativ auf die Qualität auswirken [Kunstreich et al., 2005]. Aber auch andere Faktoren spielen noch eine Rolle. Abbildung 5 gibt einen detaillierteren Eindruck von weiteren Einfluss- bzw. Störgrößen [Thomas, 2002].

Am Auftreffpunkt des Schmelzenstrahles aus dem Tauchrohr auf die Strangschale ist eine durch Wiederaufschmelzen hervorgerufene Ausdünnung der Strangschale zu sehen. Eine zu dünne Strangschale bzw. eine ungenügende Abstützung des noch teilweise flüssigen Stranges kann zu einem Ausbeulen der Strangschale durch den zunehmenden statischen Druck der Schmelze führen. Durch die Oszillation der Kokille und die Temperaturverteilung in Schmelze und Gießpulver kann zur Entstehung von Oszillationsmarken an der Strangoberfläche kommen. Eine starke oberflächennahe Schmelzenströmung kann Fremdstoffe aus der Gießpulver- bzw. Schlackeschicht mitreißen. Gelangen Fremdstoffe tiefer in den Strang bis hin zur Zone der Erstarrung, so entstehen durch sie Einschlüsse und damit innere Materialfehler im gegossenen Stahl.

Über die Konstruktion der beteiligten Komponenten wie Verteiler und Tauchrohr als auch durch Maßnahmen in der Prozessführung wird versucht der Entstehung dieser Gussfehler entgegenzuwirken. Eine Möglichkeit während des Gussprozesses in das Geschehen einzugreifen und wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

### 2.1.3. Einsatz von Magnetfeldern beim Strangguss

Elektromagnetische Felder erlauben es die Strömung während des Gießens aktiv zu beeinflussen und die Ursache von Gussfehlern zu bekämpfen bzw. eine gleichbleibende Qualität zu sichern. Der Vorteil von elektromagnetischen Feldern liegt in ihrer kontaktlosen Wirkungsweise. Grundlage für diese kontaktlose Wirkung ist die Induktion von elektrischen Strömen in der elektrisch leitfähigen Schmelze:

$$\mathbf{J} = \sigma_{el}(\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}), \quad (1)$$

mit  $\mathbf{J}$  für die Stromdichte,  $\mathbf{u}$  für die Geschwindigkeit des Fluides,  $\mathbf{B}$  der magnetischen Flussdichte und  $\mathbf{E}$  der elektrischen Feldstärke.

Auf diese induzierten Ströme wirkt wiederum das ursprüngliche Magnetfeld und generiert Lorentzkräfte  $\mathbf{F}_L$  in der Schmelze:

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}. \quad (2)$$

Die Lorentzkräfte sind entsprechend der Lenzschen Regel entgegen ihrer Ursache gerichtet. Bei statischen Feldern geht man daher davon aus, dass sie eine bremsende Wirkung auf die ursächliche Strömung, insbesondere die aus dem Tauchrohr

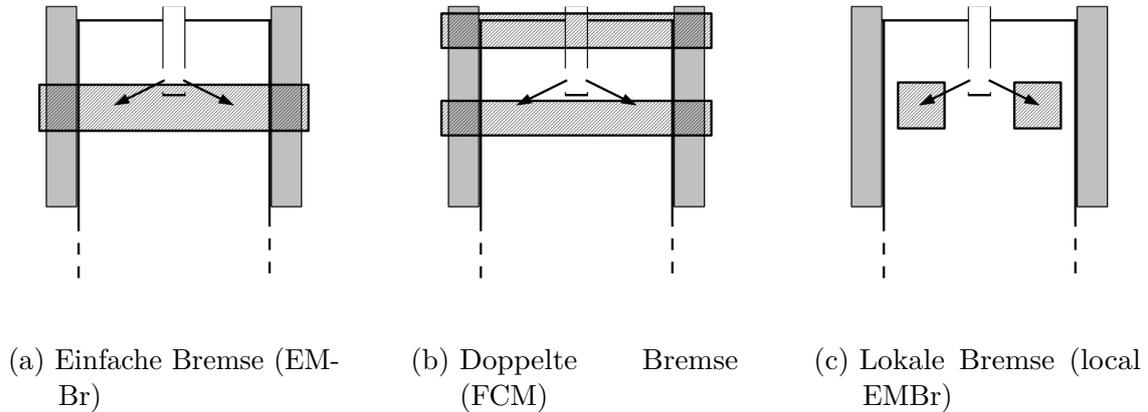


Abbildung 6: Grundarten elektromagnetischer Bremsen

austretende schnelle Strahlströmung, entwickeln [Schrewe, 1987]. Diese Arten der elektromagnetischen Einflussnahme wird als elektromagnetische Bremse bezeichnet (*EMBr* = engl. Abkürzung für *Electromagnetic Brake*).

Es existieren drei Arten von elektromagnetischen Bremsen, z. B. [Wang und Zhang, 2011]. Diese drei Arten sind: einfache Bremsen (*Ruler-EMBr* oder *Level-EMBr*), doppelte Bremsensysteme (*Flow-Control-Mould*) und lokale Bremsen (*local EMBr*), wie sie auch in [Abbildung 6](#) skizziert sind. Bei allen Bauarten steht das Magnetfeld senkrecht auf den breiten Seiten der Kokille. In der ersten Bauart der *Ruler-EMBr* überspannt der Polschuh des Magneten die gesamte Kokillenbreite (siehe [Abbildung 6a](#)). In der Bauart der *Flow-Control-Mould* wird dieses Magnetsystem verdoppelt und ein zweites Magnetfeld nahe der freien Oberfläche angebracht ([Abbildung 6b](#)). Beide Magnetsystem überspannen die gesamte Kokillenbreite [Idogawa et al., 1993; Kollberg et al., 1996]. In einer dritten Variante wird als *local EMBr* nur ein örtlich begrenztes Magnetfeld aufgeprägt ([Abbildung 6c](#)). Das Magnetfeld beschränkt sich dabei auf einen kleinen Bereich in der Region des Flüssigmetallstrahles.

Yasuda gibt einen Überblick über die verschiedenen Arten von elektromagnetischen Aktuatoren und deren Anwendungsmöglichkeiten [Yasuda et al., 2007], so u. a. auch die Strömungsbeeinflussung durch statische Magnetfelder. Darin wird den über die ganze Breite durchgehenden magnetischen Feldern der Vorzug gegenüber den lokalen Magnetfeldern eingeräumt. Die historisch älteren Systeme mit lokalen Feldern weisen Probleme mit der Kontinuität und Stabilität sowohl bei der elektromagnetischen

Bremswirkung als auch bei der erreichten Gussqualität auf. Der Vorteil der Level-Bremsen liegt nach Yasuda in einer verringerten Eindringtiefe der Oxidteilchen und einer stabilisierten Kokillenströmung.

Die Vorteile von elektromagnetischen Bremsen werden von Wang und Zhang [2011] wie folgt zusammengefasst:

- Elektromagnetische Bremsen stabilisieren die Strömung und ermöglichen höhere Gießgeschwindigkeiten.
- Sie erzeugen eine dem Austrag von Fremdstoffen förderliche Strömung.
- Sie erhöhen die Schmelzentemperatur an der freien Oberfläche und verringern gleichzeitig die Geschwindigkeiten an der freien Oberfläche.
- Elektromagnetische Bremsen verbessern die Qualität des Gussstückes sowohl im Inneren als auch in der Beschaffenheit der Gussoberfläche.
- Sie erhöhen die Lebenszeit der Kokille durch geringere Abnutzung.
- Die Übergangslänge beim Wechsel der zu gießenden Stahlsorte wird reduziert.

Veränderliche Magnetfelder werden als Linearmotor eingesetzt, um bei nach innen gerichteter „Bewegungs“-Richtung eine bremsende Wirkung zu erreichen. Diese Arbeitsweise wird als *Electromagnetic Level Stabilizer* (EMLS) bezeichnet [Kunstreich und Dauby, 2005]. Bei einer Umkehr der Motorrichtung können sie den Flüssigmetallstrahl nur mäßig bremsen oder sogar beschleunigen und seine Eindringtiefe erhöhen. Dies kann z. B. bei sehr breiten Brammengenometrien der Wunsch sein. Dieser beschleunigende Einsatz von Magnetfeldern wird *Electromagnetic Level Accelerator* (EMLA) genannt [Kunstreich und Dauby, 2005]. In einer weiteren Betriebsart des gleichen Magnetsystems werden veränderliche Magnetfelder in der Art eines Drehstrommotors eingesetzt um eine rührende Wirkung in der Schmelze zu erhalten. Der Betrieb des Magnetsystems wird in dieser rührenden Funktion als *Electromagnetic Rotational Stirring* (EMRS) [Kunstreich und Dauby, 2005] bezeichnet. Ein magnetisches Rührsystem kann auch viel tiefer im Strang, im Bereich der finalen Erstarrung verwendet werden, wo es der Beeinflussung des sich ausbildenden Gefüges dient [Schrewe, 1987].

Der Fokus dieser Arbeit liegt jedoch auf der Wirkung von statischen Magnetfeldern auf den aus dem Tauchrohr austretenden Flüssigmetallstrahl. Die theoretischen

Grundlagen über die Wirkung eines Magnetfeldes auf eine Strahlströmung werden im Folgenden vorgestellt.

### 2.2. Magnetfeldwirkung auf eine Strahlströmung

Die theoretischen Grundlagen über die Wirkung eines Magnetfeldes auf eine elektrisch leitfähige Strahlströmung werden von Davidson [1995, 2001] hergeleitet. Die Wirkung beruht auf drei Effekten: der Impulserhaltung, bei gleichzeitiger Verringerung der kinetischen Energie und der Umstrukturierung der Strömung um Wirbelstromverluste zu minimieren. Die folgenden Unterkapitel gehen näher auf diese einzelnen Punkte ein.

#### 2.2.1. Impulserhaltung

Die Grundlage für die Betrachtung der Bremswirkung bildet der Impuls. Eine Impulsänderung  $d\mathbf{p}/dt$  im Fluid wird durch eine äußere Kraft hervorgerufen. Legt man nur den Anteil aufgrund der Lorentzkraft zugrunde, ergibt sich Gleichung:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F}_L = \mathbf{J}_{Ind} \times \mathbf{B}_0 \quad (3)$$

Die Impulsänderung wird nun über das gesamte Volumen aufsummiert:

$$\int \frac{d\mathbf{p}}{dt} dV = \int \mathbf{F}_L dV = \int \mathbf{J}_{Ind} \times \mathbf{B}_0 dV \quad (4)$$

Für den betrachteten Fall einer Stranggusskokille ist der elektrische Strom in der Schmelze quellenfrei, d. h. es werden keine elektrischen Ströme von außen in das Fluid eingespeist und die induzierten Ströme schließen sich innerhalb der Kokille. Für das Kokillenvolumen gilt damit die Kontinuitätsgleichung des elektrischen Stromes:

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \int \mathbf{J} dA = 0, \quad (5)$$

mit der Oberfläche  $A$  über ein Volumenelement. Durch die Kontinuitätsgleichung des elektrischen Stromes (Gleichung (5)) in einem abgeschlossenen Volumen heben sich in einem homogenen Magnetfeld die Summe aller Lorentzkräfte in diesem Volumen auf.

In Fortsetzung von [Gleichung \(4\)](#) ergibt sich damit:

$$\int \mathbf{F}_L dV = -\mathbf{B}_0 \times \int \mathbf{J}_{Ind} dV = 0. \quad (6)$$

Das führt bei einem homogenen Magnetfeld auf eine Erhaltung des Impulses [[Davidson, 2001](#)], denn für jedes durch  $F_L$  abgebremste Fluidelement existiert ein weiteres Fluidelement, welches die gleiche, beschleunigende Kraft  $F_L$  erfährt. Die bremsenden und beschleunigenden Kräfte gleichen sich also über das Volumen aus. Durch die Lorentzkräfte allein ist daher, bei isolierenden Wänden, keine bremsende Wirkung eines statischen Magnetfeldes zu erreichen.

### 2.2.2. Energiebilanz

In einem bewegten elektrischen Leiter werden in einem statischen Magnetfeld elektrische Ströme induziert. Die elektrischen Ströme führen zu ohmschen Verlusten und einer Erwärmung des Fluides. Für die idealisierte Betrachtung eines reibungsfreien Fluides entsteht folgende Energiebilanz ([[Davidson, 2001](#)]):

$$\frac{d}{dt} \int \left( \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 \right) dV = -\frac{1}{\sigma_{el}} \int \mathbf{J}^2 dV \quad (7)$$

$$\frac{dE_{kin}}{dt} = D_J. \quad (8)$$

Die induzierten Ströme  $\mathbf{J}$  führen durch den elektrischen Widerstand des Fluides  $1/\sigma_{el}$  zu ohmschen Verlusten und somit zu einer Reduzierung der kinetischen Energie  $E_{kin}$  im Gesamtsystem. Diese Umwandlung von elektrischer Energie in Wärme wird als Joulsche Dissipation  $D_J$  bezeichnet. Die induzierten Ströme sind selbst von der Bewegung des Fluides abhängig (siehe [Gleichung \(1\)](#)). Aus dem Faradayschen Gesetz

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (9)$$

resultiert für ein statisches Magnetfeld  $\mathbf{B}_0$  die Randbedingung  $\nabla \times \mathbf{E} = 0$ . Bildet man die Rotation von [Gleichung \(1\)](#), so verbleibt für die induzierte Stromdichte unter Ausnutzung der Produktregel für die Rotation des Kreuzproduktes zweier Vektoren und der Randbedingungen für  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$  ([[Davidson, 2001](#)]):

$$\nabla \times \mathbf{J} = \sigma_{el} \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \mathbf{u}. \quad (10)$$

Damit ergeben sich folgende Abhängigkeiten:

$$\begin{array}{ll} \mathbf{J} \sim \mathbf{u} & D_J \sim \mathbf{u}^2 \\ \mathbf{p} \sim \mathbf{u} & E_{kin} \sim \mathbf{u}^2. \end{array}$$

Die induzierten Ströme sind direkt proportional zur Geschwindigkeit, die kinetische Energie und die Verluste sind beide proportional zur quadratischen Geschwindigkeit. Die zeitliche Entwicklung der Flüssigmetallströmung ist vom Verhältnis der Dissipation zur kinetischen Energie abhängig  $d(D_J/E_{kin})/dt$ . Ist bei gegebenen Randbedingungen die Impulserhaltung gewährleistet, so führt die Umstrukturierung der Strömung durch die Lorentzkräfte dazu, dass die Dissipation  $D_J$  mit der Zeit relativ zur kinetischen Energie  $E_{kin}$  abnimmt und diese nicht völlig vernichten kann [Davidson, 1995]. Dadurch dass der Impuls direkt proportional, die kinetische Energie jedoch quadratisch proportional zur Geschwindigkeit ist, ist es erst möglich den Impuls zu erhalten auch wenn sich die kinetische Energie ändert.

### 2.2.3. Umstrukturierung der Strömung durch Lorentzkräfte

Wenn sich im homogenen Magnetfeld der Impuls bzw. die Lorentzkraft im gesamten Volumen ausgleichen, müssen einer lokal bremsenden Wirkung an anderer Stelle eine antreibende Wirkung auf das Flüssigmetall entgegenstehen. Diese gegensätzlich beschleunigenden Kräfte führen zu einer Umstrukturierung der Kokillenströmung mit Verringerung der kinetischen Energie jedoch unter Beibehaltung des Impulses. Um dies zu erreichen wird der Strahl in Magnetfeldrichtung gedehnt. Quer zum Magnetfeld und zur Ausbreitungsrichtung wird er dagegen gestaucht und es bilden sich direkt neben dem Strahl Rezirkulationsgebiete heraus.

In [Abbildung 7](#) ist das Prinzip der entgegengesetzt wirkenden Lorentzkräfte  $F_L$  auf eine Stromschleife  $J$  am Beispiel einer Strahlströmung skizziert (nach [Davidson, 1995]). Die in der Strahlströmung induzierten Ströme müssen sich an irgendeiner Stelle wieder schließen. Auf diese Teile des Strompfades wirken dann ebenfalls Lorentzkräfte. Die Lorentzkräfte außerhalb des Strahles können z. B. lokal zu einer

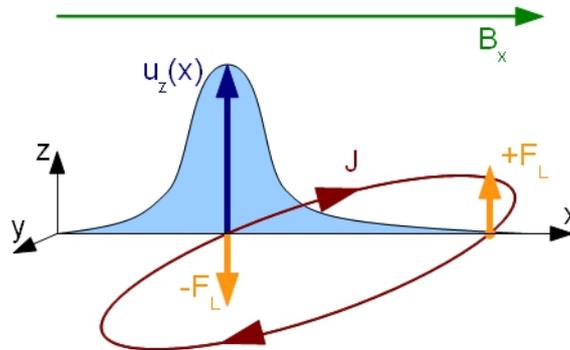


Abbildung 7: Bremsende und beschleunigende Wirkung der Lorentzkraft  $F_L$  an einem Flüssigmetallstrahl durch den induzierten Strom  $J$

Beschleunigung eines ursprünglich ruhenden Fluides führen. Auf diese Weise können sich die Geschwindigkeiten entlang der Magnetfeldlinien angleichen.

Die senkrecht zur Magnetfeldrichtung aus dem Strahl austretenden, induzierten Ströme führen die „bremsende“ Wirkung der Lorentzkraft auch außerhalb des Strahles fort. Die der Strahlströmung entgegen gerichtete Lorentzkraft kann in den direkt an den Flüssigmetallstrahl angrenzenden Gebieten damit sogar zu einer Umkehr der Strömungsrichtung führen [Davidson, 1995]. Es entsteht damit an diesen Stellen ein Rezirkulationsgebiet. [Abbildung 8](#) skizziert diesen Sachverhalt in einer Draufsicht auf den Strahl. Die Angleichung der Geschwindigkeiten in Richtung des Magnetfeldes wird hier deutlich.

Das Rezirkulationsgebiet induziert seinerseits einen elektrischen Strom. Es kommt zu einer Überlagerung der Induktionseffekte aus dem Strahl und aus dem Rezirkulationsgebiet. Im Verlauf der Zeit bildet sich ein Gleichgewicht und es stellt sich daraus eine resultierende Stromverteilung ein.

#### 2.2.4. Magnetfeldwirkung im Experiment

Die Vorhersagen von Davidson [2001] über die Wirkung eines statischen Magnetfeldes auf einen freien Strahl werden in Flüssigmetallexperimenten bestätigt, wie z. B. bei Zhang et al. [2007]. Das darin vorgestellte Experiment modelliert zwar keine Stranggussanlage, demonstriert aber die Wirkung eines Magnetfeldes auf eine durch

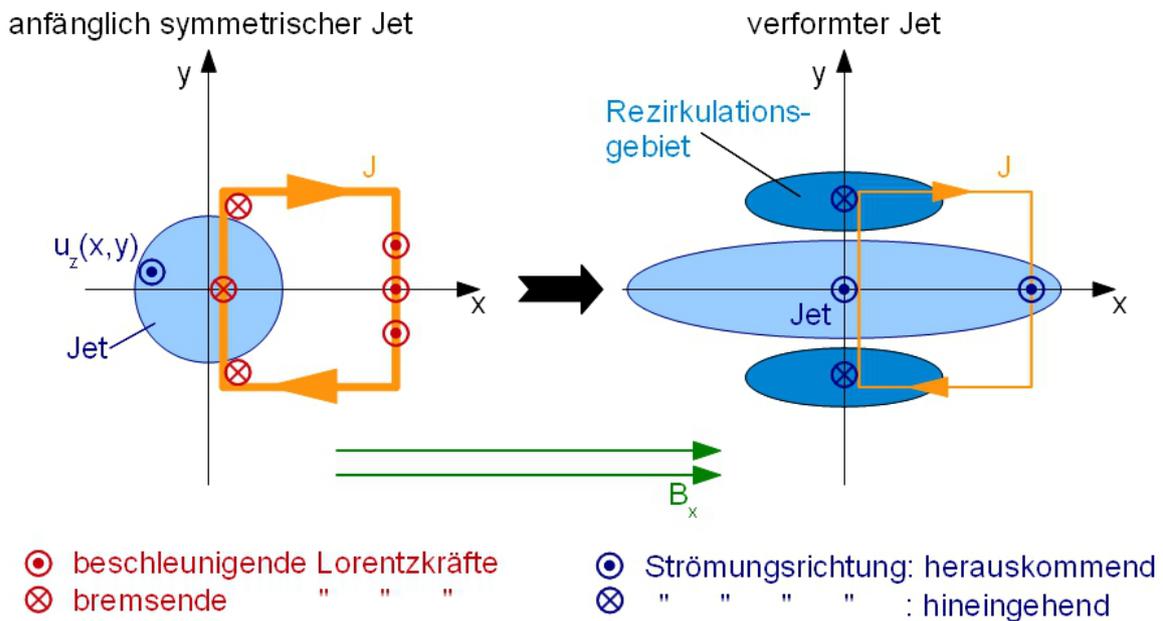


Abbildung 8: Ausbildung der Rezykulationsgebiete und der Dehnung des Flüssigmetallstrahles in Magnetfeldrichtung

einen Flüssigmetallstrahl dominierte Strömung. Bei einer vertikalen Ausrichtung des Magnetfeldes parallel zu der blasengetriebenen Hauptströmung ist eine bremsende Wirkung zu beobachten. Bei Ausrichtung des Feldes senkrecht zur Hauptströmung hingegen, kann eine Verzerrung bzw. Umstrukturierung der Strömung beobachtet werden. In Richtung der Magnetfeldlinien erfolgt eine Angleichung der Geschwindigkeiten. In der Mittelebene senkrecht zum externen Magnetfeld wird die wandnahe, abwärtsgerichtete Strömung nicht gebremst, sondern verstärkt.

### 2.3. Literaturübersicht über die Wirkung von Magnetfeldern auf die Kokillenströmung

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die in der Literatur veröffentlichten Untersuchungen. Dabei werden die angewandten Methoden und physischen Modelle, sowie die beobachtete Wirkung von Magnetbremsen auf den Stranggussprozess und die Kokillenströmung vorgestellt. Die angewandten bzw. neu zur Verfügung stehenden Messmethoden werden später in einem eigenen [Kapitel 2.5](#) gesondert vorgestellt.

### 2.3.1. Methoden zur Modellierung des Stranggusses

Aufgrund der spärlichen, lokalen Messergebnisse an realen Anlagen ist es schwierig, Aussagen über den konkreten Gussprozess und die vorliegende Strömung zu treffen. Daher werden neben den Bemühungen den Prozess durch Messungen zu charakterisieren auch viele numerischen Simulationen zum Stranggussprozess durchgeführt. Die Ergebnisse beider Methoden, Messung und Simulation, werden an entsprechenden Punkten verglichen.

Ein Weg die ungünstigen Messbedingungen an realen Gussanlagen zu umgehen, ist der Einsatz von Modellen unter Verwendung niedrig schmelzender Legierungen. Jedoch sind Berichte über Experimente an Modellen mit flüssigen Metallen ebenfalls sehr spärlich. Die bisher in der Literatur vorgestellten experimentellen Untersuchungen mit flüssigen Metallen verwenden überwiegend das bei Raumtemperatur flüssige Quecksilber. Solche Quecksilber-Experimente werden zur Untersuchung unterschiedlicher Teilaspekte von japanischen [Harada et al., 2001; Idogawa et al., 1993; Takatani et al., 1989], französischen [Etay und Delannoy, 2003] und chinesischen [Lei et al., 2009; Yu et al., 2009] Forschergruppen eingesetzt. Neben den Quecksilber-Modellen existieren ein Experiment mit einer  $\text{Bi}_{52}\text{Pb}_{32}\text{Sn}_{16}$ -Legierung [Okazawa et al., 2001] und ein Experiment mit reinem Zinn [Li et al., 2000] als Modellschmelze.

Meistens werden zur Untersuchung der Strömung Wassermodelle eingesetzt, die ein praktisches, nützliches und vergleichsweise einfach zu realisierendes Hilfsmittel sind um die Strömung eines Prozesses zu untersuchen. Einige Wassermodelle sind als direkte, maßstäbliche Modelle einer industriellen Gussanlage erbaut. So existiert zum Beispiel ein Wassermodell bei LTV Steel (Cleveland, USA) im Maßstab 1:2,5 [Bai und Thomas, 2001b]. Für Wassermodelle stehen ausreichende Messmethoden zur Verfügung, wie z. B. die Particle Image Velocimetry. Mit ihnen lässt sich die Strömung gut veranschaulichen. Jedoch liegt der Nachteil der Wassermodelle in der Beschränkung auf eine einphasige, isotherme Strömung ohne elektromagnetische Aktuatoren [Thomas und Zhang, 2001]. Eine Ausdehnung auf Untersuchungsschwerpunkte, wie z. B. den Wärmetransport, die Erstarrung, das Einperlen von Argon, den Schlackeeintrag an der freien Oberfläche oder die Wirkung elektromagnetischer Felder, liefert nicht zutreffende Ergebnisse. Die Unterschiede in den Materialeigenschaften zwischen Wasser und flüssigen Metallen lassen sich in diesen Fällen nicht kompensieren. Eine Annäherung an die Ähnlichkeitskennzahlen des Vorbildes ist dann nicht mehr möglich. Aufgrund

fehlender Messmethoden an Stahlgussanlagen oder Flüssigmetallmodellen werden dennoch teilweise Zweiphasenströmungen mit Wassermodellen untersucht, wie z. B. [Bai und Thomas, 2001b; Sanchez-Perez et al., 2003].

Numerische Simulation sind ein fester Bestandteil der Untersuchung von Strömungsvorgängen im Strangguss. Mit den numerischen Simulationen werden die vielfältigen Aspekte des Stranggusses simuliert, wie z. B. der Wärmetransport [Takatani et al., 1989], der Einfluss der Argoneinperlung [Bai und Thomas, 2001a,c; Li et al., 2001] oder die Wirkung elektromagnetischer Felder auf die Strömung [Li et al., 2001; Li und Tsukihashi, 2006; Okazawa et al., 2001; Takatani et al., 1989]. Die Vielfalt der Phänomene beim Stranggießen erfordert die Verwendung und Verknüpfung mehrerer numerischer Modelle. Um diese Vielfalt bewältigen zu können, sind anspruchsvolle Modellannahmen, die Verknüpfung von Informationen aller zur Verfügung stehender Quellen und die Validierungen mit Experimenten notwendig [Thomas, 2002]. Die Validierung der numerischen Modelle erfolgt wegen fehlender experimenteller Daten zum Stranggießen z. T. mittels Daten aus der Literatur über einfache Flüssigmetall-Kanalströmungen.

### 2.3.2. Kokillenströmung

Viele Arbeiten beschäftigen sich mit der Charakterisierung der grundlegenden einphasigen Kokillenströmung ohne elektromagnetische Aktuatoren. Bevor mit Magnetfeldern die Strömung beeinflusst und verändert wird, sollte eine Grundvorstellung der vorherrschenden Kokillenströmung vorhanden sein. Bei den Anlagenversuchen und Simulationen in diesem Unterkapitel kommt noch kein Magnetfeld zur Strömungsbeeinflussung zum Einsatz.

Die in der Kokille auftretenden Strömungsmuster werden oft in Wassermodellen untersucht und so die Doppelwirbelstruktur oder der Einzelwirbel sichtbar gemacht (z. B. [Ramos-Banderas et al., 2004; Thomas und Zhang, 2001; Yuan et al., 2004]). Neben den Experimenten werden in der Regel ebenso numerische Simulationen zu Modell bzw. Vorbild durchgeführt. Die beobachteten Strömungsstrukturen von Einzelwirbel, Doppelwirbel oder Mehrfachwirbel können während eines Experimentes ineinander übergehen. Die sich in der Kokille ausbildende Strömungsstruktur ist im wesentlichen von der Ausströmgeschwindigkeit aus den Tauchrohröffnungen sowie von der Eintauchtiefe des Tauchrohres [Kalter et al., 2013] bzw. der Kokillenbreite [Dauby, 2012] abhängig. Das festgestellte Strömungsmuster wird in Strömungskarten eingetragen, wo

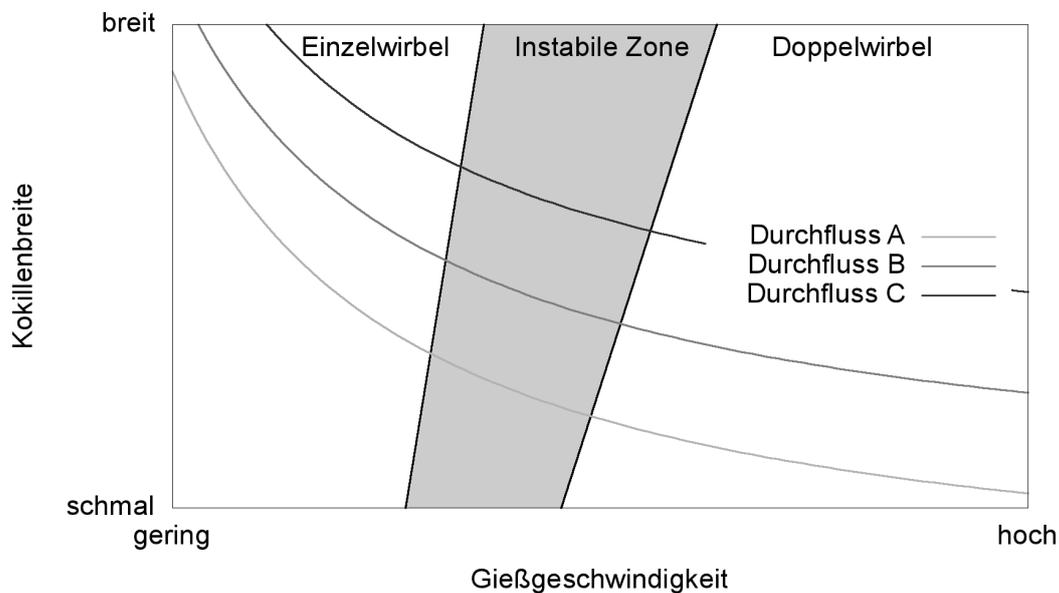


Abbildung 9: Skizze einer Strömungskarte für eine Stranggussanlage nach Dauby [2012]

sich dann zusammenhängende Gebiete eines Strömungsmusters feststellen lassen, wie es in [Abbildung 9](#) skizziert ist. In dem Beispiel sind die Bereiche für die Strömungsmuster Einzelwirbel und Doppelwirbel in Abhängigkeit von der Gießgeschwindigkeit und der Kokillenbreite eingetragen. Zwischen diesen beiden befindet sich ein Übergangsbereich, in dem sich eine instabile Kokillenströmung einstellt. Die blauen Kurven repräsentieren in diesem Diagramm einen konstanten Volumenstrom der Schmelze [[Kunstreich und Dauby, 2005](#)]. Ist eine Strömungskarte für eine konkrete Anlage erstellt, können die Gießbedingungen anhand dieser Strömungskarte so gewählt werden, dass sich das gewünschte Strömungsmuster einstellt. Voraussetzung sind jedoch viele vorhergehende Untersuchungen, um solch eine Karte für eine spezielle Anlage zu erstellen und es sind zudem in dieser Karte nicht alle Parameter berücksichtigt, die sich ebenfalls auf die Strömungsstruktur auswirken können, wie z. B. die Menge des eingeblasenen Argons.

Die bisher durchgeführten Experimente zeigen, dass sich eine instationäre Strömung ausbilden kann, in der sich die Form und Lage des Strahles ändert. Die Veränderungen im Strahl wirken sich auf die restliche Strömung aus [[Ramos-Banderas et al., 2004](#)] bzw. die Kokillenströmung beeinflusst wiederum die Lage des Flüssigmetallstrahles selbst [[Kalter et al., 2013](#)]. In den Wassermodellen wird auch eine stufige Struktur

[Yuan et al., 2004] bzw. ein schlängelndes Verhalten [Ramos-Banderas et al., 2004] des aus dem Tauchrohr austretenden Flüssigkeitsstrahles beobachtet. Als Ursache für die stufige, ausgefranzte Struktur wird der im Tauchrohr erzeugte Drall ausgemacht [Thomas und Zhang, 2001].

Langperiodische, sehr tieffrequente Schwankungen in der Strömung führen zu asymmetrischen Geschwindigkeitsverteilungen zwischen den Kokillenhälften [Sivaramakrishnan et al., 2000; Thomas und Zhang, 2001]. Die Periodendauer solcher Schwankungen erreicht in einem Wassermodell über 200 s [Yuan et al., 2004]. In die Arbeiten zur Kokillenströmung von Thomas et al. [2001] sowie von Sivaramakrishnan et al. [2000] fließen neben numerischen Simulationen und einem Wassermodell im Maßstab 1:2,5 auch Messwerte von einer realen Gussanlage ein. Für die lokale Messung der horizontalen Geschwindigkeit werden dazu an der Stahlgusskokille vier elektromagnetische Geschwindigkeits-Sensoren (MFC) angebracht.

In numerischen Simulationen wird das Ausströmverhalten aus der Tauchrohröffnungen betrachtet. Die Simulationen ergeben, dass die Schmelze nicht über die volle Höhe der Öffnung austritt, sondern auf den unteren Teil der Öffnung konzentriert ist. Im oberen Teil der Tauchrohröffnung kann sich sogar eine Rückströmung entwickeln [Garcia-Hernandez et al., 2010]. Das Geschwindigkeitsprofil entlang der Höhe der Tauchrohröffnung wird durch die Anwesenheit eines Magnetfeldes kaum geändert [Garcia-Hernandez et al., 2010]. Die Rückströmung konnte ebenso in anderen Simulationen gefunden werden [Bai und Thomas, 2001c; Chaudhary et al., 2008; Cukierski und Thomas, 2008; Najjar et al., 1995].

### 2.3.3. Kokillenströmung unter Magnetfeldeinfluss

Der Einfluss einer lokalen, elektromagnetischen Bremse im Zusammenhang mit der Eintauchtiefe des Tauchrohres wird an einer US-amerikanischen Stahlgussanlage in Decatur (*Nucor Steel*) untersucht [Cukierski und Thomas, 2008]. Als Untersuchungsmethode kommt dabei die Nagelbrettmethode zur Bestimmung der Oberflächengeschwindigkeit in Verbindung mit einer nachgelagerten Vermessung der Oszillationsmarken an der Gussstückoberfläche zum Einsatz. Beide Ergebnisse dienen dem Vergleich mit numerischen Simulationen. Das numerische Modell für die MHD-Effekte wird außerdem an einer einfachen Kanalströmung validiert. Die Geschwindigkeitswerte in der Kokille zeigen für den beispielhaften Vergleichsfall eine gute Übereinstimmung.

Unterschiede zwischen Messung und numerischen Simulationen werden mit der stationären Simulation begründet, welche die zeitabhängigen Abläufe nicht abzubilden vermag. Die Simulationen kommen zu dem Ergebnis, dass eine Vergrößerung der Eintauchtiefe ähnliche Effekte hervorbringt wie das Anheben der Feldstärke in der lokalen elektromagnetischen Bremse, d. h. u. a. einen größeren Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahles aus dem Tauchrohr, eine Verschiebung des Auftreffpunktes des Strahles an der Kokillenwand nach unten und eine Abschwächung der oberen Rollenstruktur. Die Kombination von Beidem, größere Tauchrohrtiefe und gleichzeitige Anwendung einer lokalen, elektromagnetischen Bremse hatte dagegen größtenteils genau die gegenteiligen Effekte: flacheren Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahles, der Auftreffpunkt des Strahles wird nach oben verschoben, erhöhte Oberflächengeschwindigkeiten [Cukierski und Thomas, 2008].

In einer anderen Arbeit wird bei weiteren Anlagenversuchen ebenfalls der Einfluss einer Elektromagnetischen Bremse in Kombination mit veränderten Eintauchtiefen des Tauchrohres mit der Nagelbrettmethode untersucht [Ji et al., 2013]. Für jede Konfiguration der Anlagenparameter werden vier Messungen in einem zeitlichen Abstand von 30 Sekunden durchgeführt. Die dabei ermittelten Geschwindigkeiten werden in dieser Arbeit u. a. als Vektoren auf der Schmelzenoberfläche dargestellt. Allerdings sind die Schlussfolgerungen der Autoren eher kritisch zu bewerten. Die Schwankungen innerhalb der vier Messungen unter gleichen Anlagenbedingungen scheinen größer zu sein, als die Änderungen welche dem Einsatz der Bremse oder der veränderten Eintauchtiefe zugeschrieben werden.

Die Wirkung einer lokalen elektromagnetischen Bremse wird an einer Stahlgussanlage von Kawasaki Steel Corp. in Mizushima, Japan, getestet [Nagai et al., 1984]. Hier wird ein tief bis in die Region des Flüssigmetallstrahles eintauchender Keramikstab für die lokale Geschwindigkeitsmessung verwendet. Geschwindigkeitsmessungen an dieser Anlage ergeben unter Einfluss einer lokalen elektromagnetische Bremse eine Reduzierung der Geschwindigkeiten in der Kokille. Weiterhin berichten die Autoren, dass es zu einer Verringerung von Einschlüssen kommt und eine gleichmäßige Ausbildung der Strangschale begünstigt wird.

Zu ähnlichen Ergebnissen kommen mit der Stabmethode an einer Stranggussanlage der Firma *SOLLAC* in Dünkirchen, Frankreich, durchgeführten Messungen. Die Bremse erzeugt mehrere lokale statische Felder und führt in den Beobachtungen zu einer Reduktion der Oberflächengeschwindigkeiten [Gardin et al., 1996]. Die Eintauchtiefe

des Stabes ist in diesem Fall begrenzt, so dass damit nur die oberflächennahe Strömung gemessen wurde. Die Anlagenversuche erfolgen unter gleichzeitigem Einperlen von Argon im Tauchrohr. Die Geschwindigkeit an dem einen Messpunkt der freien Oberfläche wird unter Einfluss der elektromagnetischen Bremse nahezu um den Faktor 2 reduziert. Außerdem gleicht sich die Strömung in den Ebenen parallel zur Kokillenbreite unter Magnetfeldeinfluss an [Gardin et al., 1996].

Eine bremsende Wirkung eines statischen Magnetfeldes wird von Experimenten an einem Stranggussmodell mit flüssigem Zinn berichtet [Li et al., 2000]. Der Arbeitsbereich der Anlage liegt zwischen 300 °C bis 350 °C. Das Modell arbeitet diskontinuierlich und erreicht mit einer Füllmenge von zwei Tonnen eine Laufzeit von ca. 5 min. Um diese Laufzeit zu erreichen, ist in das Modellexperiment neben dem Verteiler auch eine Gießpfanne integriert. Die Kokille wurde aus Edelstahl gefertigt. Die eingesetzte elektromagnetische Bremse besitzt zwei Polschuhpaare und bedeckt mit ihnen einen Bereich an der freien Oberfläche und einen unterhalb des Tauchrohres (FCM-Typ). Nach der Beschreibung der Autoren erfolgt die Geschwindigkeitsmessung wahrscheinlich mit einer karmanschen Wirbelsonde [Iguchi et al., 1999]. Die Experimente wurden von numerischen Simulationen begleitet. Es zeigt sich, dass die Geschwindigkeiten in der Schmelze durch ein Magnetfeld merklich gedrosselt werden. Im unteren Bereich der Kokille bildet sich eine gleichmäßige Pfropfen-Strömung aus [Li et al., 2000].

An einem Quecksilbermodell untersucht die Gruppe um Harada den Einfluss statischer Magnetfelder auf die Kokillenströmung [Harada et al., 2001]. Die Strömungsgeschwindigkeit wird dabei an mehreren, nacheinander angefahrenen Positionen mittels Potentialsonden ermittelt. Da das externe DC-Feld der Bremse sich mit dem Messfeld der Sonde überlagert, werden die Geschwindigkeitsmessungen nur in den Bereichen durchgeführt, in denen die magnetische Flussdichte der elektromagnetischen Bremse kleiner als 0,2 T ist. In den Experimenten kommen zwei verschiedene Typen von elektromagnetischen Bremsen zum Einsatz. Zum Einen wird eine lokale Bremse im Bereich des Flüssigmetallstrahles, etwa auf Höhe der Tauchrohröffnungen positioniert. Zum Anderen wird ein über die gesamte Kokillenbreite reichendes Magnetfeld verwendet, welches komplett unterhalb des Tauchrohres liegt. Die Modellkokille ist aus Stahl gefertigt. Diese fest stehende Wand simuliert gleichzeitig die bereits erstarrte Strangschale im Gussprozess und bildet eine leitfähige Grenze für das Fluid. Die Autoren zeichnen ein differenziertes Bild der Magnetfeldanwendung mit einer beschleunigenden Wirkung in der Nähe der freien Oberfläche und einer bremsenden

Wirkung in der Region unterhalb der Magnetfeldposition. Die bremsende Wirkung im tieferen Kokillenbereich geht einher mit einer Änderung der Strömungsstruktur von einem großskaligem Wirbel hin zu einer Pfropfenströmung [Harada et al., 2001]. Die Messergebnisse werden mit parallel durchgeführten numerischen Simulationen verglichen.

An einem weiteren Quecksilber-Modell wird die Wirkung einer FCM-Bremse auf die Kokillenströmung wiederum mit Potentialsonden gemessen [Idogawa et al., 1993]. In diesem Fall besteht die Modellkokille jedoch aus einem elektrisch isolierendem Material, im Gegensatz zum vorhergehenden Beispiel von Harada et al. [2001]. Die punktuell auf drei Höhen gemessenen Geschwindigkeitsprofile ergeben sowohl eine Reduzierung der Geschwindigkeiten am Meniskus als auch eine Verringerung der Eindringtiefe des Flüssigmetallstrahles [Idogawa et al., 1993]. Wie eine statistische Auswertung der Gussstücke ergibt, kann die Anzahl der fehlerhaften Gussstücke an der als Vorbild dienenden Industrieanlage mit entsprechender elektromagnetischer Bremse reduziert werden. Messungen im Stahl mit der Stabmethode ergeben gleichfalls eine Reduzierung der Geschwindigkeit an der freien Oberfläche.

In China ist ebenfalls ein Stranggussmodell mit Quecksilber entstanden. Auch in diesem Experiment wird die Wirkung einer elektromagnetische Bremse getestet. Die Polschuhe des DC-Magneten sind knapp unterhalb der Tauchrohröffnung positioniert und überspannen die gesamte Kokillenbreite. Die Kokillenströmung wird mit dem Ultraschall-Doppler-Verfahren vermessen. Die präsentierten, zeitgemittelten Geschwindigkeitsfelder weisen auf einen komplexen Einfluss der Bremse auf das Strömungsverhalten in der Kokille hin [Yu et al., 2009]. So wird keine generelle dämpfende Wirkung der Bremse auf die Strömung beobachtet. Sie kann im Gegenteil sogar lokal zu einer Beschleunigung der Strömung führen. Zusätzlich zu dem Magnetfeld wird in einigen Experimenten Argon eingeperlt und die Phasenverteilung mittels Leitfähigkeitssonden bestimmt. Es zeigte sich, dass das Magnetfeld die Phasenverteilung in der Kokille verändert [Lei et al., 2009]. Dabei wird das Maximum in der Blasenverteilung nach oben verschoben [Lei et al., 2009]. Eine Verknüpfung der Strömungsmessungen mit den Ergebnissen der Blasenverteilung wird jedoch noch nicht diskutiert.

Mit einem eintauchenden Stab untersucht Kubo die Wirkung wandernder Felder an einer realen Gussanlage der *JFE Steel Cooperation* in Japan [Kubo et al., 2004, 2007]. Während des Gussprozesses wird Argon eingeperlt. In dieser Arbeit werden die beiden Arbeitsweisen des Elektromagneten als nach innen gerichtetes, bremsendes Wanderfeld

[Kubo et al., 2004] und als nach außen gerichtetes, beschleunigendes Wanderfeld [Kubo et al., 2007] auf Höhe der Strahlströmung untersucht. Der Vergleich von diesen Messungen mit numerischen Simulationen zeigt für die verschiedenen betrachteten Fälle laut Kubo eine gute Übereinstimmung. Es wird die Schlussfolgerung gezogen, dass das nach innen gerichtete Wanderfeld (*EMLS*) zu einer Abbremsung der Oberflächenströmung im Messpunkt führt und bei weiterer Erhöhung der Feldstärke sogar eine Umkehr der Strömungsrichtung bewirken kann [Kubo et al., 2004]. Das nach außen gerichtete Wanderfeld (*EMLA*) erhöht die gemessene Oberflächenströmung [Kubo et al., 2007]. Ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Moden der Strömungsbeeinflussung liegt im Wirkungsgrad des Magnetfeldes auf die Strömungsänderung.

Die Anwendung einer elektromagnetischen Bremse verändert auch die Strömung in direkter Nachbarschaft zum Flüssigmetallstrahl. In seinem Überblick über elektromagnetische Prozessführung stellt Yasuda et al. [2007] heraus, dass die Anwendung einer elektromagnetischen Bremse beim Strangguss zu einer Gegenströmung direkt neben dem Flüssigmetallstrahl aus dem Tauchrohr führt.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen lassen sich folgendermaßen zusammen fassen:

- In den meisten Fällen wird von der bremsenden Wirkung eines statischen Magnetfeldes berichtet [Gardin et al., 1996; Li et al., 2000; Nagai et al., 1984; Wouters et al., 2000], insbesondere auf die messtechnisch leichter zugängliche freie Oberfläche. Die Reduzierung der Meniskusgeschwindigkeit durch statische magnetische Felder wird für alle drei Typen von elektromagnetischen Bremsen berichtet: einer einfachen elektromagnetischen Bremse [Kollberg et al., 1996; Li und Tsukihashi, 2006], einer doppelten Bremse (FC-mold) [Idogawa et al., 1993] als auch für die lokalen Magnetfelder [Wang und Zhang, 2011].
- Eine lokale Bremse kann die Oberflächengeschwindigkeit sowohl erhöhen als auch bremsen. Der Effekt ist mit dem Bohrungs-Winkel der Tauchrohröffnung, dem Bremsentyp und der Stärke des Magnetfeldes verknüpft [Harada et al., 2001].
- Der Strahlströmung entgegen gerichtete Wanderfelder erzielen ebenso eine bremsende Wirkung an der freien Oberfläche, bis hin zur Strömungsumkehr [Kubo et al., 2004].
- Bei elektromagnetischen Bremsen wird eine Abflachung des Austrittswinkels aus dem Tauchrohr beobachtet [Etay und Delannoy, 2003; Harada et al., 2001].

Nach Yoon [2008] kann ein aus dem Tauchrohr austretender Strahl versuchen Bereichen hoher magnetischer Felder auszuweichen.

- Die obere Rollenstruktur dehnt sich unter Magnetfeldeinfluss (lokale Bremse mit leitfähiger Kokillenwand) aus, wird in Ihrer Intensität jedoch abgeschwächt [Cukierski und Thomas, 2008].
- Die Strömung wird entlang der Magnetfeldrichtung vergleichmäßig, d.h. die Strömungsprofile gleichen sich über die Kokillendicke an [Etay und Delannoy, 2003; Gardin et al., 1996]. Diese Umstrukturierung wird als Erklärung für die in den Simulationen gefundene bremsende Wirkung des Magnetfeldes auf den Flüssigmetallstrahl in der Mittelebene herangezogen [Etay und Delannoy, 2003].
- In den Bereichen unterhalb der elektromagnetischen Bremse zeigt sich eine bremsende Wirkung auf die Strömung und es bildet sich eine Pfropfenströmung heraus [Harada et al., 2001; Li et al., 2000].

#### 2.3.4. Die freie Oberfläche in der Kokille

Die Veränderung der Kokillenströmung durch ein Magnetfeld kann sich auf die Form und Bewegung der freien Oberfläche auswirken. Einige Arbeiten beschäftigen sich gezielt mit dem Verhalten der Schmelzenoberfläche und der Gießpulverschicht.

So wird über ein in die Kokille eingelassenes Quarzglasfenster die Bewegung des Meniskus an einer Stahlgussanlage mitverfolgt [Matsushita et al., 1988]. Die Kokille oszilliert in den Untersuchungen mit Frequenzen zwischen 1,14 Hz bis 2,11 Hz und einer Amplitude von 6 mm. Trotz des zwischen Stahlschmelze und Quarzglas eingezogenen und geschmolzenen Gießpulvers, ist es möglich die Schmelzenoberfläche optisch aufzunehmen. Die Kokillenoszillationen schlagen sich in der Bewegung und der Form des Meniskus wieder. Der Meniskus folgt der Kokillenbewegung und erreicht in seiner Auslenkung ca. 70% der Kokillenamplitude. Ein Magnetfeld zur Strömungsbeeinflussung ist bei diesen Untersuchungen nicht zum Einsatz gekommen.

Auf der Schmelzenoberfläche liegt eine Gießpulverschicht auf. An einer Stranggussanlage in Cleveland (*LTV Steel*) in den USA werden Messungen mit der Nagelbrettmethode durchgeführt, um das Zusammenspiel der Gießpulverschichten mit der Schmelzenströmung zu erkunden [McDavid und Thomas, 1996], wie auch den Effekt des diskontinuierlichen Nachtrages von Gießpulver im Prozess und dessen Auswirkung

auf die Schichtdicken. Die gemessenen Werte werden zum Vergleich mit numerischen Simulationen über die Kokillenströmung incl. der Gießpulverschicht herangezogen und zeigen näherungsweise eine Übereinstimmung [McDavid und Thomas, 1996]. Es wird gefolgert, dass die Kokillenströmung die Eigenschaften und Verteilung der Gießpulverschicht an der freien Oberfläche bestimmt und u. a. darüber auf die erreichte Stahlqualität Einfluss nimmt.

Ein Quecksilbermodell aus Frankreich zur Untersuchung der freien Oberfläche in der Kokille zeigt, dass das Magnetfeld zu einer Auslenkung und Wellenbewegung an der freien Quecksilberoberfläche führt [Etay und Delannoy, 2003]. Dabei werden hochfrequente Fluktuationen durch ein statisches Magnetfeld unterdrückt, während auf der anderen Seite tieffrequente Fluktuationen erzeugt werden [Etay et al., 2002]. Je eine Widerstands-Messsonde tauchte in diesen Experimenten auf jeder Kokillenseite in die Schmelze. Eine Veränderung des Kokillenpegels führt zu einer Änderung im elektrischen Widerstand der Sonden [Etay et al., 2002], welche während der Experimente aufgezeichnet wird. Eine elektromagnetische Bremse überspannte sowohl die gesamte Kokillenbreite als auch gleichzeitig die Tauchrohröffnung und die freie Oberfläche.

Die Oszillationsmarken im erstarrten Strang geben das Meniskusprofil der Stahlschmelze wieder [Cukierski und Thomas, 2008; Takeuchi und Brimacombe, 1984]. Ein aus mehreren Oszillationsmarken gemitteltes Meniskusprofil wird mit dem berechneten verglichen und zeigt eine prinzipielle Übereinstimmung. Durch die obere Wirbelstruktur zwischen Jet und freier Oberfläche wird an der Schmalseite der Kokille aufgrund der nach oben gerichteten Strömung ein Wellenberg erzeugt. Der Einsatz einer elektromagnetischen Bremse oder eine größere Eintauchtiefe führen nach dieser Arbeit zu einer Schwächung dieses Wirbels und damit zu einer Verminderung der Höhe des Wellenberges. Kommen jedoch beide Effekte zusammen, elektromagnetische Bremse und größere Eintauchtiefe, so wird der gegenteilige Effekt erzeugt: die Höhe der stehenden Welle wird vergrößert [Cukierski und Thomas, 2008].

Die freie Oberfläche ohne Einfluss einer elektromagnetischen Bremse auf die Schmelze kann auch mit Wassermodellen untersucht werden. In solchen Wassermodellen wird z. B. die Phasengrenze in der durchsichtigen Kokille mit einer Videokamera aufgenommen und anschließend ausgewertet [Gupta und Lahiri, 1994; Kalter et al., 2013]. In diesen Experimenten bilden sich im zeitgemittelten Oberflächenprofil an der schmalen Kokillenwand ein Wellenberg und in der Mitte der Kokillenhälfte ein Wellental aus.

Weiterführende Experimente versuchen die aufliegende Schlacke- bzw. Gießpulver-Schicht in die physische Modellierung mit einzubeziehen [Gupta und Lahiri, 1996b]. Als Modellfluid für den Stahl werden dabei Salzlösungen (Zinkchlorid in unterschiedlichen Konzentrationen) und für die Schlacke-Schicht verschiedene Öle verwendet, um das Dichteverhältnis in den Versuchen variieren zu können. Aus den Experimenten wird versucht eine Vorhersage für die mindestens notwendige Schichtdicke zu gewinnen, damit die Stahlschmelze immer von der Gießpulver- bzw. Schlacke-Schicht bedeckt bleibt.

Die Aussagen über den Einfluss auf die freie Oberfläche aus weiteren Untersuchungen sind unterschiedlich und teilweise konträr:

- Die Höhe einer stehenden Welle auf der freien Oberfläche wird durch ein Magnetfeld (lokale Bremse mit leitfähiger Kokillenwand) reduziert [Cukierski und Thomas, 2008; Kollberg et al., 1996].
- Andererseits wird durch ein Magnetfeld erst eine sich langsam bewegende Welle erzeugt [Etay und Delannoy, 2003].
- Ein statisches Magnetfeld über die volle Kokillenbreite kann tieffrequente Fluktuationen der freien Oberfläche erzeugen [Etay und Delannoy, 2003].
- Dagegen werden bei Anwendung einer EMBr die hochfrequente Fluktuationen des Kokillenpegels gesenkt [Etay und Delannoy, 2003; Kollberg et al., 1996; Li und Tsukihashi, 2006].
- Mit einer elektromagnetischen Bremse werden die Geschwindigkeitsfluktuationen am Meniskus reduziert [Kollberg et al., 1996].

### 2.3.5. Einfluss der elektrischen Randbedingungen

Die Kokillenströmung wird im Fall einer Magnetfeldanwendung von den elektrischen Randbedingungen an der Kokillenwand mitbestimmt [Yasuda et al., 2007]. Sie haben Auswirkungen auf die Stromdichte sowie auf den Schluss der induzierten Ströme, und damit auch auf die resultierende Kraftwirkung in der Schmelze. Im Stahlguss ist die Kupferkokille durch das Gießpulver von der Stahlschmelze bzw. der Strangschale elektrisch getrennt. Allerdings bildet die erstarrte Strangschale eine feste, elektrisch leitfähige und direkt mit der Schmelze in Kontakt befindliche Umrandung. Alle

Untersuchungen an Stahlgussanlagen können aufgrund der erstarrten Strangschale daher in die Kategorie von Untersuchungen mit leitfähigen Wände eingeordnet werden.

In den Untersuchungen von [Idogawa et al. \[1993\]](#) sind beide Randbedingungen realisiert, allerdings in unterschiedlichen Anlagen bzw. Maßstäben. Die Flüssigmetalleexperimente mit Quecksilber werden in einer isolierenden Kokille durchgeführt. Anschließende Messungen mit der Stabmethode an einer Stahlgussanlage repräsentieren den Prozess mit elektrisch leitfähigen Wände. Die bei den beiden Anlagen in unterschiedlichen Gebieten der Kokille durchgeführten Messungen geben keine Hinweise auf einen Unterschied durch die elektrischen Randbedingungen.

Eine Fallstudie für eine Kokillenströmung mit isolierender bzw. elektrisch leitfähiger Kokillenwand zeigt dagegen in den numerischen Simulationen einen bedeutenden Unterschied in den Geschwindigkeitsprofilen [[Li et al., 2000](#)]. Experimente, die diesen Einfluss untersuchen und die Randbedingung von isolierenden Kokillenwänden mit elektrisch leitfähigen vergleichen, wurden bisher nicht durchgeführt.

Die weiteren Untersuchungen beschränken sich entweder auf isolierende oder leitfähige Wände. Der Einsatz elektromagnetischer Felder führt bei den Experimenten mit leitfähigen Kokillenwänden zu einem gleichmäßigeren, abgeflachten Geschwindigkeitsprofil im tieferen Bereichen des Stranges [[Harada et al., 2001](#); [Li et al., 2000](#); [Nagai et al., 1984](#)].

Flüssigmetalleexperimente mit isolierender Kokille werden von [Etay und Delannoy \[2003\]](#) und [Idogawa et al. \[1993\]](#) durchgeführt. Im Experiment mit der doppelten elektromagnetischen Bremse (FCM-Typ) kann eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit festgestellt werden [[Idogawa et al., 1993](#)]. Im Experiment mit der einfachen elektromagnetischen Bremse wird die Reduzierung der Geschwindigkeit auf eine Umstrukturierung der Strömung zurückgeführt [[Etay und Delannoy, 2003](#)]. Außerdem wird beobachtet, dass das Magnetfeld hochfrequente Oszillationen des Strahles dämpfte, tieffrequente Oszillationen hingegen förderte. Der Durchfluss bleibt davon unverändert [[Etay und Delannoy, 2003](#)].

### 2.3.6. Einfluss der Magnetfeldpositionierung

Die Wirkung einer magnetischen Bremse ist positionsabhängig. Eine einfache Bremse auf der Höhe der Tauchrohröffnungen hat einen negativen Einfluss auf die Qualität [[Moon et al., 1996](#)]. Im Vergleich zum Prozess ohne statisches Magnetfeld verschlechtert

ein Magnetfeld in dieser Lage sogar das Gussergebnis. Eine Position unterhalb des Tauchrohres in Verbindung mit einer Polschuhunterbrechung in der Mitte führt dagegen zu einer Verbesserung [Moon et al., 1996]. Diese Wirkung auf die erreichte Gussqualität wird über eine nachgelagerte Analyse von Oberflächendefekten untersucht.

Für eine einfache, die gesamte Kokillenbreite abdeckende Magnetbremse wird die Auswirkung der Magnetfeldposition für den Fall isolierender Wände numerisch simuliert [Garcia-Hernandez et al., 2010]. Es zeigen sich dabei deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen untersuchten Fällen. Ohne elektromagnetische Bremse kann sich in der Kokille eine Doppelwirbelstruktur ausbilden. In der ersten Bremsenposition bedeckt das Magnetfeld genau die Tauchrohröffnungen. In dieser Position zerstört das Magnetfeld die obere Rolle unter der freien Oberfläche, die Geschwindigkeiten der unteren Rolle werden reduziert. Der Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahles wird in dieser Magnetfeldlage abgeflacht. Die zweite Bremsenposition befindet sich unterhalb des Tauchrohres. In diesem Fall verändert sich der Austrittswinkel des Strahles aus dem Tauchrohr kaum, dafür wird jedoch der Flüssigmetallstrahl in der Kokille nach oben ausgelenkt. Die Strömung der oberen Rolle wird kaum verändert bzw. wird bei der höchsten Flussdichte sogar noch leicht verstärkt. Dagegen wird in der Bremsenposition unterhalb des Tauchrohres die untere Rollenstruktur zerstört. Es bildet sich unterhalb der elektromagnetischen Bremse eine Pfropfenströmung aus.

### 2.3.7. Notwendigkeit für weiterführende Modellexperimente

Wie eben gezeigt, existieren eine Reihe von Untersuchungen, die sich mit der Kokillenströmung beim Strangguss und dem Einfluss von elektromagnetischen Feldern auf diese Strömung befassen. Trotz der bereits durchgeführten Untersuchungen besteht weiterhin Bedarf an Modellexperimenten, die sich mit dem Einfluss von elektromagnetischen Feldern auf die Kokillenströmung befassen.

Die vorgestellten Ergebnisse beruhen z. T. auf parallel zu den Versuchen durchgeführten numerischen Simulationen, die so in den Experimenten nicht direkt nachgewiesen werden konnten. Wie sich zeigt, fehlen z. B. Experimente, welche den Einfluss der elektrischen Randbedingungen von isolierenden und leitfähigen Wänden im Fall der elektromagnetischen Beeinflussung näher untersuchen. Hier wird von den numerischen Simulationen ein bedeutender Unterschied in der Strömung zwischen elektrisch isolierenden und leitfähigen Wänden gefunden, der experimentell aber noch nicht festgestellt

werden konnte. Es fehlen bisher ebenso zeitaufgelöste Messergebnisse sowohl über die aus dem Tauchrohr austretende Strahlströmung als auch generell über größere zusammenhängende Bereiche der Kokille insgesamt. Bisherige zeitaufgelöste Messungen sind in der Regel auf einen einzigen Ort, meist nahe der freien Schmelzenoberfläche, beschränkt.

Die fehlenden Messdaten sind u. a. darauf zurück zu führen, dass in den vorgestellten Untersuchungen die zur Verfügung stehenden Messtechniken größtenteils in der zeitlichen oder räumlichen Erfassung der Geschwindigkeit beschränkt sind. Versuche mit neuen Messtechniken sind anzustreben, welche eine Verbesserung in der zeitlichen und räumlichen Auflösung mit sich bringen. In den letzten Jahren haben sich solche neue Messtechniken für Flüssigmetalle etabliert bzw. werden weiter entwickelt. Der Einsatz dieser neuen Messtechniken ermöglicht eine intensivere Vermessung der Kokillenströmung. Die neuen Messtechniken sind jedoch nicht für solch hohe Temperaturen wie die von Stahlschmelzen verfügbar und erfordern daher den Aufbau von Modellexperimenten mit niedrigschmelzenden Flüssigmetallen. Die Modellexperimente sind so zu gestalten, dass sie die in den Stahlgussanlagen auftretenden Effekte nachbilden können. Dazu müssen die dimensionslosen Kennzahlen von Modell und Vorbild möglichst in Übereinstimmung gebracht werden. Im folgenden Kapitel werden die für die Nachbildung des elektromagnetischen Einflusses notwendigen dimensionslosen Kennzahlen vorgestellt. Am Ende von [Unterabschnitt 2.4](#) findet sich eine Auflistung der in der Literatur vorgestellten Stahlgussanlagen und deren Kennzahlen.

## 2.4. Vorüberlegungen zur experimentellen Modellbildung

### 2.4.1. Modellfluid

Eine Arbeitstemperatur von idealerweise Raumtemperatur bietet die größte Auswahl an zur Verfügung stehenden Messtechniken für Flüssigmetalle. Eine Schmelztemperatur unterhalb der Raumtemperatur macht weiterhin die sonst notwendigen Maßnahmen zum Aufschmelzen des Metalls überflüssig. Die Abwesenheit von äußeren elektromagnetischen Störfeldern, wie sie von Heizungselementen erzeugt werden, begünstigt den Einsatz bzw. die Erprobung neuer Messtechniken. Das Fehlen von Heizelementen an der Kokille kommt außerdem der Zugänglichkeit für die Messtechnik zugute. Für die Geschwindigkeitsmessungen in der Kokille kommt insbesondere das UDV-Verfahren mit Standardsensoren in Frage (siehe [Kapitel 2.5](#)). Diese Standardsensoren können bis

zu einer Temperatur von  $60\text{ }^{\circ}\text{C}$  eingesetzt werden und schränken somit die Auswahl des Modellfluides auf solche mit niedrigerer Schmelztemperatur ein.

Als einziges reines Metall ist Quecksilber mit einer Schmelztemperatur von  $-39\text{ }^{\circ}\text{C}$  bei Raumtemperatur flüssig. Aus gesundheitlichen Gründen scheidet es jedoch aus bzw. es wäre mit einem enormen Aufwand zur Sicherung des Arbeitsschutzes verbunden.

Gallium besitzt eine sehr niedrige Schmelztemperatur von  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ , die eine Messung mit den Standardsensoren des UDV-Systemes möglich machen würde. Jedoch besitzt Gallium eine ungewöhnliche Materialeigenschaft: es dehnt sich beim Übergang von der flüssigen in die feste Phase aus. Die Komponenten des Experimentes müssten bei Verwendung von Gallium den Druck durch diese Volumenzunahme standhalten. Alternativ müsste die Anlage ständig auf Temperatur gehalten werden bzw. die Schmelze am Ende der Versuche jedes Mal aus dem Experiment in separate Behälter abgelassen werden.

In Legierungen, eine Mischung aus mindestens zwei Elementen mit resultierenden metallischen Eigenschaften, kann die Schmelztemperatur unterhalb derer ihrer Einzelbestandteile liegen. Eine in Frage kommende Legierung bestehend aus Gallium, Indium und Zinn befindet sich in ihrer eutektischen Zusammensetzung bereits bei Raumtemperatur im flüssigen Zustand. Die Schmelztemperatur dieser Legierung liegt bei ca.  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Gesundheitliche Gefahren sind für diese Legierung nicht bekannt [Geratherm Medical AG, 2006]. Die Legierung zeigt auch keine heftigen Reaktionen mit Luft oder mit Wasser, wie es z. B. bei der ebenfalls bei Raumtemperatur flüssigen Legierung aus Natrium und Kalium der Fall ist.

Des Weiteren gehen die Materialeigenschaften des Modellfluides in die dimensionslosen Kennzahlen und damit in die Ähnlichkeitsbetrachtung des Modelles ein. Die dimensionslosen Kennzahlen werden im folgenden Unterkapitel vorgestellt.

Als Modellfluid wird daher die bei Raumtemperatur flüssige, eutektische GaInSn-Legierung gewählt. Für diese Legierung gibt es auch bereits einige Beispiele für Messungen von Geschwindigkeiten mittels der Ultraschall-Doppler-Methode [Franke et al., 2013; Rübiger et al., 2010; Stefani et al., 2007; Zhang et al., 2007].

### 2.4.2. Dimensionslose Kennzahlen

Um einen Vorgang oder Prozess in einem Modell korrekt nachzubilden, sind neben einer rein geometrischen Ähnlichkeit weitere Bedingungen zu erfüllen, um die physi-

kalischen Vorgänge richtig zu beschreiben. Die Vergleichbarkeit von physikalischen Prozessen in verschiedenen Größenordnungen wird mittels dimensionsloser Kennzahlen gewährleistet. Je nach Untersuchungsgegenstand sind dann die richtigen dimensionslosen Kennzahlen auszuwählen und deren Werte für das Modell so anzupassen, dass sie eine gute Näherung für das Vorbild darstellen. Die wichtigsten Kennzahlen für die Modellierung der Kokillenströmung sind im Folgenden aufgeführt.

**Reynolds-Zahl** Eine der wichtigsten Kenngrößen in der Strömungsmechanik ist die Reynolds-Zahl. Die Reynolds-Zahl gibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu viskosen Kräften wieder.

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu} \quad (11)$$

In der Berechnung der Reynolds-Zahl stehen  $U$  für eine charakteristische Geschwindigkeit,  $L$  für eine charakteristische Länge und  $\nu$  für die Viskosität des Fluides. Die Reynolds-Zahl erlaubt u. a. Aussagen über die Turbulenz einer Strömung.

**Froude-Zahl** In der Froude-Zahl werden Trägheitskraft und Schwerkraft zueinander ins Verhältnis gesetzt:

$$\text{Fr} = \frac{U}{\sqrt{gL}}. \quad (12)$$

Die Froude-Zahl kommt zum Tragen, wenn freie Oberflächen betrachtet werden.

**Magnetische Reynolds-Zahl** Ein wichtiger Parameter in der Magnetohydrodynamik ist die magnetische Reynolds-Zahl.

$$\text{Rm} = \mu\sigma_{el}UL \quad (13)$$

Als physikalische Größen gehen in die Berechnung ein: die magnetische Permeabilität  $\mu$  und die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma_{el}$ . Diese Zahl gibt u. a. Auskunft über die Rückwirkung einer Strömung auf das äußere, ihr aufgeprägte Magnetfeld, bzw. das Verhältnis von induziertem Magnetfeld zum angelegten Magnetfeld.

**Magnetischer Interaktionsparameter** Der Interaktionsparameter  $N$  (auch Stuart-Zahl genannt) gibt Auskunft über den Einfluss der magnetischen Kräfte auf die Strömung. Dabei wird die Lorentzkraft ins Verhältnis zu den Trägheitskräften der Strömung gesetzt:

$$N = \frac{\sigma_{el} B^2 L}{\rho U} . \quad (14)$$

In die Berechnung fließen die magnetischen Flussdichte  $B$  und die Dichte des Fluides  $\rho$  mit ein.

**Hartmann-Zahl** Das Verhältnis von Lorentzkraft zu den viskosen Kräften im Fluid bildet die Hartmann-Zahl  $Ha$ .

$$Ha = BL \sqrt{\frac{\sigma_{el}}{\rho \nu}} \quad (15)$$

Dieser Parameter betrifft Veränderungen in der Form des Strömungsprofils und der Grenzschichten.

**Wandleitfähigkeitsverhältnis** Mit dieser Kennzahl wird der Einfluss der Wand auf die induzierten Ströme wiedergegeben. Der Einfluss ist auf zwei Faktoren zurück zu führen. Der Pfad der induzierten Ströme hat großen Einfluss auf die Lorentzkraft und damit auf die resultierende Strömung. Durch die leitfähige Wand kann ein Teil der induzierten Ströme in der Wand anstatt im Fluid fließen, was somit die Lorentzkraftverteilung in der Schmelze verändert. Des Weiteren verändert die leitfähige Wand den Leitwert des Systems. Diese Leitwertänderung kann zu einer Erhöhung der induzierten Stromstärke in der Kokille führen.

Die Grundlage für das Wandleitfähigkeitsverhältnis bildet die Berechnung des elektrischen Widerstandes eines Leiters ([Gleichung \(16\)](#)).

$$R = \frac{l}{\sigma_{el} A} = \frac{l}{\sigma_{el} b \delta} \quad (16)$$

[Abbildung 10](#) skizziert den Sachverhalt für einen durch die Strahlströmung vertikal induzierten elektrischen Strom. Es wird dabei eine konstante Dicker  $\delta_w$  der Strangschale

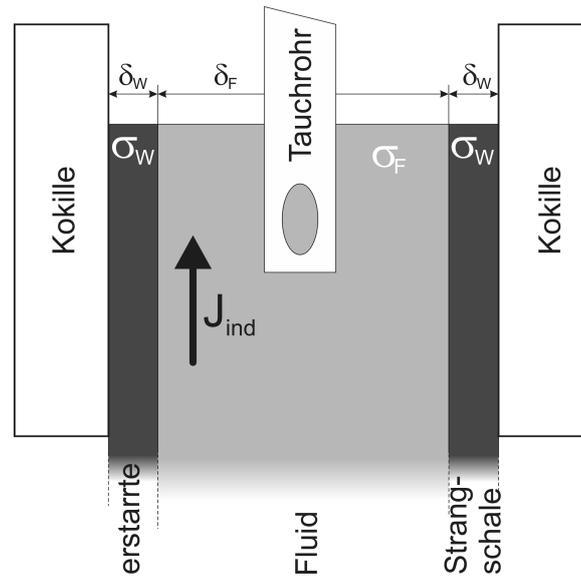


Abbildung 10: Prinzipskizze für das Wandleitfähigkeitsverhältnis

in der Kokille angenommen.

Wird das Verhältnis der beiden Widerstände in Wand und Fluid gebildet, sind die Längenabmessungen bis auf die Schichtdicken identisch und können somit entfallen. Es verbleibt das Produkt aus elektrischer Leitfähigkeit und einer charakteristischen Länge.

$$c_w = \frac{R_f}{R_w} = \frac{2 \delta_w \sigma_{el,w}}{\delta_f \sigma_{el,f}} \quad (17)$$

Das Wandleitfähigkeitsverhältnis lässt jedoch keine direkte Aussage über die Verteilung der Lorentzkräfte bzw. deren Veränderung in Anwesenheit einer elektrisch leitfähigen Wand zu.

**Strouhal-Zahl** Die Strouhal-Zahl ist eine entdimensionalisierte Frequenz.

$$Sr = \frac{fL}{U} \quad (18)$$

In der Strouhal-Zahl steht  $f$  für eine charakteristische Frequenz der instationären Strömung.

**Prandtl-Zahl** Eine rein materialabhängige Kennzahl ist die Prandtl-Zahl.

$$\text{Pr} = \frac{\nu \rho c_p}{\lambda_{therm}} \quad (19)$$

In der Prandtl-Zahl stehen  $c_p$  für die Wärmekapazität und  $\lambda_{therm}$  für die Wärmeleitfähigkeit. Die Prandtl-Zahl gibt das Verhältnis des Impulstransportes gegenüber des Wärmetransportes im Fluid wieder.

**Morton-Zahl** Die Morton-Zahl ist eine Kennzahl, die ebenfalls nur aus Materialkenngrößen besteht.

$$\text{Mo} = \frac{\Delta \rho g \eta^4}{\rho^2 \sigma_o^3} \quad (20)$$

Als physikalische Größen kommen in der Morton-Zahl die Erdbeschleunigung  $g$  und Oberflächenspannung  $\sigma_o$  hinzu. Die Morton-Zahl gibt das Verhältnis der Auftriebs- und Oberflächenkräfte an einer Gasblase wieder, welche u. a. die Form der aufsteigenden Blase bestimmen.

### 2.4.3. Ähnlichkeitsbetrachtung

Mitunter ist es nicht möglich, alle dimensionslosen Kennzahlen zwischen Original und Modell in Übereinstimmung zu bringen. Will man die Strömungsverhältnisse und das Turbulenzverhalten modellieren, so ist eine Ähnlichkeit in der Reynolds-Zahl anzustreben. Durch die Reynolds-Zahl sind die Geschwindigkeit und die charakteristische Länge miteinander verknüpft und für die folgenden dimensionslosen Kenngrößen nicht mehr frei wählbar. Ersetzt man nun in den anderen Kenngrößen die Geschwindigkeit durch die Reynolds-Zahl, ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$\text{Rm} = \mu \sigma_{el} \nu \text{Re} \quad = \alpha_{Rm} \text{Re} \quad (21)$$

$$\text{N} = \frac{\sigma_{el}}{\nu \rho} \frac{B^2 L^2}{\text{Re}} \quad = \alpha_N \frac{B^2 L^2}{\text{Re}} \quad (22)$$

$$\text{Ha} = (\text{N Re})^{1/2} \quad (23)$$

Die Konstanten und materialabhängigen Parameter sind in der Variable  $\alpha_{RM}$  bzw.

$\alpha_N$  zusammengefasst.

Die [Tabelle 2](#) vergleicht die Materialeigenschaften von flüssigem Stahl, der eutektischen Legierung GaInSn, die in diesen Experimenten zum Einsatz kommt, und Wasser. Im oberen Teil der Tabelle sind die jeweiligen Stoffeigenschaften aufgeführt. Die Werte für Stahl sind aus numerischen Arbeiten zum Stahlguss entnommen. Im unteren Teil der Tabelle sind nur die von Materialeigenschaften und Konstanten abhängigen dimensionslosen Kennzahlen bzw. deren rein materialabhängige Anteile aufgelistet.

Wie an den dimensionslosen Parametern in [Tabelle 2](#) zu sehen ist, unterscheiden sich die Werte zwischen flüssigen Metallen und Wasser zum Teil stark. Schon bei Prandtl- und Morton-Zahl liegen die Unterschiede im Bereich von zwei Größenordnungen. Für Wasser sind diese beiden dimensionslosen Kennzahlen größer als 1, während die Werte für die beiden Flüssigmetalle alle kleiner als 1 sind. Somit wird deutlich, dass sich daher Wassermodelle im Falle von Temperaturgradienten oder Zweiphasenströmungen nur schlecht mit den Verhältnissen in flüssigen Metallen in Einklang bringen lassen.

Die rein materialabhängigen Parameter  $\alpha_i$  der magnetohydrodynamischen Kennzahlen liegen sogar noch weiter auseinander. Die Unterschiede zwischen flüssigen Metallen und Wasser befinden sich diesmal im Bereich von sieben Größenordnungen. Die magnetische Reynolds-Zahl  $R_m$  setzt sich nur aus der eigentlichen Reynolds-Zahl  $Re$  und der Materialkonstante  $\alpha_{Rm}$  zusammen ([Gleichung \(21\)](#)). Unter Beibehaltung der Reynolds-Ähnlichkeit bietet sich daher keine Möglichkeit den Unterschied über andere, variable Parameter wieder auszugleichen. Beim magnetischen Interaktionsparameter  $N$  kommen neben der Reynolds-Zahl und der Materialkonstante  $\alpha_N$  noch die magnetische Flussdichte  $B$  und die charakteristische Länge zum Tragen. Für den Strangguss existieren bereits Wassermodelle im Längenmaßstab von 1:2,5 [[Bai und Thomas, 2001b](#); [Thomas und Zhang, 2001](#); [Yuan et al., 2004](#)], 1:2 [[Ramos-Banderas et al., 2004](#); [Sanchez-Perez et al., 2003](#)] oder gar 1:1 [[Li und Tsukihashi, 2005](#)], d. h. die Wassermodelle sind kleiner als ihre Vorbilder bzw. sind gleich groß. Ein Ausgleich des Unterschiedes für den magnetischen Interaktionsparameter über die charakteristische Länge scheidet damit aus. Die eingesetzten Magnetfelder beim Strangguss haben eine Flussdichte von einigen hundert Milli-Tesla. Die magnetische Flussdichte geht quadratisch in den Interaktionsparameter ein, d. h. für eine Kompensation der Materialunterschiede müsste sich die Flussdichte im Fall von Wasser wenigstens um den Faktor 1000 erhöhen. Die erforderliche Flussdichte von einigen hundert Tesla überschreitet alles technisch Machbare und Sinnvolle. Die Untersuchung des Einflusses

Materialleigenschaften		Wasser	GaInSn	Stahl
Liquidus	$\vartheta_L$	0	10,5	1517
Solidus	$\vartheta_S$	-	-	1456
Dichte	$\rho$	998	6360	7200
kin. Viskosität	$\nu$	1,00	0,30	0,86
el. Leitfähigkeit	$\sigma_{el}$	$4,2 * 10^{-2}$	$3,1 * 10^6$	$7,1 * 10^5$
Wärmekapazität	$c_p$	4180	365,81	670
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda_{therm}$	0,60	16,50	46,5
Oberflächenspannung	$\sigma_o$	$7,28 * 10^{-2}$	0,53	1,6
materiallab. Kennzahlen bzw. Anteile				
$\alpha_{Rm}$	$= Rm/Re$	$5,27 * 10^{-8}$	1,16	76,9
$\alpha_N$	$= N * (Re)/(B^2 L^2)$	42,0	$1,64 * 10^9$	$1,16 * 10^8$
Pr		6,982	0,042	0,089
Mo		25,3	0,13	0,43
Quellen				
(1) - [Tanaka et al., 2001]	(2) - [Likhachev, 2003]			
(3) - [Light et al., 2005]	(4) - [Ginnings und Furukawa, 1953]			
(5) - [Ramires et al., 1995]	(6) - [Vargaftik et al., 1983]			
(7) - [Morley et al., 2008]	(8) - [Müller und Bühler, 2001]			
(9) - [Geratherm Medical AG, 2006]	(10) - [Takeuchi und Brimacombe, 1984]			
(11) - [Cukierski und Thomas, 2008]	(12) - [Rietow und Thomas, 2008]			

Tabelle 2: Vergleich der Eigenschaften von flüssigen Metallen mit Wasser: relevante Materialparameter und Kennzahlen

elektromagnetischer Felder auf eine Strömung kann daher nur mit flüssigen Metallen modelliert werden.

**Tabelle 3** führt Kokillenabmessungen und dimensionslose Kennzahlen von in der Literatur vorgestellten Stahlgussanlagen auf. Die dimensionslosen Kennzahlen für diese Stahlgussanlagen sind mit den Materialeigenschaften aus **Tabelle 2** berechnet. Als charakteristische Länge wird die Kokillendicke angenommen. Nur **Idogawa et al. [1993]** gibt die Reynolds-Zahl und den Interaktionsparameter explizit an, ohne jedoch die verwendeten Materialkennwerte aufzulisten. Für diese eine Anlage sind sowohl die nachgerechneten Kennwerte als auch die im Artikel genannten Kennwerte aufgeführt. Die Angaben in der Literatur zu den untersuchten Anlagen bzw. Bedingungen sind leider nicht immer vollständig, so dass z. B. mitunter die Kokillendicke unbekannt bleibt (z. B. [**Kollberg et al., 1996; Moon et al., 1996**]). Sind für eine Anlage mehrere Gießgeschwindigkeiten angegeben, so ist der höchste Wert aufgelistet, um so die Obergrenze für die Reynolds-Zahl zu erhalten. Des Weiteren werden z. T. bei Anlagen mit elektromagnetischer Strömungsbeeinflussung für die verwendeten Elektromagneten nur die Betriebsdaten angegeben, wie maximal angelegte Stromstärke, jedoch nicht die daraus resultierende magnetische Flussdichte. Für die Anlagen mit den fehlenden Daten ist es dann nicht möglich, alle Kennzahlen zu ermitteln.

### 2.5. Geschwindigkeitsmesstechnik in Flüssigmetallen

Generell sind Messungen am realen Stahlguss aufgrund der rauen Bedingungen sehr schwierig und es liegen nur wenige Ergebnisse dazu vor. Diese wenigen Messungen sind zudem lokal stark beschränkt. Einige wenige Modelluntersuchungen zum Strangguss werden bereits mit niedrig schmelzenden Flüssigmetallen durchgeführt, was den Einsatz weiterer Messtechniken ermöglicht.

Die Geschwindigkeitsmessung in Flüssigmetallen unterscheidet sich wegen der Materialeigenschaften wesentlich von den aus Wasserexperimenten gewohnten Methoden. Aufgrund der Intransparenz der Metalle fallen alle bekannten optischen Verfahren, wie z. B. die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und die Particle-Image-Velocimetry (PIV), für eine Geschwindigkeitsbestimmung im Fluid aus.

Es werden daher im Folgenden die verfügbaren Messtechniken für flüssige Metalle vorgestellt.

**Symbole**

$b$ - Kokillenbreite	$d$ - Kokillendicke
$b/d$ - Seitenverhältnis	$u_{Giesz}$ - Gießgeschwindigkeit

**Quellen**

(1) - [Matsushita et al., 1988]	(2) - [Mizoguchi et al., 1981]
(3) - [Iguchi et al., 1999]	(4) - [Cukierski und Thomas, 2008]
(5) - [Nagai et al., 1984]	(6) - [Gardin et al., 1996]
(7) - [Moon et al., 1996]	(8) - [Ji et al., 2013]
(9) - [Yamamura et al., 2001]	(10) - [Idogawa et al., 1993]
(11) - [Kollberg et al., 1996]	(12) - [Kubo et al., 2004]
(13) - [Kubo et al., 2007]	(14) - [Kunstreich et al., 2005]
(15) - [Lee und Kwon, 2003]	

**Anmerkungen**

- (a) Annahme für erstarrte Strangschale: 5 mm dick, Leitfähigkeit nach [Bo-gaard et al., 1993]
- (b) berechneter Wert / Angabe in der Referenz
- (nur I) nur Angabe der Stromstärke
- (unbek.) Wert unbekannt, in der Quelle nicht angegeben

Referenzen und Anmerkungen für [Tabelle 3](#)

**2.5.1. Invasive und Indirekte Verfahren**

**Nagelbrettmethode** Die Nagelbrettmethode erfordert einen ungehinderten Zugang zur freien Oberfläche der Schmelze. Ein Brett mit Nägeln wird dabei von oben in die Schmelze eingetaucht. An den Nägeln aus z. T. unterschiedlichen Materialien finden während der kurzen Eintauchphase von wenigen Sekunden Erstarrungs- bzw. Schmelzvorgänge statt. Über eine nachfolgende Vermessung des erstarrten Materials bzw. des Materialverlustes an den Nägeln kann lokal u. a. auf die Dicke der Gießpulverschicht oder sogar auf die Oberflächengeschwindigkeiten der Schmelze zurück geschlossen werden [Rietow und Thomas, 2008]. Details zur Anwendung können der Literatur entnommen werden [Cukierski und Thomas, 2008; Ji et al., 2013; McDavid und Thomas, 1996; Moon et al., 1996]. Die Nagelbrettmethode setzt voraus, dass in der Materialkombination von Schmelze und Nagel sowie deren Temperatur ein Schmelz- bzw. Erstarrungsvorgang stattfinden kann. Sie ist für die Anwendung in Stahlschmelzen konzipiert, um den Mangel an Informationen über die Schmelzenströ-

Quelle	Aktuator-Typ	$b$ (mm)	$d$ (mm)	$b/d$ (-)	$u_{Giesz}$ (m/min)	$B$ (mT)	$Re$ ( $10^3$ )	$Fr$ (-)	$Rm$ ( $10^{-3}$ )	$N$ (-)	$Ha$ (-)	$C_w^{(a)}$ (-)
(1)	ohne	920	250	3,7	1,60	0	7,8	1,02	6,0	-	-	0,046
(2)	ohne	1820	180	10,1	1,05	0	3,7	0,79	2,8	-	-	0,065
(2)	ohne	1820	230	7,9	0,85	0	3,8	0,57	2,8	-	-	0,050
(2)	ohne	1525	305	5,0	0,65	0	3,9	0,38	3,0	-	-	0,037
(3)	ohne	1000	90	11,0	5,00	0	8,8	5,32	6,7	-	-	0,138
(4)	local EMBr	1374	90	15,3	3,30	310	5,8	3,51	4,4	20,5	344	0,138
(5)	local EMBr	1225	220	5,6	1,80	(nur I)	7,7	1,23	5,9	-	-	-
(6)	multi local EMBr	1340	250	5,4	1,10	320	5,3	0,70	4,1	138,5	861	0,046
(6)	multi local EMBr	1740	250	7,0	0,90	320	4,4	0,57	3,4	169,2	861	0,046
(7)	level EMBr	1570	(unbek.)	(unbek.)	2,00	410	-	-	-	-	-	-
(8)	(level ?) EMBr	1200	120	10,0	3,00	(nur I)	7,0	2,77	5,4	-	-	0,100
(9)	level EMBr	800	170	4,7	0,70	500	2,3	0,54	1,8	361,3	914	0,069
(9)	level EMBr	1500	245	6,1	2,00	320	9,5	1,29	7,3	74,6	843	0,047
(10)	FCM	1200	260	4,6	1,85	70	9,4/24 <sup>(b)</sup>	1,16	7,2	4,1/3,4 <sup>(b)</sup>	196	0,044
(11)	FCM	2100	(unbek.)	(unbek.)	1,30	(nur I)	-	-	-	-	-	-
(12)	ELMS	1600	200	8,0	2,60	120	10,1	1,86	7,8	6,6	258	0,058
(13)	EMLA, EMMS	1550	220	7,0	1,60	125	6,8	1,09	5,3	12,8	296	0,052
(14)	EMLA, EMMS	1650	250	6,6	2,10	(nur I)	10,2	1,34	7,9	-	-	0,046
(14)	EMLA, EMMS	2000	230	8,7	1,80	(nur I)	8,1	1,20	6,2	-	-	0,050
(14)	EMLA, EMMS	2200	300	7,3	2,00	(nur I)	11,7	1,17	9,0	-	-	0,038
(14)	EMLA, EMMS	2000	250	8,0	2,20	(nur I)	10,7	1,40	8,2	-	-	0,046
(15)	EMLA, -LS, -RS	1650	250	6,6	2,00	(nur I)	9,7	1,28	7,5	-	-	0,046
Max.		2200	305	15,3	5,00	500	11,7	5,32	9,0	361,3	914	0,138
Min		800	90	3,7	0,65	70	2,3	0,38	1,8	4,1	196	0,037

Tabelle 3: In der Literatur untersuchte Stahlgussanlagen

mung entgegen wirken zu können. Es handelt sich jedoch um eine einmalige bzw. in beschränkter Anzahl in Serie durchzuführende Messung (siehe z. B. [Ji et al. \[2013\]](#)), die sich auf die Schmelzenoberfläche beschränkt.

**Kraftmessung mit der Stabmethode** Eine weitere Methode zur Abschätzung der Oberflächenströmung verwendet einen in die Schmelze eintauchenden Keramikstab [[Gardin et al., 1996](#)]. Die Auslenkung des Stabes bzw. die Kraftwirkung auf den Stab durch den Strömungswiderstand in der Schmelze liefert die Grundlage für die Bestimmung der lokalen Geschwindigkeit. Die Kraft auf den Stab resultiert aus dem gesamten Geschwindigkeitsprofil entlang der Eintauchtiefe. In einer Versuchsanlage reichte der Stab sogar bis in die Region des Tauchrohrfreistrahles hinein [[Nagai et al., 1984](#)]. Für die Bestimmung des Messwertes wird vereinfachend angenommen, dass das Strömungsprofil entlang des Stabes konstant ist [[Nagai et al., 1984](#)]. Mit der Stabmethode ist eine zeitlich aufgelöste Strömungsinformation an einem Ort der Schmelzenoberfläche verfügbar.

**Stabmessung nach der Karman-Wirbel-Methode** Neben der Kraftmessung, die von der Strömung auf den Stab ausgeübt wird, kann über die Ablösefrequenz der Karman-Wirbel vom Stab auf die Strömungsgeschwindigkeit gefolgert werden [[Iguchi et al., 1999](#)]. Der eingetauchte Stab schwingt mit der Ablösefrequenz der Wirbel. Die Ablösefrequenz vom Stab ist proportional zur Geschwindigkeit und ermöglicht so eine Bestimmung derselben. Der Sensor wurde an einem Wassermodell, in einem Flüssigmetallbad und in einer Stranggussanlage für Stahl getestet. An der Stahlgussanlage war die Einsatzzeit aufgrund von auftretender Erosion des Stabes auf 10 Minuten begrenzt [[Iguchi et al., 1999](#)].

**Potentialsonden** (oder auch Vives-Probes genannt [[Vives, 1989](#)]) Bei Potentialsonden nutzt man die Induktion von elektrischen Spannungen in einem statischem Magnetfeld durch einen bewegten elektrischen Leiter, hier ein strömendes Flüssigmetall. Grundlage ist die Induktionsgleichung ([Gleichung \(1\)](#)), wobei nur der Anteil für ein statisches Magnetfeld und einen bewegten Leiter zur induzierten Spannung beiträgt, was auf die folgende [Gleichung \(24\)](#) führt [[Lehner, 2006](#), S. 351].

$$\mathbf{U}_{ind} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = \oint (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s} \quad (24)$$

Potentialsonden bestehen aus einem Stab, an dessen Spitze ein kleiner Magnet befestigt ist. Vor einer Seite des Magneten, durch die auch die Magnetisierung des Magneten läuft, sind bis zu 2 Elektrodenpaare befestigt. Jedes Elektrodenpaar nimmt die induzierte Spannung für eine Geschwindigkeitskomponente auf. Die induzierte Spannung ist direkt proportional zur Geschwindigkeit des leitfähigen Mediums an der Messposition.

Potentialsonden sind eine invasive Methode zur Strömungsmessung. Sie benötigen zudem vor ihrem Einsatz eine Kalibrierung für jede zu messende Komponente, welche den Geschwindigkeiten eine induzierte Spannung zuordnet. Die Kalibrierung wird hinfällig, wenn das Magnetfeld des Sondenmagneten von einem äußeren Magnetfeld überlagert wird. Die temperaturabhängige Magnetisierung des Permanentmagneten an der Sondenspitze begrenzt den Einsatzbereich der Potentialsonde bei höheren Temperaturen. Die Grenze für Samarium-Cobalt-Magnete liegt bei ca. 300°. Die zeitliche Auflösung wird im wesentlichen durch die nachgeschaltete Aufbereitung des Messsignales bestimmt.

**Indirekte Methoden** An realen Gussanlagen können zur Bewertung des Prozessablaufes nachgelagerte Untersuchungen des erstarrten Materials [Yamamura et al., 2001] oder indirekte Parameter wie die Temperaturverteilung an der Schmelzenoberfläche herangezogen werden [Moon et al., 1996]. Diese Methoden geben keine direkte Auskunft über die Strömung in der Kokille. Statt dessen lassen sich nur verschiedene Anlagenbedingungen qualitativ miteinander vergleichen. Sie setzen außerdem eine Erstarrung bzw. das Vorhandensein von Temperaturgradienten voraus und sind damit für isotherme Modelle ungeeignet.

### 2.5.2. Kontaktlose elektromagnetische Verfahren

Der Vorteil der elektromagnetischen Messsysteme liegt in der kontaktlosen Arbeitsweise und einer möglichen Einbettung in die Kokillenwand. Dies lässt sie zukünftig für einen dauerhaften industriellen Einsatz als geeignet erscheinen.

**Elektromagnetischer Sensor** Mit dem elektromagnetischen MFC-Sensor (**M**ould **F**low **C**ontrol-System (AMPEA GmbH)) steht eine Methode zur lokalen, wandnahen Geschwindigkeitsmessung im Stahlgussprozess zur Verfügung. Dabei wird ein lokales, statisches Magnetfeld erzeugt. Die Bewegung der elektrisch leitfähigen Schmelze durch das Messfeld induziert elektrische Ströme. Das Magnetfeld dieser induzierten Ströme wird nun wiederum von den Sensoren des MFC-Systems erfasst. Zwei dieser Sensoren sind räumlich versetzt angeordnet und bilden eine Einheit. Die Sensoren haben dabei keinen direkten Kontakt mit der Schmelze, sondern sind in die Kokillenwand integriert. Mit der mittleren Strömung werden auch die charakteristische Strömungsmuster transportiert, welche an den Magnetfeldsensoren zu zeitlich versetzten Signalen führen. Aus der Phasenverschiebung der beiden Messsignale kann die zugrunde liegende mittlere Strömung errechnet werden [Thomas und Zhang, 2001]. Das MFC-System beruht somit auf einer Laufzeitmessung aus von Strömungswirbeln verursachten charakteristischen Signalen zwischen den beiden Magnetfeldsensoren.

Die Untersuchung kommt beim Vergleich der Messergebnisse mit den Simulationen zu dem Schluss, dass dieses Messprinzip vorzugsweise in Gebieten mit stabilen horizontalen Strömungen einzusetzen sei [Thomas und Zhang, 2001]. Das trifft im Strangguss insbesondere auf die oberflächennahe Kokillenströmung zu, wo mit dieser Methode zwischen dem Strömungsmuster einer Einzelrolle und einer Doppelrolle unterschieden werden soll. Bei einer Korrelation der induzierten Ströme in stark veränderlichen Strömungen steigt die Wahrscheinlichkeit einer Fehlinterpretation des Messsignals allerdings stark an [Thomas und Zhang, 2001].

**Contactless Inductive Flow Tomography** Die am Helmholtz-Zentrum Dresden Rossendorf entwickelte Contactless Inductive Flow Tomography (CIFT) nutzt ebenfalls die elektrische Leitfähigkeit des Fluides. Dazu wird im Flüssigmetallvolumen ein extern erzeugtes Magnetfeld angelegt. Fluidbewegung und externes Magnetfeld induzieren elektrische Ströme im Flüssigmetall. Die induzierten Ströme erzeugen selbst ein magnetisches Feld, welches von außen gemessen wird. Anhand dieser induzierten Magnetfelder kann auf die ursächliche Bewegung zurück geschlossen werden [Stefani und Gerbeth, 2000; Stefani et al., 2004]. Mit dieser Methode kann prinzipiell über ein inverses Problem die dreidimensionale Strömungsstruktur rekonstruiert werden. Die Arbeiten der letzten Jahre zielten auf eine Anwendung des CIFT-Verfahrens an Flüssigmetallmodellen des Stranggusses.

**Lorentz-Force-Velocimetry** Für die Bestimmung des Durchflusses von flüssigen Metallen kann die Lorentz-Force-Velocimetry eingesetzt werden [Thess et al., 2007]. Dabei wird von einem Permanentmagneten eine Lorentzkraft in einem strömenden Fluid erzeugt, deren Stärke von dem Durchfluss im Wirkungsbereich des Magneten abhängig ist. Die gleich große Reaktionskraft auf den Magneten selbst wird gemessen und als Maß für den Durchfluss genommen. Es laufen Bemühungen, die Messung des Durchflusses auf die Messung eines Geschwindigkeitsprofils auszuweiten [Heinicke et al., 2012].

**Mutual Inductance Tomography** Die Mutual Inductance Tomography (MIT) dient bisher der Zweiphasentomographie im Tauchrohr des Stranggusses [Binns et al., 2001]. Sie nutzt den Unterschied in der Leitfähigkeit zwischen Schmelze und eingepertlen Argonblasen. Die Leitfähigkeitsverteilung wird über ein im Kreis angeordnetes Spulensystem ermittelt, wobei eine Spule als AC-Sendespule fungiert und die restlichen als Empfangsspulen agieren. Das Empfangssignal ist abhängig von der Leitfähigkeit auf dem Weg zwischen Sende- und Empfangsspule. Die Rolle der Sendespule wechselt zyklisch zwischen allen Spulen des Systems. Die Überlagerung der dadurch erzeugten Messwege ermöglicht die Rekonstruktion der Leitfähigkeits- und damit Phasenverteilung in dem Querschnitt [Ma et al., 2006]. Zwei oder gar mehrere solcher Spulensystem an einem Tauchrohr würden es u. U. ermöglichen einzelne Gasblasen in aufeinander folgenden Messebenen zu detektieren und in der derzeitigen Konfiguration die Geschwindigkeit der Gasblasen zu ermitteln.

**Phasensensor** Eine weitere neue kontaktlose Methode der Durchflussmessung bietet der Phasensensor [Priede et al., 2011]. Bei diesem Verfahren erzeugt eine seitlich am Rohr angebrachte Sendespule ein magnetisches Wechselfeld. Auf der gegenüberliegenden Rohrseite wird das Magnetfeld von zwei versetzten Empfangsspulen aufgenommen. Eine Strömung im Rohr verzerrt das angelegte Magnetfeld. Diese Verzerrung kann in den beiden Empfangsspulen detektiert werden. Die Größe der Verzerrung ist ein Maß für den Durchfluss durch das Rohr. Der Sensor wurde bereits erfolgreich an einem Flüssigmetallkanal eingesetzt [Buchenau et al., 2011, 2012]. Eine Einsatzmöglichkeit beim Strangguss von Stahl wäre die Überwachung des Durchflusses im Tauchrohr, um ggf. ein Verstopfen dieses Elementes rechtzeitig erkennen zu können. Bei kontinuierlich ablaufenden Flüssigmetallexperimenten ist eine Verwendung zur Aufzeichnung und

Einstellung des Durchflusses ebenfalls gegeben.

### 2.5.3. Ultraschall Geschwindigkeitsmessung

Bei der Ultraschall-Doppler-Velocimetry (UDV) werden von einem Sensor Ultraschallpulse in das Fluid abgegeben. Im Fluid befindliche Partikel reflektieren den Ultraschallpuls und das Echo kann von dem gleichen Sensor wieder aufgefangen werden. Die Auswertung der Echos mehrerer hintereinander gesendeter Pulse erlaubt die Bestimmung der Fluidgeschwindigkeit. Dabei wird von einem einzelnen Sensor nur die Geschwindigkeit in Schallrichtung gemessen [Takeda, 1986, 1991].

Bei einer Anordnung mehrerer Sensoren können dann durch die Zusammenstellung von vielen Messlinien auch Ebenen und ggf. unterschiedliche Richtungen erfasst werden. Die Abmessungen der Ultraschallsensoren bestimmen dabei die laterale Auflösung des Messaufbaues. Das UDV-Verfahren ist derzeit in drei verschiedenen Messgeräten bzw. Sensorbauformen umgesetzt. In der Grundversion können bis zu 10 separate Sensoren angesteuert werden. In der Sensorauswahl steht auch eine Hochtemperatur-Bauart zur Verfügung, die bis 230 °C eingesetzt werden kann. Die Abmessungen gestatten einen Sensorabstand von ca. 8 mm. Soll bei Temperaturen über 230 °C gemessen werden, wie es bei flüssigen Metallen durchaus üblich ist, dann kann die Version eines Sensors mit Wellenleiter zum Einsatz zu kommen. Der Wellenleiter transportiert den Schall vom Sender zum Fluid und baut zugleich auf seiner Länge die Temperatur in entgegengesetzter Richtung ab. Damit wird das Schall erzeugende bzw. auch wieder messende Element vor zu hohen, schädlichen Temperaturen geschützt. Mit dieser Sensorbauart konnten erfolgreich Messungen in einer Kupfer-Zinn-Legierung bei 620 °C durchgeführt werden [Eckert et al., 2003]. In der Array-Version sind die Ultraschallwandler fest in einer Zeile angeordnet. Durch eine geeignete Verschaltung bzw. Ansteuerung der einzelnen Elemente lässt sich die zeitliche und laterale Auflösung im Vergleich zur Grundversion erhöhen. Der Abstand der Messlinien beträgt nun z. B. nur noch ca. 3 mm. Die Array-Elemente sind jedoch noch nicht für höhere Temperaturen als 60 °C ausgelegt.

### 2.5.4. Auswahl des Messverfahrens

Für die Untersuchung der Kokillenströmung und des Einflusses elektromagnetischer Felder, sollen die Geschwindigkeiten in einem Ausschnitt einer Messebene (2D) auf-

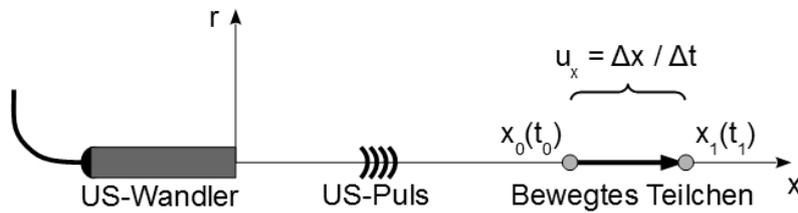


Abbildung 11: Prinzip des Ultraschall-Doppler-Verfahrens

genommen werden. Diese Messebene soll sich nicht nur auf die Kokillenoberfläche beschränken, sondern sich auch in der Mittelebene der Kokille aufspannen lassen. Außerdem muss das Messsystem in der Lage sein, in Anwesenheit eines starken magnetischen Feldes zu arbeiten. Legt man diese Kriterien zu Grunde, fallen die meisten Verfahren aus und es verbleiben nur mehr das Ultraschallverfahren und die kontaktlose Strömungstomographie.

Die Verwendung der kontaktlosen Strömungstomographie CIFT erscheint vielversprechend, jedoch handelt es sich noch um ein System im Entwicklungsstadium. CIFT kann daher noch nicht routinemäßig eingesetzt werden. Die Zielstellung für das CIFT-Verfahren besteht zuerst darin, das System für die Messungen in der Kokille zu adaptieren. Insbesondere die Funktionsfähigkeit bei gleichzeitiger Anwendung eines starken magnetischen Bremsfeldes muss erst noch sicher gestellt werden. Daher scheidet diese Messmethode für die in dieser Arbeit zu untersuchende Thematik aus. Die Ergebnisse zur Entwicklung und Erprobung von CIFT für den Strangguss werden u. a. in der Dissertation von Thomas Wondrak detailliert vorgestellt [Wondrak, 2014].

Somit bleibt allein das UDV-Verfahren übrig. Es ermöglicht die Bestimmung wenigstens einer Geschwindigkeitskomponente in einer Messebene. Die Funktionsweise des UDV-Verfahrens wird im nächsten Abschnitt näher erklärt werden.

### 2.5.5. Strömungsmessung mittels Ultraschall-Doppler-Velocimetry

Zur Illustration des Verfahrens dient [Abbildung 11](#). Der Ultraschallwandler sendet ein Schallpuls definierter Länge in das Fluid. Der Schall wird von Partikeln im Fluid reflektiert und vom gleichen Wandler detektiert.

Alle Informationen über das Geschwindigkeitsprofil entlang des Schallweges sind im empfangenen Echo enthalten [Takeda, 1986]. Bei bekannter Schallgeschwindigkeit  $c$  des Fluides lässt sich aus der Laufzeit  $t_{echo}$  zwischen Sende- und Empfangsimpuls der Ort  $x(t)$  des reflektierenden Teilchens bestimmen (Gleichung (25)). Da der Schall die Strecke sowohl auf dem Hin- als auch auf dem Rückweg zurücklegen muss, kommt für den Abstand der Faktor von  $1/2$  hinzu.

$$x(t) = \frac{1}{2}ct_{echo} \quad (25)$$

In der Zeit zwischen zwei Ultraschallpulsen bewegt sich das Teilchen weiter und die Ortsänderung  $\Delta x$  lässt sich aus dem Laufzeitunterschied des Echosignales  $\Delta t_{echo}$  bestimmen. Setzt man die Ortsänderung des Teilchens ins Verhältnis zur Zeitdifferenz zwischen den beiden Pulsen erhält man die Geschwindigkeit in Schallrichtung (Gleichung (26)).

$$u_x = \frac{\Delta x}{T_{PWR}} = \frac{c \Delta t_{echo}}{2 T_{PWR}} \quad \Delta x = x_1 - x_0 \quad (26)$$

Dabei ist  $T_{PWR}$  das Zeitintervall zwischen zwei Sendeimpulsen bzw. die Pulswiederholrate.

Die eigentliche Messung ist damit eine Phasenverschiebung des Echosignales [Signal Processing S.A.]. Diese lässt sich mathematisch auch in eine Dopplerfrequenz überführen. Wandelt man den Laufzeitunterschied in die Phasenverschiebung

$$\Delta t_{echo} = \frac{\Delta \varphi}{2\pi f_e} \quad (27)$$

um und setzt diese in Gleichung (26) ein, so erhält man die Gleichung für die Bestimmung der Geschwindigkeit aus der Dopplerfrequenz Takeda [1991]:

$$u_x = \frac{cf_d}{2f_e}, \quad (28)$$

mit der Dopplerfrequenz  $f_d$  und der Emitterfrequenz des Ultraschalls  $f_e$ .

Der Ultraschallpuls besitzt eine räumliche Dimension, d. h. wie bei jeder anderen Messmethode auch, stammt das Ergebnis letztendlich nicht nur aus einem idealisierten Punkt, sondern ist eine Mittelung über ein Volumen. Beim Ultraschall-Doppler-

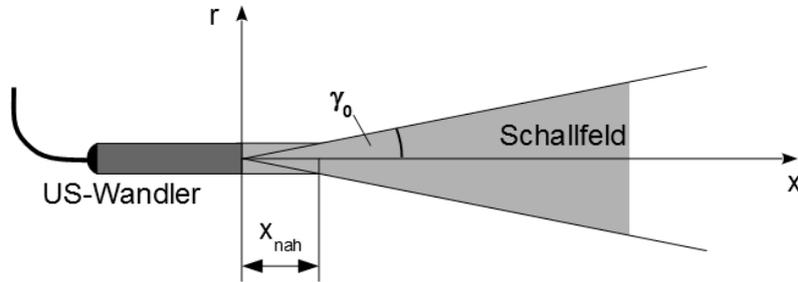


Abbildung 12: Skizze des Schallfeldes für einen Ultraschallsensor

Verfahren werden die Echosignale in zylinderscheibenförmige Messvolumen aufgeteilt [Takeda, 1995]. Die Dicke des Zylinders wird durch die Einstellungen im Steuergerät sowie die Schallgeschwindigkeit im Fluid bestimmt und beträgt in dieser Messkampagne ca. 1 mm bis 2 mm.

Die Auflösung senkrecht zur Schallrichtung wird durch das Schallfeld bestimmt. In [Abbildung 12](#) ist das Schallfeld für einen Ultraschallsensor dargestellt.

Der Durchmesser bzw. die laterale Ausdehnung des Ultraschallpulses ist am Anfang gleich dem Durchmesser des gewählten Ultraschallelementes. Die Länge  $x_{nah}$ , in welcher das Messvolumen anfangs dem Sensordurchmesser entspricht, ist abhängig von der Schallgeschwindigkeit  $c$  im Fluid und wiederum vom Sensordurchmesser:

$$x_{nah} = \frac{d^2}{4\lambda} = \frac{f_e d^2}{c}, \quad (29)$$

mit dem Durchmesser des Ultraschallelementes  $d$  und der Wellenlänge des Ultraschalles  $\lambda$  bzw. der Ultraschallfrequenz  $f_e$ . Diese Zone konstanter seitlicher Ausdehnung wird der Nahbereich genannt.

Nach diesem Nahbereich beginnt sich der Ultraschall aufzuweiten. Der Öffnungswinkel  $\gamma_0$  lässt sich wieder aus Schallgeschwindigkeit und Durchmesser bestimmen.

$$\gamma_0 = \arcsin\left(k \frac{\lambda}{d}\right) = \arcsin\left(k \frac{c}{f_e d}\right) \quad (30)$$

Der Faktor  $k$  ist vom gewählten Schwellwert des Schalldruckes und von der Betriebs-

Eigenschaften					
Durchmesser US-Element		$d$	(mm)	5	
US-Frequenz		$f_e$	(MHz)	4	
Schallgeschwindigkeit		$c_{GaInSn}$	(m/s)	2730	
Wellenlänge		$\lambda$	( $\mu\text{m}$ )	682,5	
Schallkegel					
Nahfeldgrenze	$x_{nah}$	(mm)	9,15		
Amplitudenverhältnis		(-)	0,71	0,50	0,00
		( $\Delta$ dB)	-3	-6	$-\infty$
Faktor	$k$	(-)	0,37	0,51	1,22
Öffnungswinkel	$\gamma_0$	( $^\circ$ )	2,89	3,99	9,59

Tabelle 4: Charakteristik des Schallfeldes in GaInSn für die eingesetzten Ultraschallsensoren

art abhängig. Für den Betrieb im Echoweg und drei ausgewählte Schwellwerte ist dieser Faktor in [Tabelle 4](#) aufgeführt. Die drei Schwellwerte entsprechen einem Abfall des Schalldruckes auf Null ( $-\infty$  dB), auf die Hälfte (-6 dB) und einer Verringerung des Schalldruckes um 29 Prozent (-3 dB). Als Öffnungswinkel ergeben sich Werte von 2,89 $^\circ$  bis maximal 9,59 $^\circ$ . Die Nahfeldgrenze ist in allen Fällen gleich und liegt bei gut 9 mm.

Im realen Messsignal ist nicht nur das Echo eines einzigen Partikels enthalten, sondern es überlagern sich viele Partikelechos. Die Auswertung und Berechnung der Geschwindigkeiten erfolgt daher über eine Korrelationsanalyse aufeinanderfolgender Echosignale. Letztendlich kann der resultierende Messwert als ein gewichteter Mittelwert über das Messvolumen aufgefasst werden.

Die Signalverarbeitung, Auswertung und Berechnung der Geschwindigkeiten ist in den kommerziellen Geräten des Ultraschall-Doppler-Verfahrens bereits integriert. Für die Beurteilung der Messergebnisse und den Vergleich mit numerischen Simulationen ist es jedoch notwendig, diese Charakteristik des Messverfahrens zu kennen. Die Messunsicherheit der Geschwindigkeitswerte wird mit kleiner als 5% angegeben [Takeda \[1991\]](#).

Für die Erfassung einer Fluidbewegung kann das Ultraschall-Doppler-Verfahren bezüglich des Fluides sowohl kontaktiert als auch nichtinvasiv verwendet werden. Bei der kontaktierten Anwendung taucht der Ultraschallsensor direkt in die Flüssigkeit ein.

Der Schall wird also direkt vom Sensor in das Fluid abgegeben. Bei der nichtinvasiven Anwendung wird der Sensor auf der Behälterwand aufgesetzt. Der Schall wird zuerst an die Behälterwand übertragen und von der Behälterwand dann an das Fluid. Dies setzt jedoch eine geeignete Materialkombination Wand-Fluid voraus, die eine gute akustische Ankopplung durch die Behälterwand ermöglicht. Alternativ kann der Ultraschallsensor auch durch Wandbohrungen bündig eingebaut werden und so direkt mit dem Flüssigmetall in Kontakt gebracht werden. Es wird dadurch eine Strömungsbeeinflussung wie beim Eintauchen vermieden und trotzdem der direkte Kontakt von Sensor und Flüssigmetall hergestellt. Allerdings müssen entsprechende Dichtelemente vorgesehen werden und ein Austausch der Sensoren ist im gefüllten Zustand nicht mehr möglich.

### 3. Versuchsaufbau

Es existieren am HZDR drei LIMMCAST-Versuchsanlagen die sich der experimentellen Untersuchung des Stranggießens widmen [Timmel et al., 2010b] (LIMMCAST = LIquid Metal Model for continuous CASTing). Für die in dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen des Stranggießens wird der Mini-LIMMCAST Versuchsstand verwendet. Die Untersuchungen an dieser Versuchsanlage beschäftigen sich mit der isothermen Strömung, d. h. die Erstarrung wird in diesen Experimenten nicht modelliert.

#### 3.1. Der experimentelle Aufbau von Mini-LIMMCAST

Abbildung 13 zeigt den Aufbau des Mini-LIMMCAST Versuchsstandes. Zu sehen sind die für den Prozess wesentlichen Komponenten, wie Verteiler, Stopfen, Tauchrohr und Kokille. Jeder dieser Modellkomponenten ist im Folgenden ein Kapitel gewidmet.

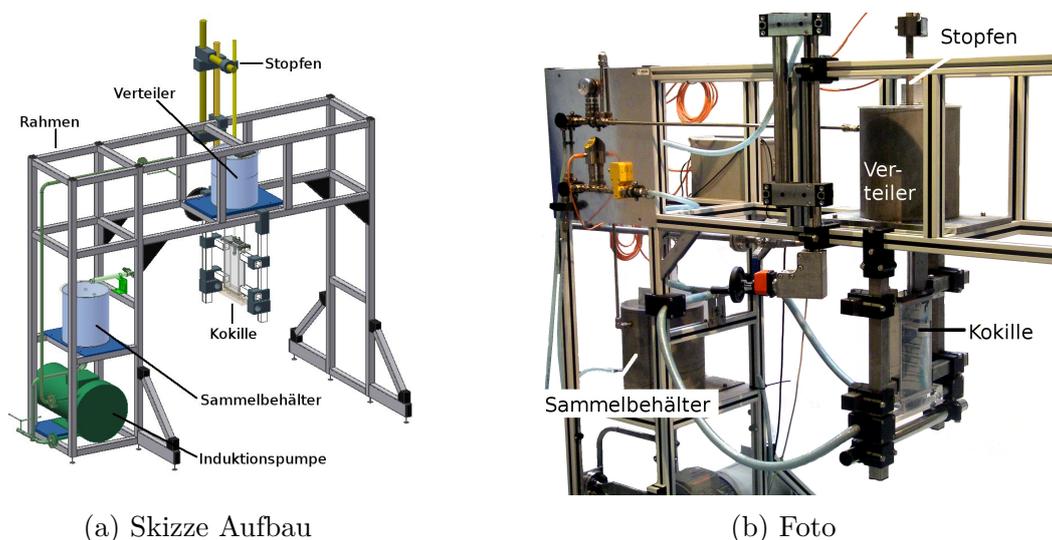


Abbildung 13: Mini-LIMMCAST

#### 3.1.1. Verteiler

Ein einfacher zylindrischer Behälter übernimmt im Modell die Funktion des Verteilers. Er fungiert wie im Vorbild beim kontinuierlichen Gussprozess als Flüssigmetallspeicher und Puffer. Die Austrittsgeschwindigkeit bzw. der Durchfluss werden maßgeblich durch die Stopfenposition und die Strömungsverluste bestimmt.

Der Zylinderdurchmesser ist mit ca. 265 mm deutlich größer gewählt als die Füllhöhe des Verteilers von ca. 100 mm. In der Zylindermitte befindet sich im Boden die Auslassöffnung zum Tauchrohr. Der Auslauf ist mit einem 45°-Winkel versehen (siehe auch [Abbildung 14a](#)). Das anschließende Tauchrohr ist an den Verteilerboden angeflanscht und lässt sich somit austauschen.

Als Schutz vor Oxidation des Flüssigmetalles und zur Verbesserung der Pegelmessung ist die freie Oberfläche im Verteiler mit einer schwimmenden Kunststoffplatte abgedeckt.

#### 3.1.2. Stopfen

Mit dem Stopfen kann der Durchfluss im Experiment eingestellt werden. Die Lage des Stopfens relativ zur Austrittsöffnung des Verteilers bei einem Hub von 20 mm ist in [Abbildung 14a](#) skizziert.

In der Stopfenmitte ist eine durchgehende Bohrung vorhanden. Dadurch ist es möglich, den Druck im Flüssigmetall an der Stopfenspitze zu messen bzw. Argon in das Flüssigmetall einzuperlen. Die Abmessungen des Stopfens und der Bohrungsdurchmesser sind in [Abbildung 14b](#) zu finden. Das letzte [Teilbild 14c](#) zeigt ein Foto des Stopfens der Mini-LIMMCAST Anlage. Der Stopfenhub wurde anfangs über eine Lineareinheit mit Kurbel eingestellt. Aufgrund von Störungen durch bewegte, ferromagnetische Bauteile bei Versuchen mit CIFT-Messungen wurde diese Mechanik im Laufe der Versuchsreihen durch einen Pneumatikzylinder mit einstellbarem Anschlag ersetzt.

#### 3.1.3. Tauchrohr

Das Modelltauchrohr besteht aus einem Acrylglasrohr mit einem Innendurchmesser von 10 mm und einer Gesamtlänge von 300 mm. Die Austrittsöffnung des Tauchrohres in die Kokille hat die Form eines Rechtecks, an dessen schmaler Seite sich ein Halbkreis anschließt. Die Bohrung liegt senkrecht zur Tauchrohrachse, d. h. der Neigungswinkel

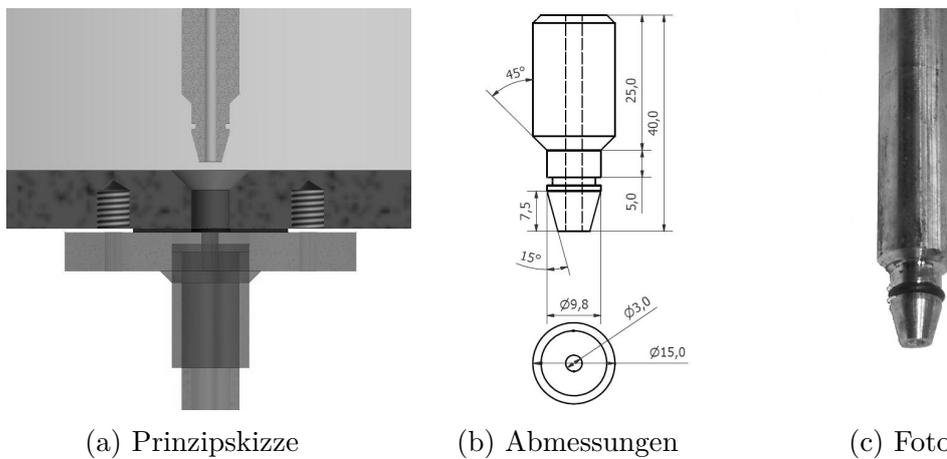


Abbildung 14: Modellstopfen

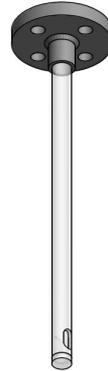
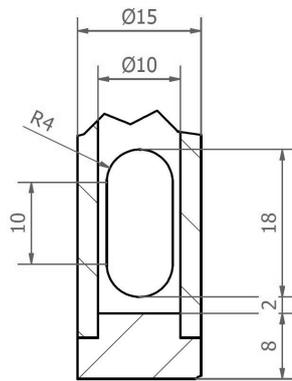
der Öffnung betrug  $0^\circ$ . In [Abbildung 15a](#) sind die Abmessungen der Tauchrohröffnung dargestellt.

### 3.1.4. Kokille

Das Mini-LIMMCAST Experiment besitzt eine Modellkokille aus Acrylglas. Dieses Material besitzt eine ähnliche Schallgeschwindigkeit wie GaInSn und bietet erfahrungsgemäß gute Voraussetzungen für eine Ultraschallmessung durch die Wand ins Fluid.

Als Kokillentyp wurde eine Brammengeometrie gewählt. Diese Kokillen haben einen rechteckigen Querschnitt. In der Modellkokille von Mini-LIMMCAST beträgt er 140 mm x 35 mm. Die Länge der Seitenwände beträgt 300 mm (siehe auch [Abbildung 16a](#)). Am unteren Ende setzt sich die Kokille mit einer Querschnittsverengung und zwei seitlichen Ausläufen fort. Die Kokille ist auch im Experiment ein offener Behälter mit einer freien Flüssigmetalloberfläche.

Die Acrylglaswände stellen eine isolierende Begrenzung des Schmelzenvolumens in der Kokille dar. Um den Einfluss der erstarrten Strangschale nachzubilden, werden in manchen Versuchen an den breiten Kokillenseiten dünne Metallbleche eingeführt und damit an dieser Stelle eine elektrisch leitfähige Begrenzung des Schmelzenvolumens realisiert.



(a) Abmessungen Tauchrohröffnung

(b) Skizze des Tauchrohres

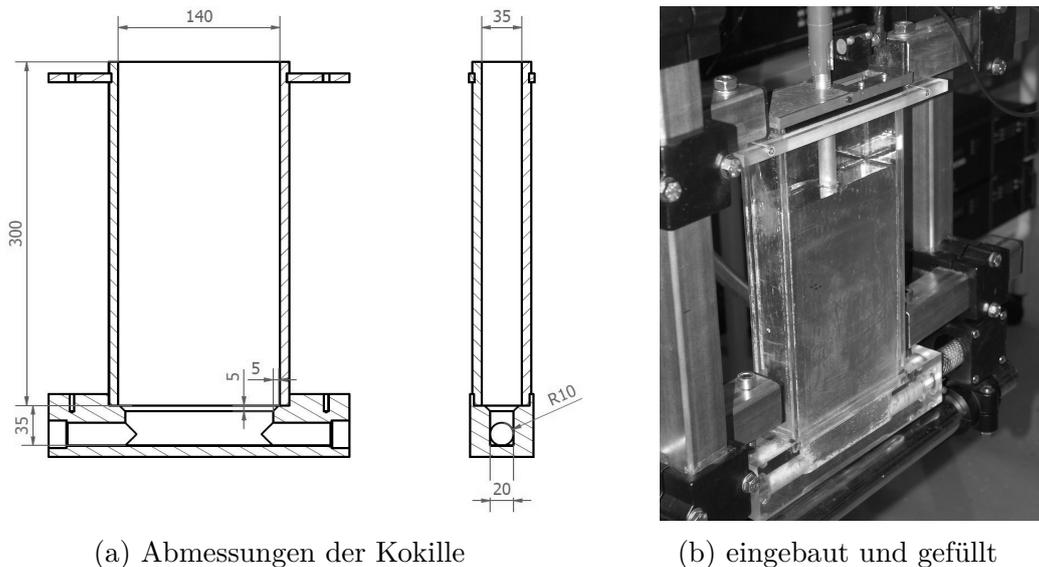
(c) Foto des Tauchrohres

Abbildung 15: Modelltauchrohr

## 3.2. Ähnlichkeit

Der Aufbau von Mini-LIMMCAST orientiert sich an den Geometrien einer Brammengussanlage. Wie auch bei der Grundform des Kokillenquerschnittes gibt es bei den Seitenverhältnissen vielfältige Varianten. Weiterhin werden in der Industrie Kokillen eingesetzt, welche eine Veränderung der Breite im mit Schmelze gefüllten Zustand zulassen. Der Vergleich in [Tabelle 5](#) zeigt, dass die gewählten Modellparameter den Fall einer Brammengussanlage gut nachbilden. Für die aufgeführte Vorbildanlage ergibt sich anhand der Kokillenbreite ein Modellmaßstab von ca. 1 : 10. Die Versuchsanlage ist so flexibel konzipiert, dass ein Wechsel der wichtigsten Komponenten Kokille und Tauchrohr vergleichsweise schnell erfolgen kann. Die Zielstellung dieser Arbeit liegt jedoch nicht in der Untersuchung des Einflusses der geometrischen Abmessungen auf die Kokillenströmung. Für die hier durchgeführten Experimente werden daher immer dieselbe Kokille und dasselbe Tauchrohr verwendet.

In [Tabelle 5](#) sind die Abmessungen und die dimensionslosen Kennzahlen für eine konkrete Beispielanlage und für das zu realisierende Flüssigmetallmodell gegenübergestellt. Des Weiteren ist zum Vergleich in der Spalte *Min-Max* der Wertebereich der in [Tabelle 3](#) gelisteten Stahlgussanlagen aufgeführt. Für die Dicke der Strangschale beim Verlassen der Kokille wird in der Literatur ein Schätzwert von etwa 10 mm angegeben [[Li et al., 2000](#)]. Bei [Chaudhary et al. \[2008\]](#) wird das Profil der erstarrten Strangschale als Randbedingung berechnet. Die Dicke der Strangschale verläuft über



(a) Abmessungen der Kokille

(b) eingebaut und gefüllt

Abbildung 16: Modellkokille

die Kokillenlänge insbesondere im Anfangsbereich kurz unterhalb der Schmelzenoberfläche nicht linear. Die genaue Länge der Kokille ist für den von [Chaudhary et al. \[2008\]](#) betrachteten Fall leider nicht angegeben, für eine typische Kokillenlänge von 800 bis 1000 mm stellt sich jedoch eine Dicke der Strangschale von 15 bis 18 mm ein. Die magnetischen Felder werden jedoch nicht am Ende der Kokille sondern auf Höhe des Flüssigmetallstrahles eingesetzt wo die Strangschale noch dünner ist. Auf Höhe des Tauchrohres ergibt sich für die simulierte Strangschalendicke etwa 7 mm, im Beispiel von [Li et al. \[2000\]](#) sind es entsprechend weniger. Als Wert für die mittlere Dicke der Strangschale wird daher 5 mm angenommen. Die Ähnlichkeitskennzahlen in [Tabelle 5](#) beziehen sich, soweit nicht anders angegeben, auf die Dicke und die Gießgeschwindigkeit in der Kokille. Nur für die Reynolds-Zahl wurde zusätzlich der Wert im Tauchrohr berechnet.

Die dimensionslosen Kennzahlen liegen beim Modell in der gleichen Größenordnung wie beim Strangguss von Stahl. Die Kennzahlen zwischen Vorbild und Modell unterscheiden sich nur um einen Faktor im Bereich von minimal 0,8 bis maximal 3,7.

Der Interaktionsparameter  $N$  ist sowohl in der Stahlgussanlage als auch im Modell deutlich größer als 1. Es ist somit ein deutlicher Einfluss des Magnetfeldes zu erwarten. Im Modell ist der Interaktionsparameter um den Faktor 3,7 größer. Der Effekt des

### 3. Versuchsaufbau

			Vorbild Stahlguss		Modell
			Min-Max (Tabelle 3)	<i>Nucor Steel</i> aus (a)	Mini- LIMMCAST
Fluid			Stahl		Ga <sub>68</sub> In <sub>20</sub> Sn <sub>12</sub>
Durchmesser Tauchrohr	D <sub>TR</sub>	(mm)	–	80	10
Kokillendicke	d <sub>Kok</sub>	(mm)	90–305	90	35
Kokillenbreite	b <sub>Kok</sub>	(mm)	800–2200	1374	140
Durchfluss	$Q$	(l/min)	–	408	6,6
Gießgeschwindigkeit	u <sub>Giesz</sub>	(m/min)	0,65–5,00	3,30	1,35
Geschwindigkeit im Tauchrohr	u <sub>TR</sub>	(m/s)	–	1,35	1,4
Magnetische Flussdichte	B	(mT)	70–500	355	310
Ähnlichkeitskennzahlen					
Reynolds-Zahl Tauchrohr ( $u_{TR}$ )	Re	(10 <sup>3</sup> )	–	126,3	41,2
Kokille ( $u_{Giesz}$ )		(10 <sup>3</sup> )	2,3–11,7	5,8	2,3
Froude-Zahl	Fr	(-)	0,38–5,32	3,5	2,3
magn. Reynolds-Zahl	Rm	(10 <sup>-3</sup> )	1,8–9,0	4,4	3,2
Interaktionsparameter	N	(-)	4,1–361,3	20,5	75,4
Hartmann-Zahl	Ha	(-)	196–914	348	417
el. Randbedingung					
Material				erstarrter Stahl	Messingblech
Wandstärke	$\delta_w$	(mm)	5 (angenommen)		0,5
Wandleitfähigkeit	$\sigma_{el-w}$	(10 <sup>6</sup> A/Vm)	0,787 aus (b)		15
Wandleitfähigkeitsverhältnis	$c_w$	(-)	0,037–0,138	0,138	0,138

(a) - [Cukierski und Thomas, 2008]

(b) - [Bogaard et al., 1993] für  $\vartheta = 1250$  °C

Tabelle 5: Dimensionslose Kennzahlen für Vorbild und Modell

magnetischen Feldes ist damit ausreichend berücksichtigt. Die magnetische Reynolds-Zahl ist in beiden Anlagen ähnlich und mit einer Größenordnung von  $10^{-3}$  sehr viel kleiner als 1. Das aufgeprägte externe Magnetfeld wird durch die Schmelzenströmung und die induzierten Magnetfelder daher nicht merklich verändert. Die Hartmann-Zahlen liegen zwischen Modell und Stahlgussanlage nah beieinander.

Weiterhin sind Material und Wandstärke des Bleches im Modell so gewählt, dass der Wandleitfähigkeitsparameter mit den angenommenen Werten für die erstarrte Strangschale übereinstimmt.

### 3.3. Anlagenbetrieb mit Mini-LIMMCAST

Abbildung 17 zeigt den schematischen Aufbau der Versuchsanlage. Die Mini-LIMMCAST-Anlage wird drucklos betrieben. In Sammelbehälter, Verteiler, Kokille sowie im Bereich des Dammes befinden sich freie Oberflächen der Schmelze.

Die Experimente an der Mini-LIMMCAST Versuchsanlage werden diskontinuierlich durchgeführt. Eine Induktionspumpe befördert die Schmelze aus einem Vorratsbehälter in den Verteiler, dessen Auslauf von dem Stopfen verschlossen ist. Nach Beenden des Füllvorganges wird durch Öffnen des Stopfens das Experiment gestartet. Die Schmelze fließt aus dem Verteiler am Stopfen vorbei in das Tauchrohr und anschließend über zwei seitliche Tauchrohröffnungen in die Kokille. Am Kokillenboden befinden sich zwei seitliche Austrittsöffnungen auf den Schmalseiten der Kokille. Von dort fließt das Flüssigmetall über einen Damm zurück in den Sammelbehälter. Die Höhe des Dammes bestimmt den Ruhepegel in der Kokille. Dieser ist so eingestellt, dass die Tauchrohröffnungen im Ruhezustand bedeckt sind. Wird der Stopfen geöffnet, steigt der Kokillenpegel an, bis sich ein Gleichgewicht von statischen Druck sowie den Reibungsverlusten zwischen Kokille und Damm eingestellt hat.

Über den Stopfenhub kann der Volumenstrom in den Experimenten eingestellt werden. Die Variation des Durchflusses spielt bei den hier vorgestellten Experimenten jedoch keine Rolle. Bei allen Versuchen in dieser Arbeit wird der Stopfenhub mit 20 mm konstant gehalten, wobei sich ein Durchfluss von ca. 110 ml/s einstellt.

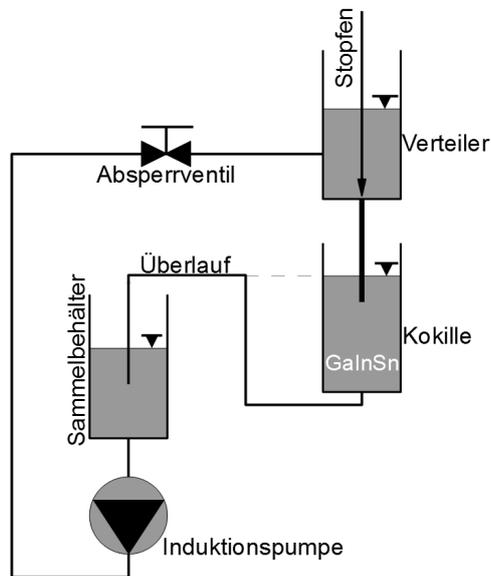


Abbildung 17: Schematischer Aufbau des Mini-LIMMCAST Experimentes

## 3.4. Messung der Mini-LIMMCAST Prozessgrößen

Neben der eigentlichen Strömungsmessung werden auch Messwerte zur Charakterisierung und zur Kontrolle des Versuchsablaufes aufgenommen. Diese beinhalten insbesondere die Pegel in Verteiler und Kokille, die Druckverhältnisse an der Stopfenspitze, sowie zur Kontrolle der für den jeweiligen Versuch eingestellte Stopfenhub. Die einzelnen Parameter werden im Folgenden näher erläutert und die zugehörigen Messgeräte aufgeführt.

### 3.4.1. Verteilerpegel

Die Messung des Verteilerpegels erfolgt über einen analogen Laser-Wegaufnehmer (*LAS-Z-400*, WayCon Positionsmesstechnik, Messbereich 100 mm bis 500 mm), welcher nach dem Triangulationsprinzip arbeitet. Im Verteiler schwimmt ein Deckel auf der Schmelze, um neben der Reduktion der Oxidation eine stabile Pegelmessung mittels Lasertriangulation zu ermöglichen. Dies ist notwendig, da spiegelnde, bewegte Oberflächen wie von flüssigen Metallen den Messstrahl des Lasers fast vollständig in eine unbestimmte Richtung reflektieren können. Für die Photodioden des Wegauf-

nehmers bleibt der Messpunkt damit unsichtbar und eine Abstandsmessung wird nur unzureichend bis gar nicht möglich.

Durch die diskontinuierliche Betriebsweise findet im Verteiler keine Überlagerung von Massenzufluss aus der Pumpe und Abfluss über das Tauchrohr statt, wie es bei kontinuierlichem Betrieb mit Pumpe der Fall gewesen wäre. Dies hat den Vorteil, dass der Pegelabfall eindeutig dem Volumenstrom durch das Tauchrohr zugeordnet werden kann. Bei bekanntem Verteilerquerschnitt ist so eine Berechnung des mittleren Durchflusses über eine lineare Regression des Verteilerpegels im Versuchszeitraum möglich. Eine ausführlichere Betrachtung zur Berechnung des Durchflusses erfolgt in [Unterabschnitt 3.5](#).

### 3.4.2. Stopfenhub

Die Messung des Stopfenhubes erfolgt analog zum Verteilerpegel über die Lasertriangulation und dient der Kontrolle des Stellweges. Der Lasersensor (*LAS-Z-400*) wurde im Laufe der Experimente durch einen Sensor mit geringerem Messbereich, jedoch besserer Auflösung ausgetauscht (*LAS-T-40-A*, WayCon Positionsmesstechnik, Messbereich 30 mm bis 70 mm).

### 3.4.3. Kokillenpegel

Der Kokillenpegel wird mit einem Ultraschallabstandssensor (*zws-15/CI/QS*, microsonic GmbH, Messbereich 20 mm bis 150 mm) bestimmt. Dieser Sensor arbeitet nach dem Laufzeitverfahren. Im Gegensatz zu den Lasersensoren führte die spiegelnde Oberfläche des Flüssigmetalles bei der Ultraschall-Abstandsmessung zu keiner Beeinträchtigung des Messsignales. Bei Messungen unter Magnetfeldeinfluss ist um den Ultraschallsensor ein Stahlgehäuse zur Abschirmung des Feldes montiert, welches die Funktion des Sensors sicherstellt.

Aufgrund der Strömungsverluste beim Übergang von Kokille in den Sammelbehälter liegt der Kokillenpegel während der Versuche um ca. 7 cm höher als der Pegel am Damm. Aus der Messung des Kokillenpegels lassen sich u. a. die Einlaufphase und der Gleichgewichtszustand unterscheiden. Ungefähr zehn Sekunden nach Öffnen des Stopfens ist der steile Pegelanstieg in der Kokille abgeschlossen und die Einlaufphase beendet. Anschließend fällt der Kokillenpegel bis zum Schließen des Stopfens nur leicht ab.

#### 3.4.4. Druck an Stopfenspitze

Über die Zuleitung für die Argoneinperlung in das Tauchrohr kann der Druck an der Stopfenspitze gemessen werden. Der Drucksensor (*PS001V-404-LI2UPN8X-H1141*, TURCK Industrielle Automation, Messbereich  $-100\text{ kPa}$  bis  $100\text{ kPa}$ ) ist zwischen dem Absperrventil und der Stopfenspitze montiert.

Die Messstelle des Druckes im Koordinatensystem des Verteilers ist abhängig vom eingestellten Stopfenhub. Für Experimente mit unterschiedlichen Stopfenpositionen ergeben sich somit auch leicht unterschiedliche Messpositionen. Bei großem Stopfenhub kann dies u. a. dazu führen, dass die Stopfenspitze zu weit vom Verteilerauslauf entfernt ist. Die gemessenen Druckwerte sind dann unabhängig von der Auslaufströmung. Dies ist bereits bei dem in dieser Arbeit realisierten Stopfenhub von  $20\text{ mm}$  der Fall.

#### 3.4.5. Messwerterfassung

Die Steuerung, Kommunikation und die Messwerterfassung werden über ein Messprogramm von einem PC aus kontrolliert. Dieses Messprogramm ist in C++ geschrieben und nimmt die Daten aller analoger Sensoren auf. Komponenten mit eigener Steuereinheit werden über entsprechende serielle Schnittstellen angesprochen und synchronisiert. Das Gerät für die Geschwindigkeitsmessung in der Kokille wird über seinen analogen Triggereingang gestartet.

#### 3.4.6. Beispielmessung Prozessgrößen

In [Abbildung 18](#) ist beispielhaft ein typischer Verlauf der Prozessdaten dargestellt. In diesem Beispiel wird nach ca. sieben Sekunden der Stopfen um  $20\text{ mm}$  angehoben, der „Gussprozess“ beginnt. Nach weiteren zehn Sekunden hat der Kokillenpegel ein stabiles Niveau erreicht. Die Regressionsgerade am Verteilerpegel zur Bestimmung des mittleren Durchflusses wird für den Zeitbereich von  $20 \leq t \leq 40$  ermittelt. In der davor liegenden Einlaufphase ist der Abfall im Verteilerpegel und damit der Durchfluss höher als im anschließenden Bereich der Regressionsgerade. Zum Zeitpunkt bei  $45$  Sekunden ist nur noch eine kleine Restmenge Flüssigmetall im Verteiler und der Stopfen wird geschlossen. Der Kokillenpegel beginnt darauf hin schnell abzusinken. Am Versuchsende ist in den Messdaten des Kokillenpegel ein Ausschwingen zu erkennen, wenn der Zufluss aus dem Verteiler bereits zum Erliegen gekommen ist und bevor

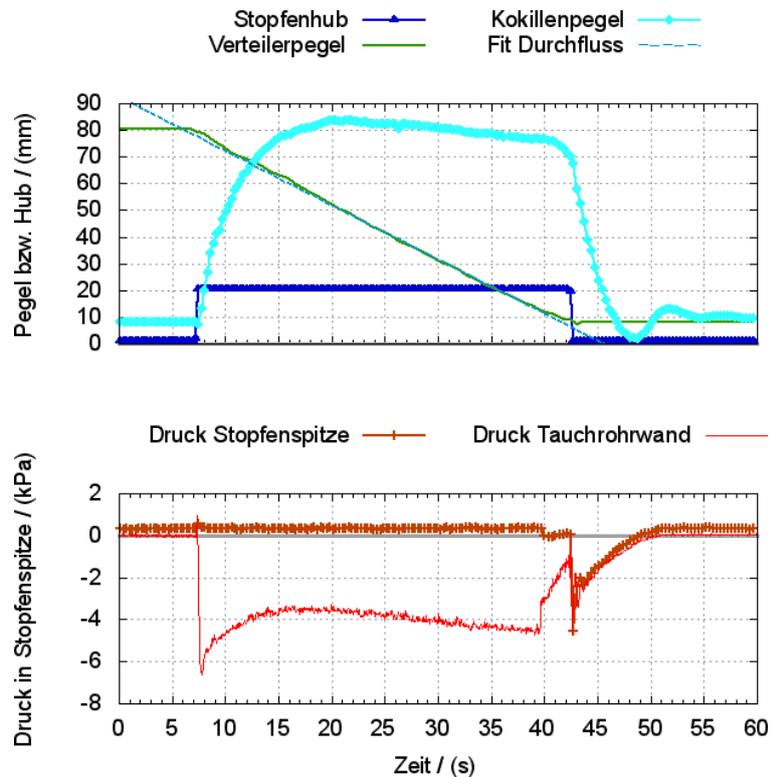


Abbildung 18: Beispiel für den Verlauf der Prozessparameter während eines Experimentes ohne angelegtes Magnetfeld

sich der Ruhepegel wieder einstellt. Dieses Ausschwingverhalten am Versuchsende ist auf dem einem U-Rohr ähnlichen Aufbau von Kokille, Überlauf und den diese Komponenten verbindenden Schläuche zurückzuführen.

Im unteren Teil des Diagrammes sind der Druck an der Stopfenspitze und an der Tauchrohrwand dargestellt. Die Stopfenspitze ist erst bei Schließen des Stopfens in der Position um strömungsinduzierte Druckänderungen im Flüssigmetall zu messen. Bis dahin ist die Stopfenspitze bei dem gegebenen Stopfenhub, wie bereits beschrieben, zu weit vom Verteilerauslauf entfernt. Für die Messung des Druckes an der Tauchrohrwand wurde in einigen Experimenten ein Tauchrohr mit eingebautem faseroptischen Druckaufnehmer verwendet (*FOP-M*, FISO Technologies, Messbereich  $-50$  kPa bis  $50$  kPa als Sonderkalibrierung). Der Durchmesser des Sensors beträgt weniger als ein Millimeter und wurde mit seiner Front bündig zur Innenfläche des Tauchrohres eingeklebt. Die Innengeometrie bleibt dadurch unbeeinflusst. Die Sensorposition befindet

sich 76 mm unterhalb des Tauchrohrbodens (Oberkante) bzw. bezüglich des Kokillenkoordinatensystems bei  $z = -225$  mm <sup>1</sup>. Der Drucksensor benötigt ein eigenes, separates Auswerte- und Steuergerät (*Universal Multichannel Instrument - 8 (UMI8)*, SN: 10U6.0013, FISO Technologies). Der faseroptische Drucksensor ist in der Lage, während des gesamten Experimentes den Druck an der Tauchrohrwand zu messen. Es stellt sich dabei ein permanenter Saugdruck ein. Solch ein Saugdruck im Tauchrohr mit Stopfenmechanismus am Einlauf wurde z. B. auch in Untersuchungen an einem Wassermodell gefunden [Savolainen et al., 2010]. Ab dem Zeitpunkt des geschlossenen Stopfens stimmen die beiden Drucksensoren wieder sehr gut überein. Der Einbruch im Saugdruck bei  $t = 40$  s ist auf den geringen Verteilerpegel zurück zu führen. Der Pegel ist bereits so niedrig, dass Luft mit in das Tauchrohr gesaugt wird. In diesem Beispiel hätte der Stopfen ca. 2 Sekunden eher geschlossen werden können.

Der leichte Abfall des Kokillenpegels in [Abbildung 18](#) kann über eine Abschätzung der Durchflüsse aus Verteiler und Kokille erklärt werden.

## 3.5. Durchfluss

### 3.5.1. Abschätzung mit der Bernoulli-Gleichung

Über die Bernoulli-Gleichung lässt sich der theoretische Durchfluss in Abhängigkeit vom Füllstand in den Behältern abschätzen.

$$p + \rho gh + \frac{\rho}{2}u^2(1 + \zeta) = const. \quad (31)$$

$$Q = u A \quad (32)$$

[Abbildung 19](#) zeigt den Verlauf des Durchflusses zum Einen für den Auslauf aus dem Verteiler über das Tauchrohr in die Kokille und zum Anderen für den Auslauf aus der Kokille über die Schlauchverbindung zum Überlauf. Beide Kurven werden unabhängig voneinander berechnet. Für den Durchfluss aus dem Verteiler wird ein konstanter Kokillenpegel von 80 mm angenommen. Bei der Durchflussberechnung aus der Kokille wird die Höhe des Überlaufes als konstant bei 12 mm angesetzt. Die Berechnung erfolgt für jeden Pegelstand mit der stationären Bernoulli-Gleichung.

---

<sup>1</sup>Für eine Skizze zur Sensorposition siehe [Abbildung A.3](#)

Der Durchfluss der Kokille beginnt bei Null mit einem Kokillenpegel auf gleicher Höhe wie der Überlauf. Anschließend steigt der Durchfluss mit dem Kokillenpegel stark an und flacht mit steigendem Pegel zunehmend ab. Im Gegensatz zum Kokillendurchfluss beginnt der Verteilerdurchfluss aufgrund der stets vorhandenen, treibenden Höhendifferenz zwischen Verteilerpegel und Kokillenpegel bereits bei kleinen Füllhöhen im Verteiler mit einem deutlichen Durchfluss. Die Abhängigkeit des Durchflusses vom Verteilerpegel verläuft über den gesamten Bereich nahezu linear.

In [Abbildung 19](#) sind mit Pfeilen die Zustände am Anfang und am Ende des Experimentes dargestellt. Als Anfangshöhe des Flüssigmetalles im Verteiler sind in diesem Beispiel 100 mm angesetzt. Bei diesem Verteilerpegel ergibt sich ein Durchfluss von 117 ml/s. Für die Zustandsbetrachtung wird davon ausgegangen, dass sich ein Gleichgewicht eingestellt hat und die Durchflüsse in Verteiler und Kokille gleich sind. Bei gleichem Durchfluss von 117 ml/s stellt sich in der Kokille bei einem Pegel von 84 mm ein. Das Experiment endet bei einem Verteilerpegel von 10 mm. Dies

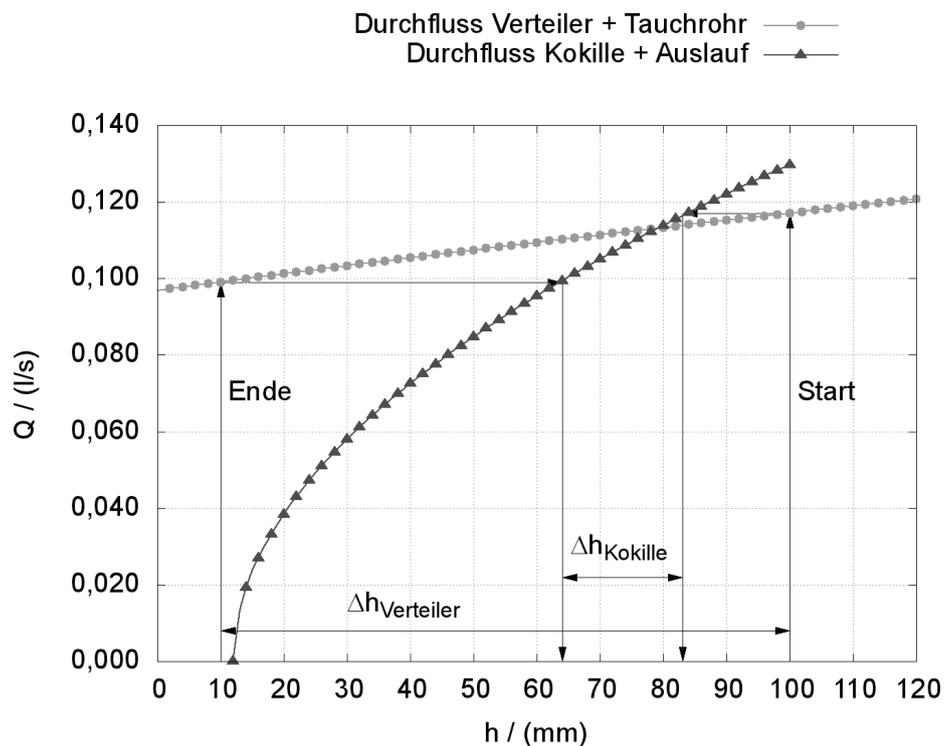


Abbildung 19: Abschätzung des Durchflusses in Abhängigkeit vom Pegelstand aus der stationären, verlustbehafteten Bernoulli-Gleichung

entspricht einem Durchfluss von 99 ml/s und einem Kokillenpegel von 64 mm. Damit fällt während des Experimentes der Verteilerpegel um 90 mm, der Kokillenpegel dagegen nur um 20 mm. Der Kokillenpegel steht am Anfang des Experimentes jedoch nicht sofort auf seinem Maximalwert sondern er steigt während einer Einlaufphase aus der Ruheposition in den ersten ca. 10 Sekunden an, bis sich ein Gleichgewicht zwischen dem Zulauf aus der Kokille und dem Abfluss in den Sammelbehälter bildet. Daher ist der Abfall im Kokillenpegel in [Abbildung 18](#) nach Erreichen des Maximums kleiner als der Abfall unter der Annahme von einem sofortigen Gleichgewicht von Zulauf und Ablauf bestimmten 20 mm ( $\Delta h_{kok}$  in [Abbildung 18](#)).

Die Abschätzung geht von der stationären Bernoulli-Gleichung aus. Der Durchfluss ändert sich durch den abnehmenden Verteilerpegel im Laufe des Experimentes. Die Bernoulli-Gleichung kann um einen instationären Term erweitert werden, der die Beschleunigung des Fluides einbezieht.

$$p_1 + \rho gh_1 + \frac{\rho}{2} u_1^2 = p_2 + \rho gh_2 + \frac{\rho}{2} u_2^2 (1 + \zeta) + \rho \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial t} ds \quad (33)$$

Um den Fehler durch die stationäre Betrachtung abzuschätzen, wird der Beschleunigungsdruck zum hydrodynamischen Druck ins Verhältnis gesetzt.

$$\epsilon = \frac{2 \frac{\partial u}{\partial t} ds}{u^2} = \frac{2 \partial Q ds}{\partial t Q^2} \quad (34)$$

Bei einem Verteilerpegel von 100 mm erreicht der Beschleunigungsanteil 0,317 % des dynamischen Druckes und steigt bis auf 0,437 % beim Abfall des Pegels auf 10 mm. Für die Abschätzung des Durchflusses in Abhängigkeit vom Pegel erscheint die stationäre Betrachtung daher als ausreichend.

Für einen Vergleich mit den gemessenen Prozessparametern ([Abbildung 18](#)) ist in [Abbildung 20](#) der zeitliche Verlauf der berechneten Prozessparameter Verteilerpegel, Kokillenpegel und Tauchrohrwanddruck dargestellt. Zusätzlich ist der Durchfluss aus dem Verteiler in die Kokille und der Durchfluss aus der Kokille in den Überlauf aufgeführt. Die zeitabhängige Berechnung der Prozessparameter erfolgte mit der verlustbehafteten, instationären Bernoulli-Gleichung. Die Füllhöhe des Verteilers

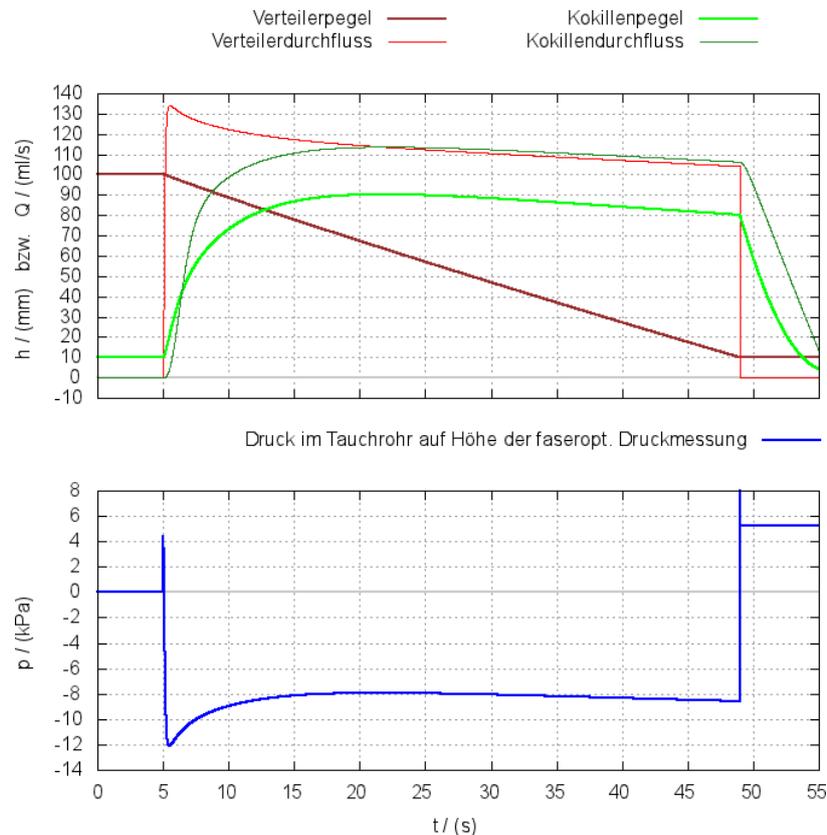


Abbildung 20: Berechnung der Prozessparameter mit der instationären, verlustbehafteten Bernoulli-Gleichung

beträgt am Anfang 100 mm.

Im Zeitpunkt  $t = 5$  s wird der Durchfluss durch das Tauchrohr freigegeben. In der Rechnung ist das Tauchrohr am Beginn des Experimentes bereits vollständig mit Flüssigmetall gefüllt. Der Durchfluss aus dem Verteiler steigt schlagartig an und erreicht in der Einlaufphase bis zu 130 ml/s. Der Durchfluss und der Pegel in der Kokille steigen dagegen langsamer und erreichen erst nach ca. 15 Sekunden ihren Maximalwert. Ab diesem Zeitpunkt verlaufen die Durchflüsse in Kokille und Verteiler synchron. Der Verteilerpegel fällt wie in den Messungen linear ab. Erreicht der Verteilerpegel den gesetzten Grenzwert von 10 mm wird der Durchfluss aus dem Verteiler im folgenden auf den Wert von 0 ml/s gesetzt. Der gemessene und berechnete zeitliche Druckverlauf im Tauchrohr stimmen bis zum Schließen des Stopfen ebenfalls sehr gut überein. Beim Öffnen des Stopfen ist in der Rechnung eine positive Druckspitze zu erkennen. Im

realen Experiment muss sich das Tauchrohr erst füllen, so dass diese Druckspitze nur ansatzweise in den Messungen zu erkennen ist. Anschließend stellt sich durch den hohen Durchfluss ein maximaler Saugdruck ein. Der Saugdruck fällt im weiteren Verlauf des Experimentes ab, bis sich die Durchflüsse angeglichen haben. Im Folgenden steigt der Saugdruck wieder leicht an. Der gebogene Verlauf des Saugdruckes lässt sich mit dem veränderlichen Kokillenpegel erklären. Berechnet man die Prozessparameter nur für den Auslauf des Verteilers in die Kokille und hält dabei den Kokillenpegel konstant, so ergibt sich – bis auf den Start und das Ende des Experimentes – ein konstanter Saugdruck an der Tauchrohrwand.

#### 3.5.2. Durchflussberechnung aus dem Verteilerpegel

Durch die Messung der Prozessgrößen ist es möglich, aus dem zeitlichen Verlauf des Verteilerpegels auf den mittleren Durchfluss während des Experimentes zu schließen. Der Durchfluss  $Q$  lässt sich aus dem Verteilerquerschnitt  $A_V$  und dem mittleren Abfall des Verteilerpegels  $\bar{u}_{VP}$  folgendermaßen bestimmen:

$$\bar{Q}_{Experiment} = |A_V \bar{u}_{VP}| \quad (35)$$

In einem geeigneten zeitlichen Abschnitt wird für den Verteilerpegel eine lineare Regression durchgeführt und so die Koeffizienten  $a_1$  und  $a_0$  der linearen Gleichung bestimmt.

$$h_{VP} = a_1 t + a_0 \quad (36)$$

Der Anstieg der linearen Gleichung  $a_1$  entspricht der gesuchten Geschwindigkeit des Verteilerpegels.

$$\bar{u}_{VP} = \frac{\Delta h_{VP}}{\Delta t} = a_1 \quad (37)$$

Da der Verteilerpegel abnimmt und die Menge an Flüssigmetall im Verteiler kleiner wird, ergibt sich folgerichtig ein negativer Durchfluss. Für den untersuchten Prozess ist

Starthöhe Verteilerpegel	$h_{VP,start}$	(mm)	80	100
Durchfluss bei Starthöhe	$Q(h_{VP,start})$	(ml/s)	113,3	117,1
mittlerer Durchfluss	$\bar{Q}(h_{VP,start})$	(ml/s)	106,2	108,0
Unterschied im mittleren Durchfluss	$\Delta\bar{Q}$	(ml/s) (%)		1,8 1,7

Tabelle 6: Abschätzung für den mittleren Durchfluss aus der stationären Bernoulli-Gleichung

die Richtung des Volumenstromes aus dem Verteiler über das Tauchrohr, die Kokille und den Überlauf hin zum Sammelbehälter klar ersichtlich. Das Vorzeichen bringt keine weiteren Informationen über den Prozess und daher wird im Folgenden für den berechneten Durchfluss immer nur der Betrag angegeben.

Wie die stationäre Abschätzung des Durchflusses in [Abbildung 19](#) gezeigt hat, ist der Durchfluss vom aktuellen Verteilerpegel abhängig. Diese Daten können für eine gewichtete Mittelwertbildung des Durchflusses  $\bar{Q}$  genutzt werden:

$$\bar{Q}_{Bernoulli} = \frac{\sum t_i Q_i}{\sum t_i} \quad (38)$$

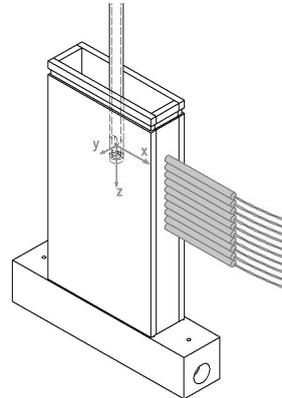
Dabei ist  $t_i$  die Zeit für den Abfall des Pegels um  $\Delta h_i$  mit dem bei dieser Höhe geltenden Durchfluss  $Q_i$  und der Gesamtlaufzeit des Experimentes von  $T$ . Dies führt auf folgende Gleichung für den mittleren Durchfluss:

$$\bar{Q}_{Bernoulli} = \frac{\sum \frac{u_{VP,i}}{\Delta h_i} Q_i}{T} = \sum \frac{Q_i^2}{\Delta h_i} \frac{1}{A_{vert} T} \quad (39)$$

[Tabelle 6](#) zeigt den Startdurchfluss und den nach [Gleichung \(38\)](#) gemittelten Durchfluss für die zwei Startfüllhöhen von 80 mm und 100 mm. Der sich ergebende Unterschied durch die unterschiedlichen Anfangsbedingungen beträgt demnach 1,8 ml/s bzw. nur 1,7%. Bei der Betrachtung des Verteilerdurchflusses wurde ein konstanter Kokillenpegel von 80 mm angenommen. Da der Kokillenpegel ebenfalls leicht absinkt, verringert sich die tatsächlich treibende Höhendifferenz etwas langsamer als angenommen. Des Weiteren führt in der instationären Betrachtung eine Abnahme des Durchflusses bzw. der Geschwindigkeit zu einem negativen Beitrag in der Bilanz der



(a) *DOP2000*



(b) Beispiel für Sensoranordnung

Abbildung 21: Ultraschall-Doppler-Messgerät

Bernoulli-Gleichung, die durch den dynamischen Druck ausgeglichen werden muss, d.h. die Abnahme der Geschwindigkeit bzw. des Durchflusses fällt nicht ganz so stark aus. Das spiegelt die Trägheit des Fluides wieder, seine ursprüngliche Geschwindigkeit beizubehalten und einer Änderung entgegen zu wirken. Die Abschätzung über die Abhängigkeit des gemittelten Durchflusses von der Starthöhe des Verteilerpegels ergibt damit eher konservative Werte.

### 3.6. Die Geschwindigkeitsmessung in der Kokille

Die Geschwindigkeiten in der Kokille werden mit dem Ultraschall-Doppler-Verfahren gemessen. Dazu wird das *DOP2000* zusammen mit den Ultraschallwandlern vom Typ *TR 04 05* (beide Signal Processing SA) eingesetzt. Die Sensoren sind auf eine Ultraschallfrequenz von 4 MHz abgestimmt. Der Ultraschall-Wandler ist im Durchmesser 5 mm und das Sensorgehäuse 8 mm groß. In [Abbildung 21](#) ist eine Einheit aus Steuergerät und einem einzelnen Sensor zu sehen. Es können bis zu zehn Ultraschallsensoren gleichzeitig mit diesem Messgerät angesteuert und ausgewertet werden, wobei die Sensoren im Multiplexerbetrieb angesprochen werden. Für die Charakterisierung der Kokillenströmung werden Messungen mit unterschiedlichen Anordnungen der Ultraschallsensoren realisiert.

In [Abbildung 21b](#) sind die an Mini-LIMMCAST realisierten Sensoranordnungen und die Lage des Koordinatensystems in der Kokille skizziert. Der Ursprung des

Koordinatensystems liegt auf der Tauchrohrachse und in der Mitte der Austrittsöffnung.

An der Schmalseite der Kokille sind bis zu zehn Sensoren im Einsatz, welche eine Messebene in der Kokillenmitte parallel zu den Breitseiten aufspannen. Die Position der Ultraschallsensoren ist so gewählt, dass die aus dem Tauchrohr austretende Strahlströmung erfasst wird. Der oberste Sensor befindet sich dabei auf einer Höhe von  $z = -21$  mm. Alle weiteren Sensoren folgen in einem Abstand von zehn Millimetern. Die Lage der horizontalen Messlinien ist in [Abbildung 22a](#) skizziert. Der ausgewählte Messbereich von  $z = -21$  mm bis 69 mm deckt die horizontale Kokillenströmung im Bereich des Flüssigmetallstrahles sehr gut ab. Unter den gegebenen Voraussetzungen von maximal 10 einsetzbaren Sensoren würde eine Vergrößerung des Messbereiches gleichzeitig eine Vergrößerung des vertikalen Messabstandes und damit eine Verschlechterung der vertikalen Auflösung zur Folge haben. Da insbesondere die Strömung im Bereich der Tauchrohröffnung von Interesse ist, wird hier eine möglichst dichte Sensoranordnung gewählt. Diese Sensoranordnung wird im Folgenden als Messkonfiguration I bezeichnet.

In einer weiteren Anordnung detektieren zwei von oben in die Schmelze eintauchende Sensoren die vertikale Geschwindigkeitskomponente. Auf jeder Kokillenseite befindet sich ein Sensor in gleichem Abstand von der Kokillenmitte. Die Front des Ultraschallsensors liegt 20 mm unterhalb der Kokillenoberkante und ist am Beginn des Experimentes von einem auslenkbaren Plättchen abgedeckt. Der Sensor wird von dem Plättchen erst freigelegt, wenn der Flüssigmetallpegel die Sensorposition erreicht hat. Es zeigt sich, dass ohne die Abdeckung der Sensorfront diese von der aufschwimmenden dünnen Oxidschicht bedeckt und der Übergang des Ultraschalls in das Flüssigmetall beeinträchtigt wird. Der Messaufbau für die vertikale Messung ist in [Abbildung 22c](#) dargestellt. Weitere Messlinien entstehen durch Verschieben der Ultraschall-Sensoren. Insgesamt werden nacheinander acht Messpositionen realisiert, welche untereinander einen Abstand von 7 mm haben. Beginnend mit der innersten Messposition bei  $x = 20$  mm folgen die weiteren Messlinien bei  $x = 27$  mm, 34 mm, 41 mm, 48 mm, 55 mm und 62 mm. Die Messung der vertikalen Geschwindigkeiten wird als Messkonfiguration II benannt.

Neben der vertikalen X-Z-Messebene, wird mit sechs Ultraschallsensoren auch die Kokillenströmung in der horizontalen X-Y-Ebene untersucht. Aufgrund der Kokillendicke von 35 mm können nur drei Ultraschallsensoren mit einem Außendurchmesser von 8 mm zum Einsatz kommen. Die Ultraschallmessung erfolgt auf einer Höhe von

### 3. Versuchsaufbau

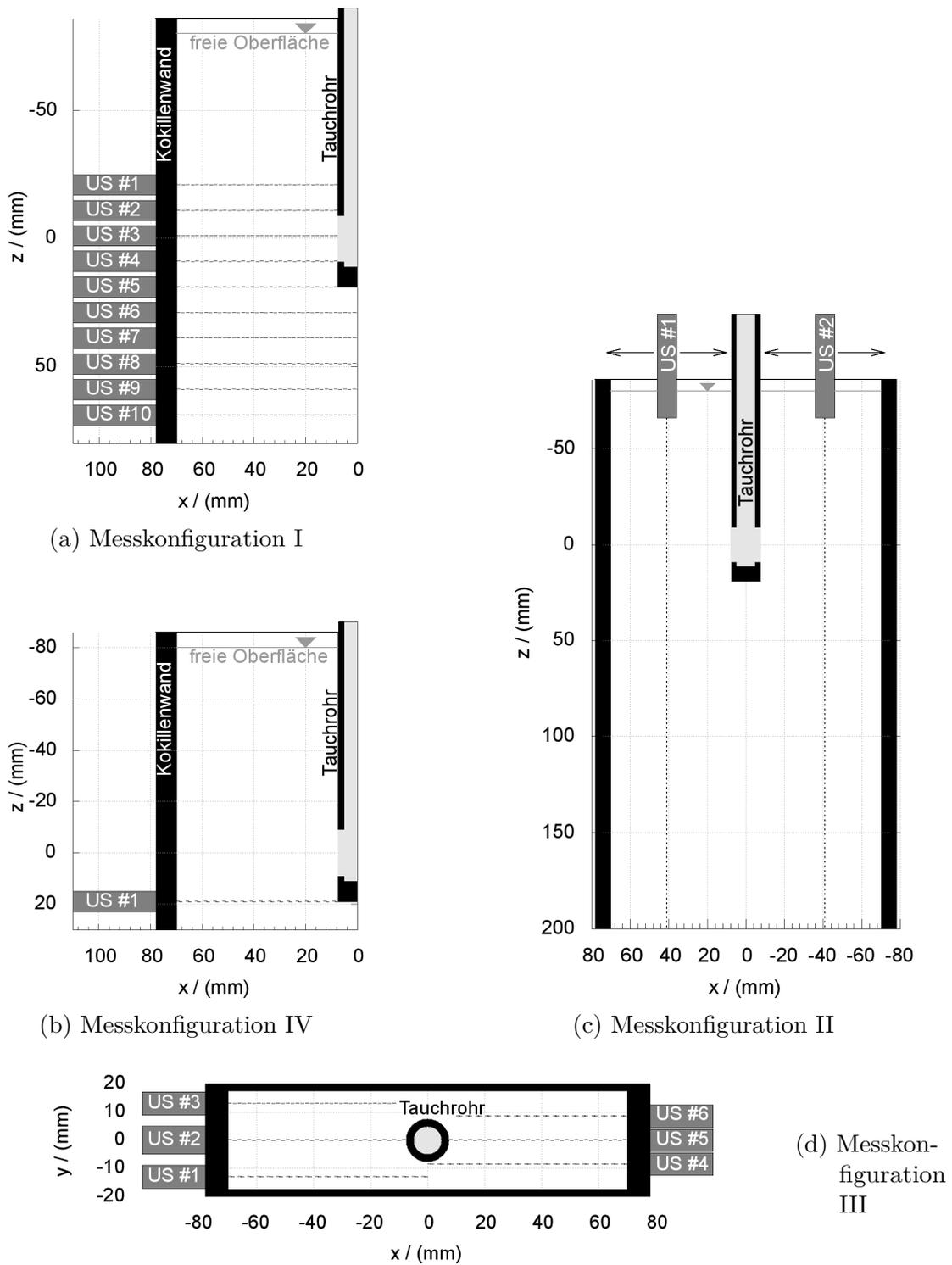


Abbildung 22: Messpositionen der Ultraschallsensoren

( $z = -19 \text{ mm}$ ), was der Position der Unterkante des Tauchrohres entspricht. Bei dieser Messhöhe schneiden die mittleren Messlinien den Tauchrohrfreistrahle und mit der horizontalen Ausrichtung der Messebene kann die Ausdehnung des Flüssigmetallstrahles über die Kokillendicke erfasst werden. Die Anordnung von je drei Sensoren auf beiden Kokillenseiten erlaubt einen Blick in beide Kokillenhälften, wobei sich die Messgebiete leicht unterscheiden. Der Abstand zwischen den Sensoren beträgt auf der einen Seite 13 mm und auf der anderen Kokillenseite 8,5 mm. Die mittleren Sensoren befinden sich jeweils in der Kokillenmitte bei  $y = 0 \text{ mm}$ . Diese Messanordnung ist in [Abbildung 22d](#) zu sehen und wird mit Messkonfiguration III bezeichnet.

Die Ultraschallmessungen der Messkonfiguration I mit 10 in Reihe geschalteten Sensoren erreicht eine zeitliche Auflösung von ca. 5 Hz. Bei der Betrachtung der mittleren Strömung spielt diese zeitliche Auflösung keine Rolle, für die Beurteilung von Geschwindigkeitsoszillationen ist z. T. jedoch eine höhere Messrate notwendig. Eine deutlich schnellere Zeitauflösung im Vergleich zu den bisherigen Sensoranordnungen lässt sich nur durch eine Reduktion auf nur einen Sensor erzielen. Die Einzelmessung wird auf der Schnittlinie der horizontalen und vertikalen Messebene durchgeführt. Die Lage des Einzelsensors ist aus [Abbildung 22b](#) ersichtlich. Unter Verwendung nur eines Sensors kann eine Abtastrate von ca. 90 Hz erreicht werden. Die Messung mit einem einzelnen Sensor wird als Messkonfiguration IV gekennzeichnet.

[Tabelle 7](#) fasst die vier Messkonfigurationen zusammen. Es sind die jeweils verwendete Anzahl an Ultraschallsensoren und deren Ausrichtung aufgeführt. Die Ausrichtung der Sensoren gibt aufgrund des Ultraschall-Messprinzipes gleichzeitig die gemessene Geschwindigkeitskomponente wieder. Die letzte Spalte nennt die Messebene, welche die Ultraschallsensoren im Koordinatensystem der Kokille aufspannen. Für den Einzelsensor ist dies nicht möglich, da eine einzelne Linie nicht ausreichend für die Beschreibung einer Ebene ist.

In Messkonfiguration II befinden sich die Ultraschallsensoren in direktem Kontakt mit dem Flüssigmetall. In allen anderen Messkonfigurationen erfolgt die Ultraschallmessung durch die Acrylglas-Wand der Kokille, wie es auch in [Abbildung 21b](#) oder den Skizzen der Messanordnung ([Abbildung 22](#)) zu sehen ist. Erfahrungen zeigen, dass in der Materialkombination von Acrylglas mit dem Flüssigmetall GaInSn erfolgreich Geschwindigkeitsmessungen mit dem UDV-Verfahren durchgeführt werden können. Beide Materialien haben ähnliche Schallgeschwindigkeiten und das Acrylglas kann gut von der Legierung benetzt werden, so dass der Ultraschall gut aus der Kokillenwand

Konfiguration	Anzahl der Sensoren	Ausrichtung, Geschwindigkeitskomponente	Messebene
I	10	x	x-z
II	2	z	x-z
III	6	x	x-y
IV	1	x	-

Tabelle 7: Übersicht der Messkonfigurationen

ins das Flüssigmetall übertreten kann.

### 3.7. Datenverarbeitung

In [Abschnitt 4](#) wird die zeitlich gemittelte Kokillenströmung betrachtet. Die mittlere Strömung wird aus einem Messabschnitt von ca. 20 Sekunden bestimmt. Der Messabschnitt ist so gewählt, dass die Einlaufströmung am Beginn des Experimentes nicht mit in die Mittelwertbildung einfließt. Als Kriterium für den Beginn der Mittelwertbildung wird der Kokillenpegel herangezogen. Den Beginn des Versuches bildet die Freigabe des Verteilerauslaufes durch den Stopfen. Zehn Sekunden nach dem Öffnen des Stopfens, wenn der Kokillenpegel seinen maximalen Füllstand erreicht hat und von da an im weiteren Verlauf des Experimentes relativ konstant bleibt, wird die zeitliche Mittelwertbildung begonnen. Kurz bevor der Stopfen wieder geschlossen wird, endet die Mittelwertbildung. Für die Mittelwertbildung wird das arithmetische Mittel angewendet.

Die Skripte zur Auswertung der Daten sind in der Programmiersprache Python geschrieben. In den Skripten erfolgt die eben beschriebene Mittelwertbildung sowie die Koordinatentransformation der Messdaten vom Sensorsystem in das Koordinatensystem der Kokille. Die Daten werden auf den relevanten Bereich reduziert. So werden z. B. Messwerte, welche in der Kokillenwand liegen, abgeschnitten. Die Diagramme werden mit Gnuplot und zugehörigen Skripten erstellt.

Für die farbigen Konturdiagramme der Messkonfiguration I wird eine radiale Interpolation gewählt (siehe z. B. [Buhmann \[2000, 2003\]](#); [Kansa \[1990\]](#)), um eine glatte und verständliche Darstellung der mittleren Kokillenströmung zu erhalten. Die radiale

Interpolation liefert im vorliegenden Beispiel mit stark unterschiedlichen Auflösungen in horizontaler bzw. vertikaler Richtung bessere Ergebnisse. Die radiale Interpolation wurde mit der zur Skriptsprache Python gehörenden und im Paket Scipy implementierten Interpolationsfunktion durchgeführt. Bei der Interpolation mit radialen Basisfunktionen (RBF) wird an Stelle einer linearen Gleichung eine radialsymmetrische Grundgleichung angewendet, d. h. der Funktionswert ist nur vom Abstand zum Ursprung abhängig und es gilt  $f(\mathbf{x}) = f(|\mathbf{x}|)$ . Bei der Interpolation der Daten von Messkonfiguration I wird die multiquadratische Basisfunktion (in Zylinderkoordinaten)  $z = \sqrt{1 + (\epsilon \mathbf{r})^2}$  verwendet. Bei der Interpolation wird entsprechend der Anzahl an Stützstellen  $N$  eine Linearkombination dieser Basisfunktionen genutzt:

$$u_i = \sum_{i=1}^N a_i \sqrt{1 + (\epsilon(\mathbf{r} - \mathbf{c}_i))^2}. \quad (40)$$

Die Koeffizienten  $a_i$  sind im Interpolationsvorgang zu bestimmen. Die Koeffizienten  $c_i$  bilden die Zentren bzw. Stützstellen ab. Der Parameter  $\epsilon$  ist frei wählbar und bestimmt die Form der Funktion. In der Grundeinstellung entspricht  $\epsilon$  dem mittleren Abstand der Stützstellen.

Bei allen anderen Messkonfigurationen wird in den farbcodierten Darstellungen der Geschwindigkeit die Linearinterpolationsfunktionalität genutzt, welche bei Gnuplot implementiert ist. Im Gegensatz dazu sind die Liniendiagramme in dieser Arbeit nicht interpoliert.

In der Messung der vertikalen Geschwindigkeit von Messkonfiguration II wird in jeder Kokillenhälfte nur ein Sensor eingesetzt. Für die Darstellungen der vertikalen Geschwindigkeitskomponenten über die Kokillenbreite werden die gemittelten Messdaten mehrerer Messungen zusammengeführt. Jede Einzelmessung steuert jeweils eine Messlinie bei.

Aus den gemittelten Geschwindigkeiten der Messkonfigurationen I und II kann das Geschwindigkeitsfeld im überlappenden Messbereich rekonstruiert werden. In den Schnittpunkten der horizontalen und vertikalen Messlinien lassen sich dann die Geschwindigkeitsvektoren berechnen.

### 3.8. Das statische Magnetfeld – die „Elektromagnetische Bremse“

Für die Untersuchung des Magnetfeldeinflusses steht ein Gleichstrommagnet mit flexiblen Polschuhen zur Verfügung. Die Polschuhe können mittels ferromagnetischer Teilstücke in Höhe, Luftspaltbreite und Polschuhfläche an die jeweilige Aufgabe angepasst werden.

Es befinden sich zahlreiche Varianten an DC-Magnetfeldern im industriellen Einsatz. Für die Experimente an Mini-LIMMCAST wurde ein einpoliges, die ganze Breite bedeckendes Magnetfeld gewählt (EMBr). Die Polschuhhöhe beträgt 40 mm und als Spaltweite ergeben sich 68 mm. [Abbildung 23](#) zeigt den Aufbau der Polschuhe. Der Spulenkörper zur Erzeugung des Feldes befindet sich im Versuchsaufbau unterhalb der Kokille. Mittels Hubtisch kann die Position des Magneten bezüglich der Kokille variiert werden. Die Polschuhe haben eine Breite von 180 mm und sind damit deutlich breiter als die mit Flüssigmetall ausgefüllte Kokille von 140 mm. Dies sichert eine nahezu konstante Flussdichte über die gesamte Kokillenbreite mit einer maximalen Abweichung am Rand von ca. 5% zum Mittenwert ([Abbildung 24](#)).

Die Speisung des Magneten mit einem konstantem Strom erfolgt über eine einzelne (*Sorensen DHP 20-330*) bzw. über zwei in Reihe geschaltete Gleichstromquellen (*Xantrex XKW 12-250*). Bei einer Stromstärke von 200 A ergibt sich mit der gewählten Polschuhkonfiguration in der Spaltmitte eine maximale magnetische Flussdichte von 310 mT. Für die Messung der magnetischen Flussdichte wird ein Hall-Sensor verwendet (3-Achsensensor *NMZ-2508-UH* mit 3 Kanal Gaussmeter *Model 460*, beide *LakeShore*). In [Abbildung 24](#) ist der Betrag der magnetischen Flussdichte entlang der drei Raumachsen dargestellt. Der Koordinatenursprung liegt dabei im Mittelpunkt zwischen den beiden Polschuhflächen, wo sich in diesem Beispiel eine Flussdichte von 255 mT einstellt <sup>2</sup>. Die Messpunkte für die drei Komponenten der magnetischen Flussdichte liegen in der Messsonde ca. 2,1 mm auseinander und sind aus der Mitte versetzt (für die Skizze zum Aufbau siehe [Abbildung A.2](#)). Dieser Versatz kann zu einer Asymmetrie der Messdaten bezüglich des Koordinatenursprungs führen.

---

<sup>2</sup> Ein Dauerstrom von 200 A bringt die Stromquellen aufgrund der Erwärmung der Spulen und des damit einhergehenden Anstieges des el. Widerstandes an die Leistungs- bzw. Spannungsgrenze. Ein dauerhafter Betrieb, um das Magnetfeld zu vermessen, ist in dieser Einstellung nicht möglich.

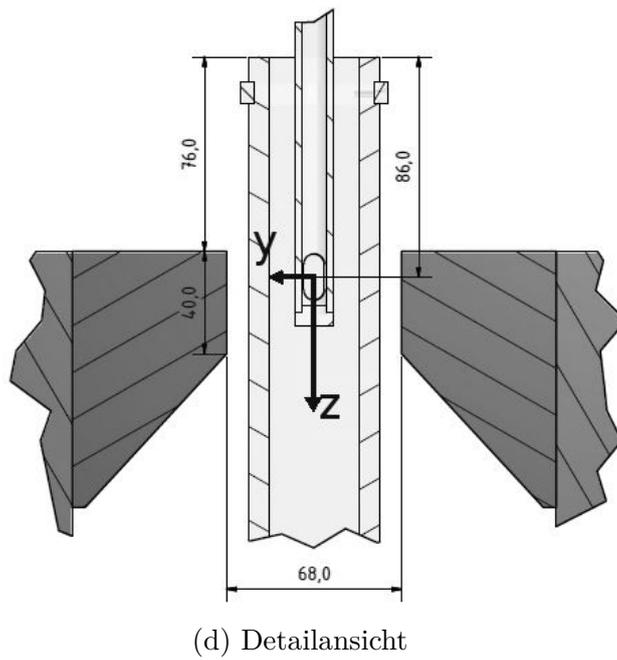
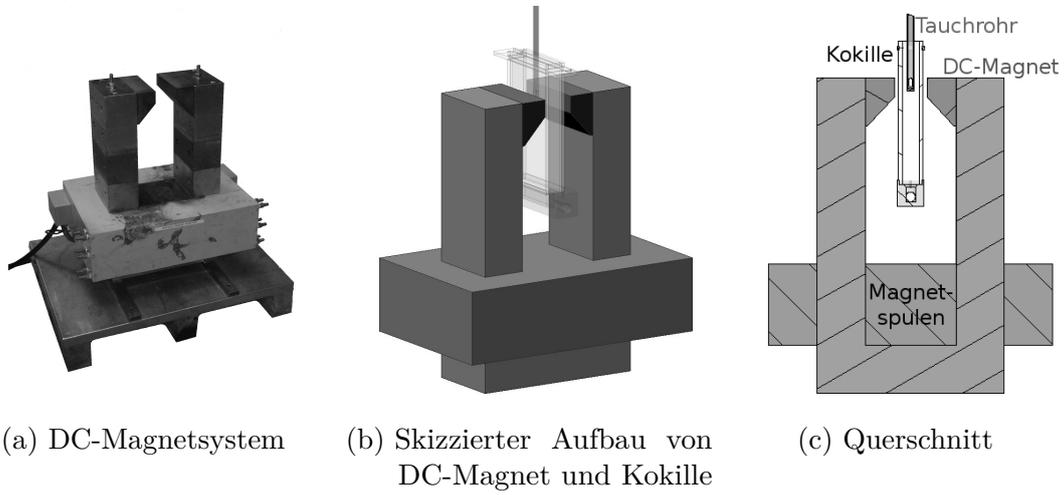


Abbildung 23: Aufbau der elektromagnetischen Bremse für das Experiment

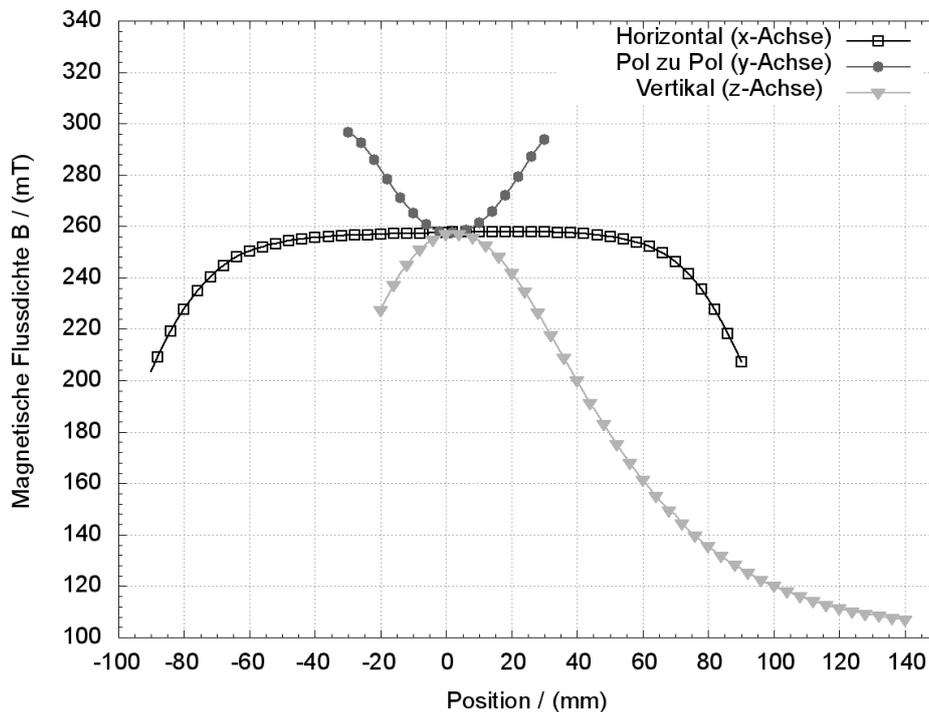


Abbildung 24: Gemessene Flussdichteverteilung

### 3.9. Die veränderlichen Versuchsparameter

In allen hier vorgestellten Experimenten wird die Geometrie von Verteiler, Tauchrohr und Kokille nicht verändert. Der Stopfenhub wird durchgängig bei einer Hubhöhe von 20 mm belassen und die Eintauchtiefe des Tauchrohres in die Kokille bleibt ebenfalls konstant. Die folgenden Unterkapitel geben einen Überblick über die veränderlichen Einstellungen in den Versuchsparametern.

#### 3.9.1. Magnetische Flussdichte

Die Wirkung eines statischen Feldes auf die Strömung wird mit variierender, magnetischer Flussdichte untersucht. Ausgehend von der Referenzeinstellung ohne Magnetfeld wird die Flussdichte dabei stufenweise über die Werte 90 mT, 160 mT, 255 mT, 290 mT bis zu einem Maximum von 310 mT erhöht. Die zugehörigen, magnetfeldabhängigen dimensionslosen Kennzahlen sind in [Tabelle 8](#) aufgeführt. Die Lage der magnetischen Bremse bezüglich der Kokille bleibt hierbei unverändert.

Bei allen weiteren Versuchen wird die Flussdichte konstant bei dem Maximal-

Magnetische Flussdichte	B (mT)	0	90	160	255	290	310
Hartmann-Zahl	Ha (-)	0	121	215	343	390	417
Interaktionsparameter	N (-)	0	6	20	51	66	75

Tabelle 8: Magnetfeldabhängige dimensionslose Kennzahlen im Experiment

wert von 310 mT belassen. Der Aufbau des Magneten, der Polschuhe und damit die Magnetfeldverteilung bleibt ebenfalls bei allen hier durchgeführten Experimenten unverändert.

### 3.9.2. Elektrische Leitfähigkeit der Kokillenwände

Neben der Feldstärke und der Magnetfeldlage kann auch die elektrische Wandleitfähigkeit Einfluss auf die Wirkung der Magnetfeldbremse in der Kokille haben. Um diesen Aspekt zu simulieren, wurden an den Breitseiten der Kokille dünne Messingbleche eingesetzt. Die Wandstärke der Messingbleche wurde entsprechend dem Wandleitfähigkeitsverhältnis aus [Kapitel 2.4.2](#) gewählt. Diese Konfiguration mit eingesetztem Messingblech wird im Folgenden als *leitfähige Wände* bezeichnet. Die Acrylglaskokille ohne Messingbleche wird entsprechend als *isolierende Wände* bezeichnet.

### 3.9.3. Position der elektromagnetischen Bremse

Die Position der elektromagnetischen Bremse ist ein Aspekt, dem ebenfalls ein Einfluss auf die zu erzielende Magnetfeldwirkung zugeschrieben wird. Bei den in dieser Arbeit durchzuführenden Versuchen soll der Einfluss der Bremsenposition jedoch nicht erschöpfend beleuchtet werden. Vielmehr soll damit überprüft werden, wie sensibel die Kokillenströmung auf eine solche Veränderung reagiert, und ob die erzielten Resultate hauptsächlich auf den Effekt der Bremsenposition zurückzuführen sind und nur mit einem dementsprechend platzierten Magnetfeld beobachtet werden können.

Der Einfluss der Magnetfeldlage auf die Kokillenströmung wird mit der maximalen Flussdichte an zwei verschiedenen Polschuhpositionen untersucht. Die beiden Polschuhpositionen werden im Folgenden als *hohe Bremsenposition* und als *tiefe Bremsenposition* bezeichnet. Die Lage der Oberkante des Polschuhs ist dabei:  $z_{hoch} = -10$  mm und  $z_{tief} = 19$  mm. In der oberen Magnetposition bedecken die Polschuhe die Aus-

### *3. Versuchsaufbau*

---

trittsöffnung des Tauchrohres sowie den direkt darunter liegenden Bereich. In der um 29 mm tiefer gesetzten Magnetposition liegt die gesamte Polschuhfläche unterhalb des Tauchrohres.

## 4. Zeitgemittelte Kokillenströmung

Im ersten Kapitel des Ergebnisteiles wird die mittlere Kokillenströmung unter den vorgestellten Versuchsbedingungen näher betrachtet. Die Mittelwertbildung erfolgt auf die in [Unterabschnitt 3.7](#) beschriebene Weise.

### 4.1. Die Kokillenströmung ohne Magnetfeld

Zuerst soll die unbeeinflusste Kokillenströmung als Referenz für die nachfolgenden Untersuchungen mit elektromagnetischer Bremse vorgestellt werden. In [Abbildung 25](#) ist die zeitgemittelte, horizontale Kokillenströmung im Bereich der Tauchrohröffnung für eine Kokillenhälfte dargestellt, wie sie mit der Messkonfiguration I (siehe [Unterabschnitt 3.6](#) auf Seite 70 ) gemessen wurde. Auf der rechten, oberen Diagrammseite befindet sich das angeschnittene Tauchrohr mit der seitlichen Tauchrohröffnung. Nicht dargestellt sind die freie Oberfläche, die sich im Experiment bei  $z \approx -80$  mm befindet, und der Auslauf aus der Kokille ab  $z = 214$  mm. Links in der Abbildung ist die schmale Kokillenwand dargestellt, an welcher außen die Ultraschallwandler befestigt sind. Die horizontalen Geschwindigkeiten  $u_x(x, y = 0, z)$  sind in den Diagrammen farbcodiert dargestellt.

In [Abbildung 25](#) ist der aus dem Tauchrohr austretende Flüssigmetallstrahl im gewählten Untersuchungsgebiet deutlich zu erkennen. Mehrere Versuche unter den gleichen Rahmenbedingungen liefern ähnliche Strömungsprofile, es stellt sich unter diesen Referenzbedingungen also eine stabile Strömung ein.

Es gibt zwei Bereiche, in denen die mit Ultraschall gemessenen horizontalen Geschwindigkeiten im Vergleich zur tatsächlich vorliegenden Strömung zu gering ausfallen: Zum Einen liegen im Gebiet nahe der Kokillenwand die gemessenen Geschwindigkeiten bei fast Null. Dies ist auf eine Sättigung des Ultraschallechos durch Mehrfachreflexionen in der Acrylglaswand der Kokille zurückzuführen. Die Verschiebungen des Doppler-Signals im Ultraschallecho können im gesättigten Signalbereich nicht mehr detektiert werden.

Der zweite Problembereich für die Ultraschallmessungen ist die Region direkt an der Austrittsöffnung des Tauchrohres. Hier liegt ein Strömungsbereich mit hoher Turbulenz und mit starken Geschwindigkeitsgradienten vor. Des Weiteren ist in Tauchrohrnähe der austretende Flüssigmetallstrahl noch sehr schmal. Da die Ultraschall-Doppler-

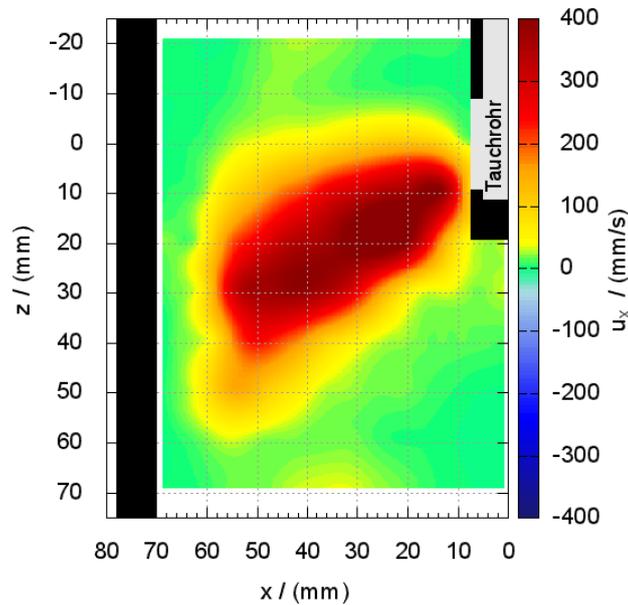


Abbildung 25: Horizontale Kokillenströmung ohne Magnetfeld

Methode ihr Messsignal aus einem Volumenelement des Ultraschallkegels bestimmt, wird die Geschwindigkeit an solchen Stellen aufgrund der räumlichen Mittelwertbildung des Messverfahrens unterschätzt. In [Abbildung 25](#) gilt dies für die genau auf der unteren Kante der Austrittsöffnung liegende Messlinie, welche damit den Flüssigmetallstrahl an seinem Beginn nur anschneidet. Dadurch reicht der Strahl in der Abbildung nicht perfekt bis an die Tauchrohröffnung heran.

Innerhalb des Messgebietes können ober- und unterhalb des Flüssigmetallstrahles keine Anzeichen einer Doppelwirbelstruktur beobachtet werden, wie sie von einer typischen Strömung in dieser Kokillengeometrie beim Strangguss erwartet wird. Sowohl oberhalb als auch unterhalb des Strahles haben die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten die gleiche Richtung wie der Flüssigmetallstrahl bzw. liegen bei nahezu Null. Eine Möglichkeit die Ausbildung der Rollenstruktur in ihrer großen Ausdehnung zu beobachten, sind Messungen in vertikaler Richtung.

Die mittleren, vertikalen Geschwindigkeiten  $u_z(x, y = 0, z)$  sind in [Abbildung 26](#) dargestellt. Die Konturplots der vertikalen Geschwindigkeiten setzen sich aus den zeitlich gemittelten Profilen mehrerer Messungen in der Messkonfiguration II zusammen.

Auch in [Abbildung 26](#) sind die Geschwindigkeiten farbcodiert dargestellt. In der Mitte oben befindet sich das Tauchrohr. An der linken und rechten Seite ist die

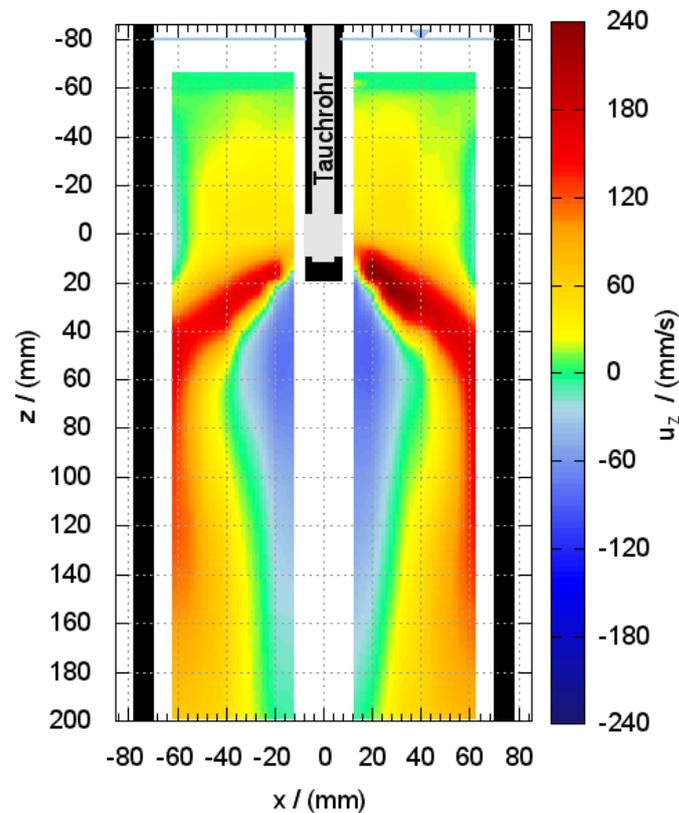


Abbildung 26: Vertikale Kokillenströmung ohne Magnetfeld

schmale Kokillenwand eingezeichnet. Der obere Rand des Diagrammes bildet zugleich auch die Oberkante der Kokille ab. Der mittlere Füllstand in der Kokille ist mit einer hellblauen, waagerechten Linie markiert.

Ohne Magnetfeld zeigt sich in [Abbildung 26](#) erwartungsgemäß die gesuchte Doppelwirbelstruktur: Der Tauchrohrfreistrahл teilt sich am Auftreffpunkt an der schmalen Kokillenwand in einen aufwärts und einen abwärts gerichteten Teil. In der Kokillenmitte bildet sich eine aufwärts gerichtete Strömung aus.

In den Schnittpunkten der horizontalen und vertikalen Ultraschallmessungen können aus den Mittelwerten die Geschwindigkeitsvektoren berechnet werden. Das Resultat mit 96 Vektoren ist in [Abbildung 27](#) zu sehen und veranschaulicht noch einmal die mittlere Strömung in der Mittelebene. Die mittlere Lage der freien Oberfläche ist wieder mit einer hellblauen Linie markiert. In der linken [Abbildung 27a](#) sind die Geschwindigkeitsvektoren skaliert dargestellt. Die großen Unterschiede in den Beträgen

#### 4. Zeitgemittelte Kokillenströmung

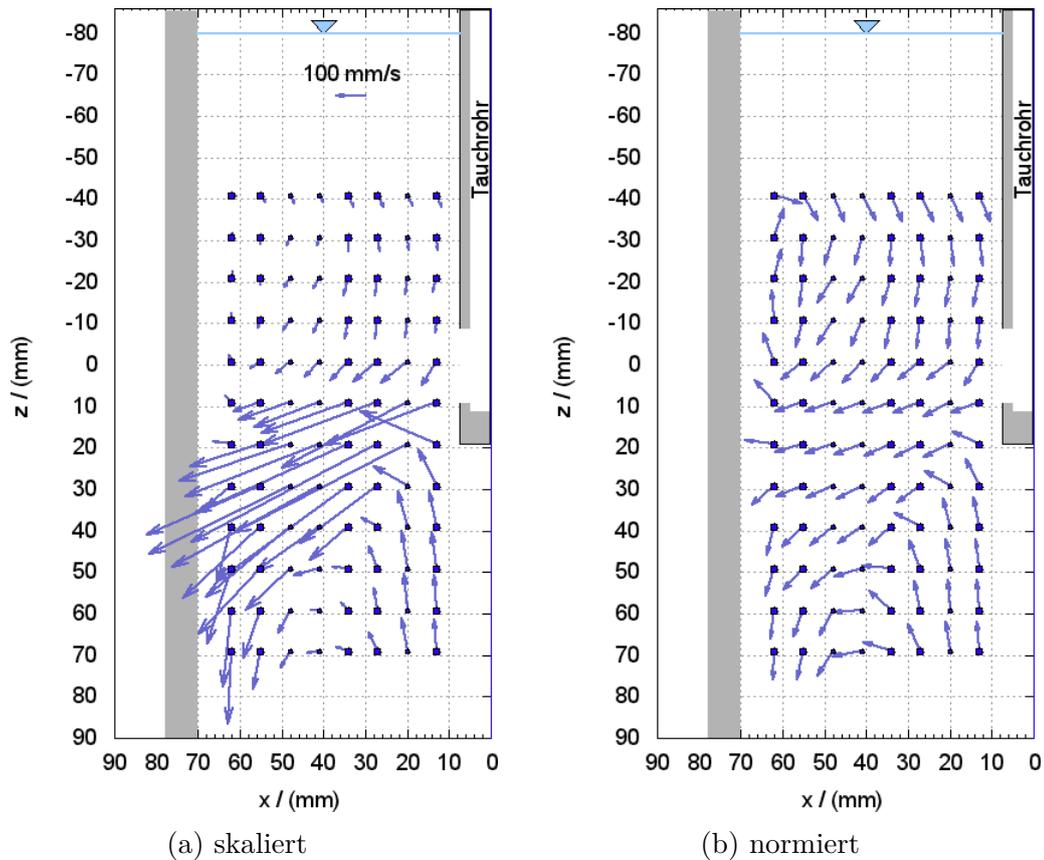


Abbildung 27: Resultierende Geschwindigkeitsvektoren in der Mittelebene ohne Magnetfeld

der Geschwindigkeit lassen die Orientierung außerhalb des Strahles z. T. nur schwer erkennen. In der rechten [Abbildung 27b](#) sind daher die normierten Vektoren dargestellt, um die Orientierung der Strömung im Messpunkt deutlicher herauszustellen.

Der aus dem Tauchrohr austretende Flüssigmetallstrahl und die daran anschließende abwärtsgerichtete wandnahe Strömung sind in [Abbildung 27](#) gut zu erkennen. Der aufwärts gerichtete Teil der oberen Rolle ist auf den wandnahen Bereich konzentriert (insbesondere in [Abbildung 27b](#) zu erkennen). Im Referenzfall ohne Magnetfeld zeigen sich ober- und unterhalb des Strahles Teile der Doppelwirbelstruktur.

## 4.2. Einfluss der magnetischen Flussdichte

Nach dieser Referenzmessung wird nun der Einfluss eines statischen Magnetfeldes auf die Kokillenströmung betrachtet. Die elektromagnetische Bremse befindet sich in der hohen Bremsenposition, d. h. die Polschuhe bedecken die Austrittsöffnung des Tauchrohres sowie den Bereich bis 11 mm unterhalb des Tauchrohrbodens. Die Lage der Polschuhkanten ist in den [Diagrammen 28](#) durch zwei waagerechte weiße Linien gekennzeichnet. In diesem Kapitel kommt nur die Acrylglas-Kokille ohne Messingbleche zum Einsatz. Damit liegt die Randbedingung der isolierenden Wände vor.

[Abbildung 28a](#) gibt für den direkten Vergleich noch einmal die Referenzmessung ohne Magnetfeld wieder. In [Abbildung 28b](#) bis [28f](#) nimmt die magnetische Flussdichte stetig bis zu einem Maximalwert von 310 mT zu. Mit ansteigender Flussdichte verändert sich die Kokillenströmung. Direkt über dem Flüssigmetallstrahl bzw. knapp über der oberen Polschuhkante zeigt sich ein starker Einfluss des Feldes. Die Strömung ändert in diesem Bereich ihre Richtung und es entsteht eine starke Rückströmung in Richtung Tauchrohr. Diese Rückströmung reicht bis an die obere Tauchrohröffnung heran.

Weiterhin ist zu erkennen, dass der Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahls mit steigender Flussdichte zunehmend flacher wird. Der Auftreffpunkt des Strahles auf die schmale Kokillenwand verschiebt sich dadurch nach oben.

Unterhalb des Flüssigmetallstrahles stellen sich bei den hohen Magnetfeldern mit isolierenden Kokillenwänden in den gemittelten, horizontalen Geschwindigkeitsfeldern verschiedene Resultate ein. So gibt es einerseits Experimente, bei denen sich unterhalb des Strahles ebenfalls eine Rückströmung ausbildet. Andererseits existieren auch Beispiele mit einer an dieser Stelle entgegengesetzten Strömung in Richtung schmaler Kokillenwand. In [Abbildung 29](#) sind zwei Beispiele für die mittlere Strömung in zwei unterschiedlichen Experimenten unter gleichen Randbedingungen (ein Magnetfeld von 310 mT und isolierende Kokillenwände) gegeben. Diese Unterschiede deuten auf eine zeitabhängige Kokillenströmung hin. Eine genauere zeitabhängige Betrachtung der Ergebnisse erfolgt im [Kapitel 5](#).

[Abbildung 30](#) zeigt die Geschwindigkeitsprofile  $u_x(x)$  in ausgewählten Höhen für die unterschiedlichen Feldstärken. Es lässt sich die Veränderung der Kokillenströmung mit steigendem Magnetfeld anhand der überlagerten Geschwindigkeitsprofile gut beobachten. Die Vergleichsmessung ohne Magnetfeld ist ebenfalls enthalten. Mit einem schwarzen Pfeil ist die Verschiebung des betragsmäßigen Geschwindigkeitsmaximums

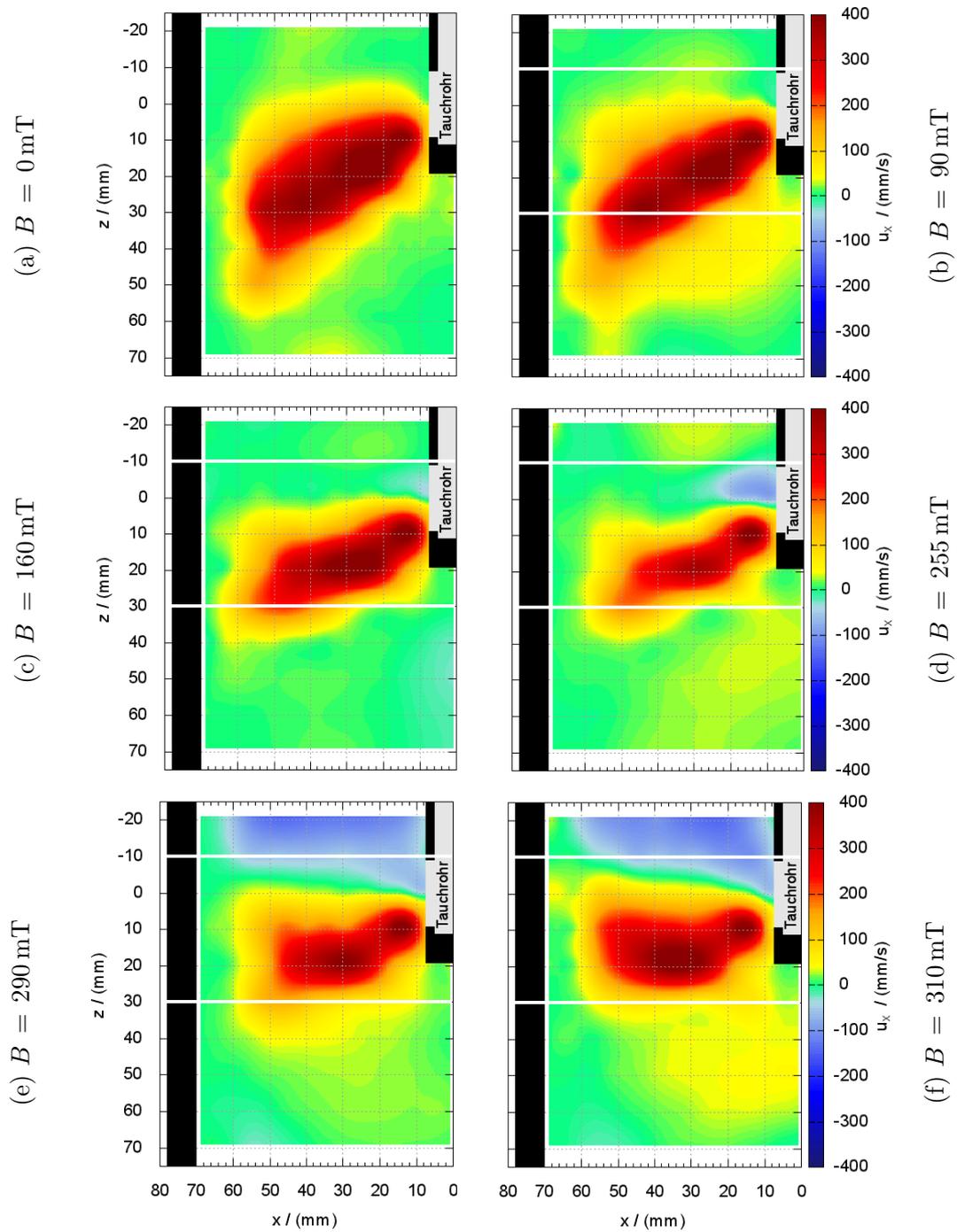


Abbildung 28: Horizontale Strömung bei steigender magnetischer Flussdichte mit isolierenden Kokillenwänden in der hohen Bremsenposition

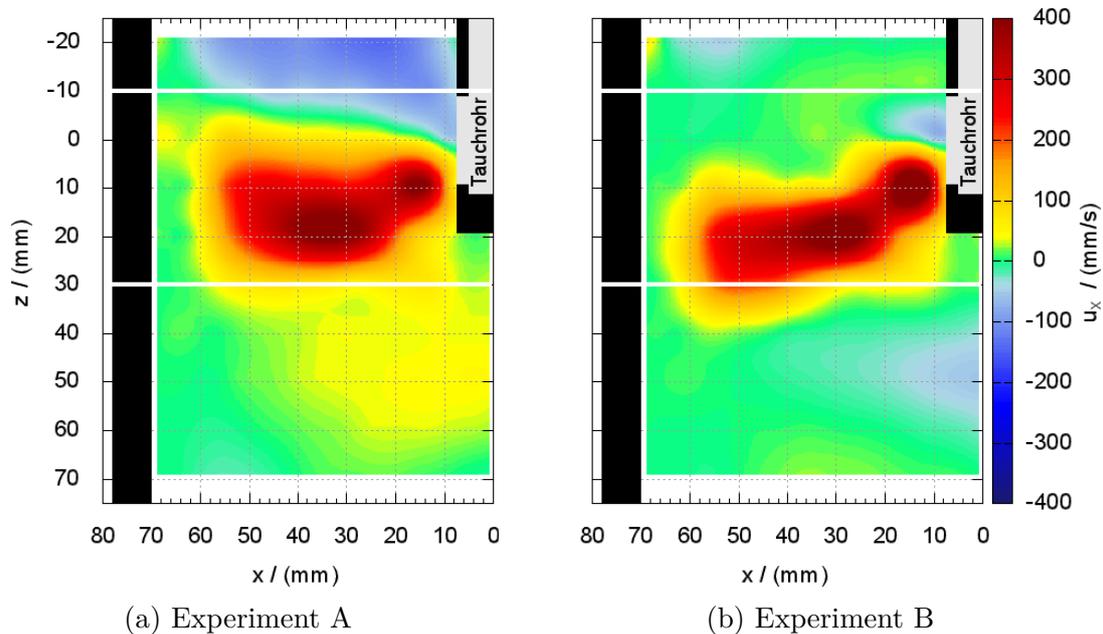


Abbildung 29: Vergleich zweier Experimente unter gleichen Randbedingungen:  
 $B = 310 \text{ mT}$ , isolierende Wände, hohe Bremsenposition

gekennzeichnet, beginnend im Maximum des Geschwindigkeitsprofils ohne Magnetfeld hin zum Maximum des Profils mit höchster Flussdichte.

In der Messlinie auf Höhe der oberen Kante der Tauchrohröffnung (Abbildung 30a) erkennt man, wie die Strömung, von einer ursprünglich nach außen gerichteten Fließbewegung, bei hohen Feldern in eine zum Tauchrohr gerichtete umschlägt.

Im Verlauf von Abbildung 30b bis 30c lässt sich gut verfolgen, wie in allen Fällen das Geschwindigkeitsmaxima und damit der Flüssigmetallstrahl mit zunehmender Tiefe nach außen in Richtung Kokillenrand wandert.

Die Geschwindigkeiten auf Höhe der Unterkante der Austrittsöffnung sind in Abbildung 30b zu sehen. Die Lage und die Höhe des Geschwindigkeitsmaximums bleiben unter allen Versuchsbedingungen nahezu unverändert. Ohne Magnetfeld nimmt die Geschwindigkeit vom Extremwert zum Rand hin kontinuierlich ab. Unter Magnetfedeinfluss verstärkt sich zuerst der Abfall vom Extremwert. Das heißt, der Flüssigmetallstrahl fällt auf dieser Höhe mit Magnetfeld schmaler aus. Bei den beiden stärksten Feldern (290 und 310 mT) kehrt sich der Trend einer stärker abfallenden Strömung zwischen Mitte der Kokillenhälfte und dem Kokillenrand jedoch wieder um und es

#### 4. Zeitgemittelte Kokillenströmung

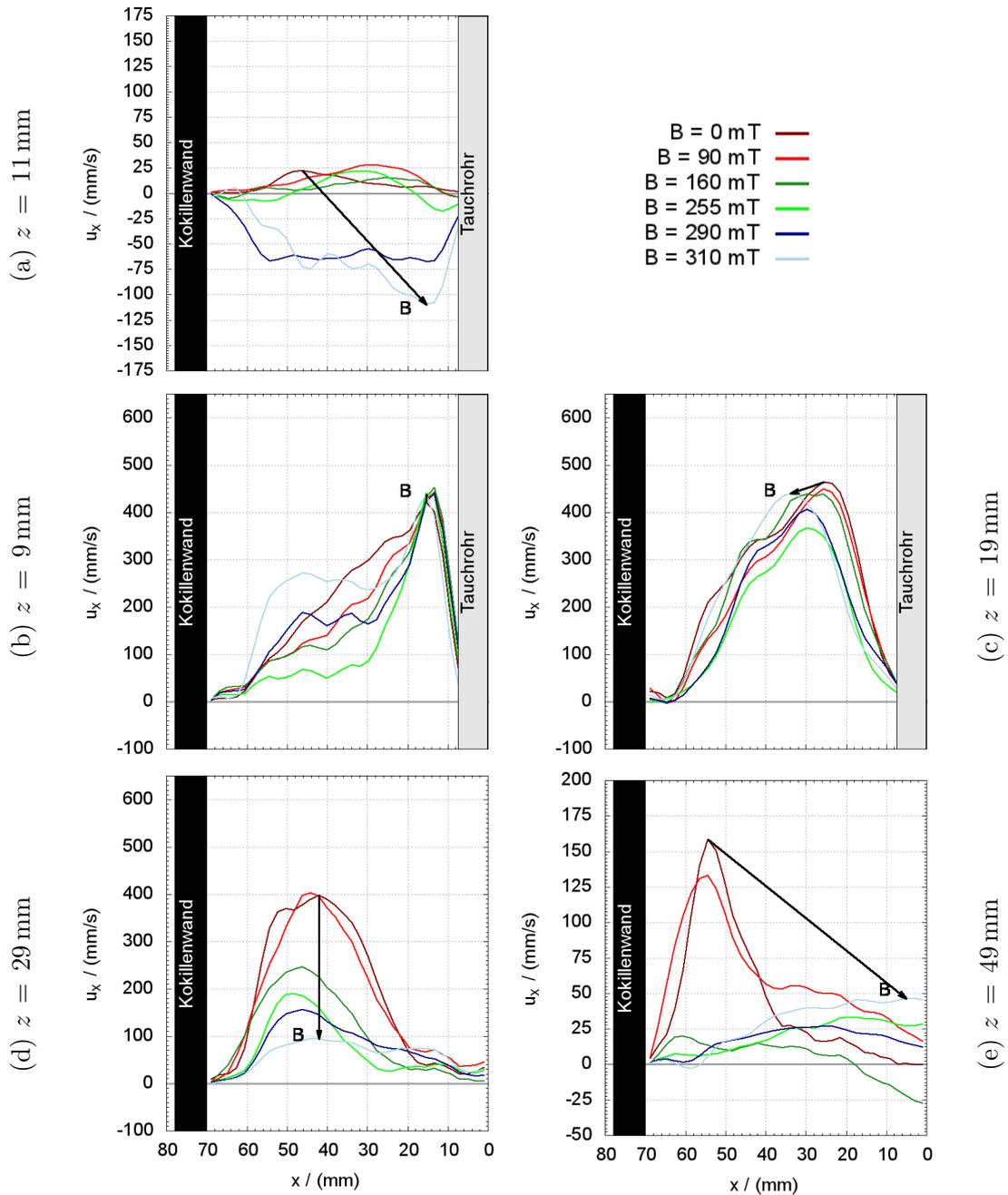


Abbildung 30: Vergleich der horizontalen Geschwindigkeit auf 5 verschiedenen Messhöhen bei steigender Flussdichte für isolierende Wände und die hohe Bremsenposition

bildet sich ein Plateau (hellblaue Linie in [Abbildung 30b](#)).

Auf Höhe des Tauchrohrendes in [Abbildung 30c](#) sind sich die mittleren Geschwindigkeitsprofile sehr ähnlich. Große Unterschiede lassen sich nicht erkennen.

Die Geschwindigkeitsprofile der um 10 mm tiefer gelegenen Messposition sind in [Abbildung 30d](#) zu sehen. Die Intensität des Flüssigmetallstrahles nimmt bei der Erhöhung der Magnetfeldstärke stark ab. Der Flüssigmetallstrahl kreuzt in nur noch abgeschwächter Stärke diese Messlinie. Dieser Trend wird auch auf der nochmals um 20 mm tiefer liegenden Messposition in [Diagramm 30e](#) bestätigt. Bereits bei den mittleren Feldstärken ist kein ausgeprägtes Geschwindigkeitsmaxima mehr auszumachen. Es kann teilweise sogar dazu kommen, dass die Strömung in der Kokillenmitte in Richtung Rand wieder verstärkt wird.

In [Abbildung 31](#) ist die vertikale Kokillenströmung für die maximale Flussdichte von 310 mT abgebildet. Die Lage der Polschuhe ist mit horizontalen, weißen Linien markiert.

Bei eingeschaltetem Magnetfeld fällt insbesondere die stark asymmetrische Verteilung der vertikalen Geschwindigkeiten zwischen den beiden Kokillenhälften auf. Des weiteren verstärkt sich der an der Kokillenwand nach oben abgelenkte Teil des Flüssigmetallstrahles. Auf der linken Kokillenseite in [Abbildung 31](#) entsteht ein weiterer Wirbel nahe der freien Oberfläche sowie im unteren Bereich eine aufwärts gerichtete Gegenströmung.

Die Kombination aus horizontalen und vertikalen Geschwindigkeiten in den Schnittpunkten ergibt die Vektordarstellung in [Abbildung 32](#). Der Bereich der Polschuhe und der höchsten magnetischen Flussdichte ist grün hervorgehoben.

Unter Magnetfeldeinfluss verstärkt sich die obere Wirbelstruktur und rückt näher an den Flüssigmetallstrahl. Die mittleren Geschwindigkeiten in diesem Bereich sind angestiegen. Die Aufwärtsströmung an der schmalen Kokillenwand tritt viel deutlicher hervor.

Eine bremsende Wirkung des statischen Magnetfeldes im gesamten Messgebiet lässt sich in der mittleren Kokillenströmung nicht feststellen.

### 4.3. Einfluss der Wandleitfähigkeit

Für die Untersuchung der Wandleitfähigkeit werden Messingbleche im Inneren an den Breitseiten der Kokille angebracht, welche die bereits an den Kokillenwänden erstarrte

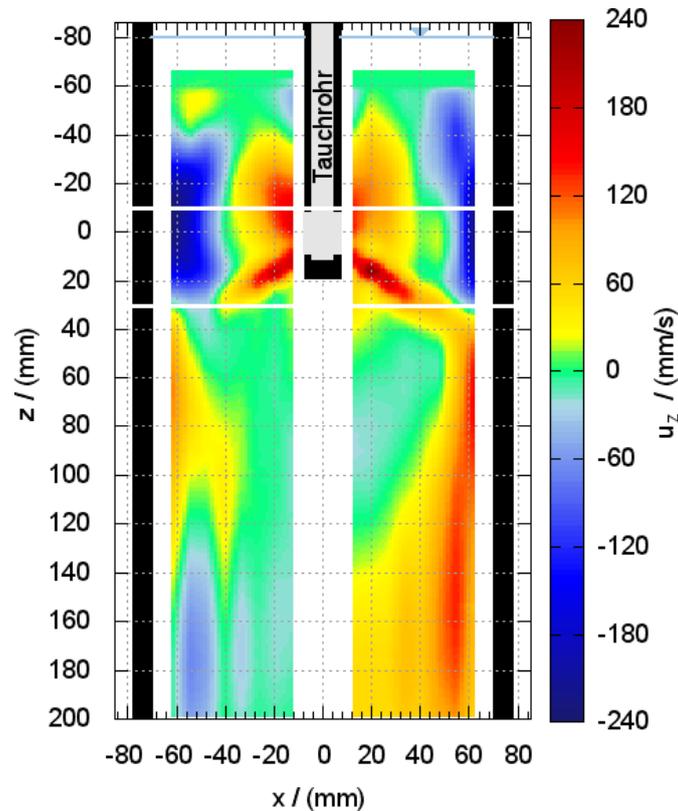


Abbildung 31: Vertikale Kokillenströmung mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) für isolierende Wände

Schmelze modellieren. In [Abbildung 33](#) sind die zeitlich gemittelten Messergebnisse unter dieser veränderten Randbedingung dargestellt.

Mit steigender Flussdichte verändert sich wiederum die Kokillenströmung. Im Vergleich mit den Messungen mit isolierenden Kokillenwänden lassen sich einige Gemeinsamkeiten finden: Analog zur magnetfeldbeeinflussten Strömung mit isolierenden Wänden flacht der Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahles mit steigender magnetischer Flussdichte zunehmend ab. Die laterale Ausdehnung des Flüssigmetallstrahles wird mit steigender Magnetfeldstärke zunehmend schmaler. Ebenso bildet sich über dem Fluidstrahl ein Rezirkulationsgebiet aus.

Im unteren Messbereich zeigen sich allerdings Unterschiede im Vergleich zur isolierenden Kokille ohne Messingensätze. Jetzt bildet sich auch direkt unterhalb des Flüssigmetallstrahles ein Rezirkulationsgebiet aus. Das unter der Gegenströmung liegenden Messgebiet ist homogen und die horizontalen Geschwindigkeiten sind nahe

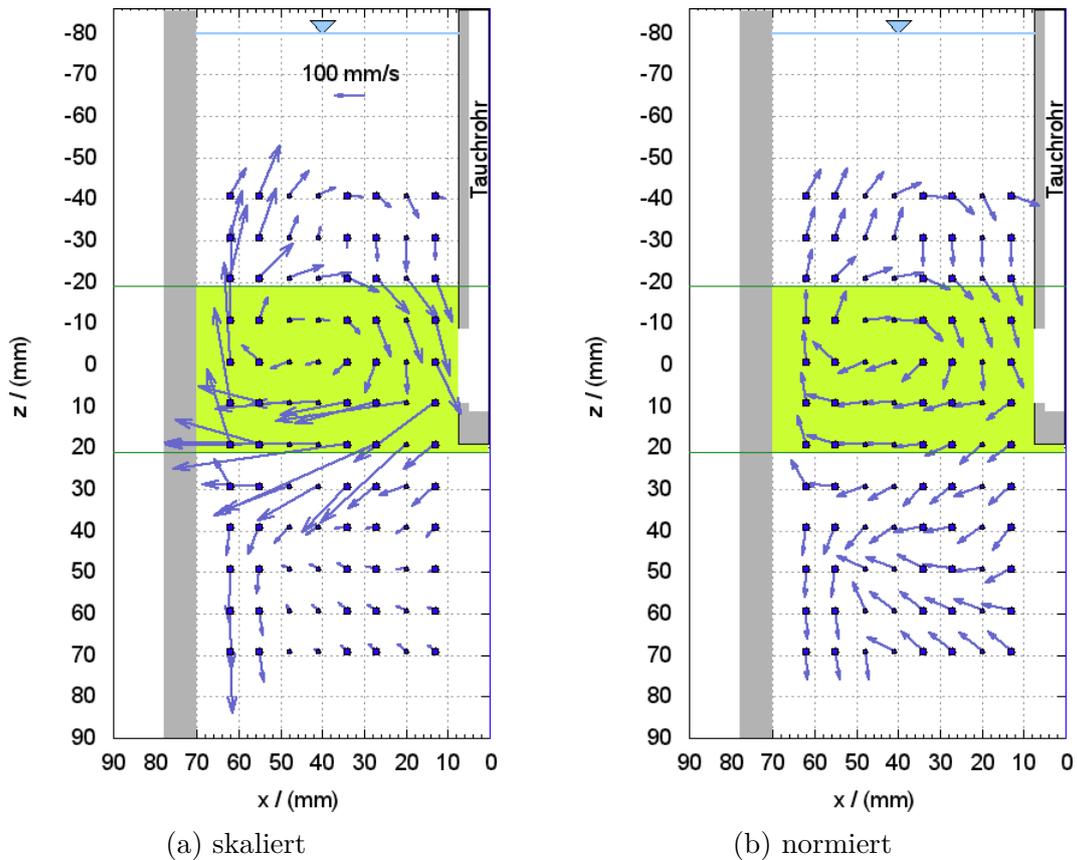


Abbildung 32: Resultierende Geschwindigkeitsvektoren in der Mittelebene mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) für isolierende Wände

bei Null.

Die elektrische Leitfähigkeit der Gefäßwände beeinflusst die Wirkung des Magnetfeldes auf die Strömung wesentlich. Die aus Fluidbewegung und Magnetfeld induzierten elektrischen Ströme können sich bei elektrisch leitfähigem Material auch in der Kokillenwand schließen. Diese veränderte Stromdichteverteilung in der Kokille modifiziert damit die Lorentzkraft-Verteilung im flüssige Metall. Die bessere elektrische Leitfähigkeit der Wände erhöht bei konstanter Gesamtdicke der Kokille den Leitwert des Gesamtsystems und ermöglicht höhere induzierte Ströme, was wiederum zu höheren Lorentzkräften führen kann.

In den Geschwindigkeitsprofilen in [Abbildung 34](#) ist der Einfluss des Magnetfeldes bei leitfähigen Wänden noch einmal gut zu erkennen. In [Abbildung 34a](#) zeigt sich, dass die Ausbildung der Rückströmung bereits bei einer Feldstärke von 160 mT einsetzt.

#### 4. Zeitgemittelte Kokillenströmung

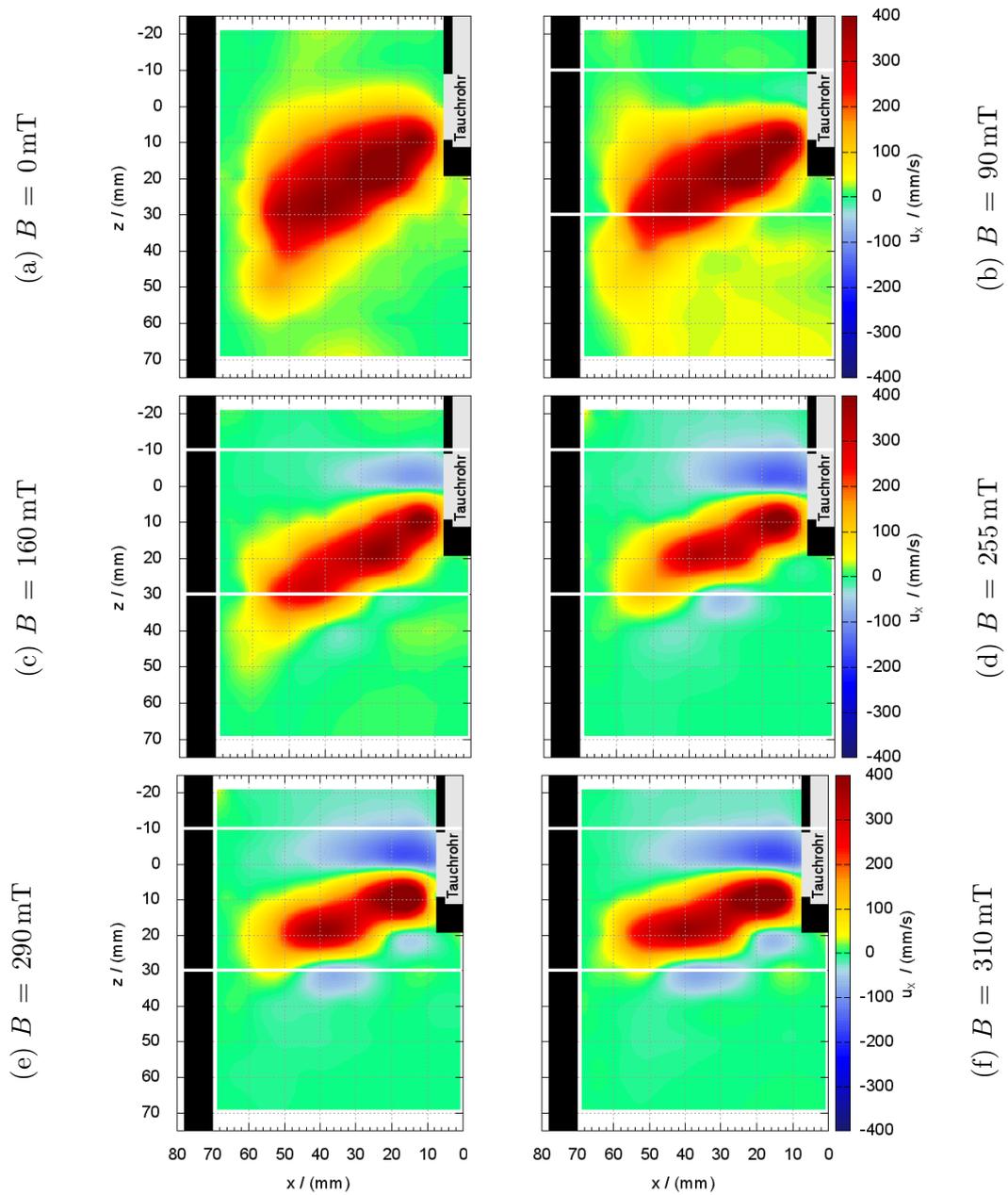


Abbildung 33: Horizontale Strömung bei steigender magnetischer Flussdichte mit leitfähigen Wänden in der hohen Bremsenposition

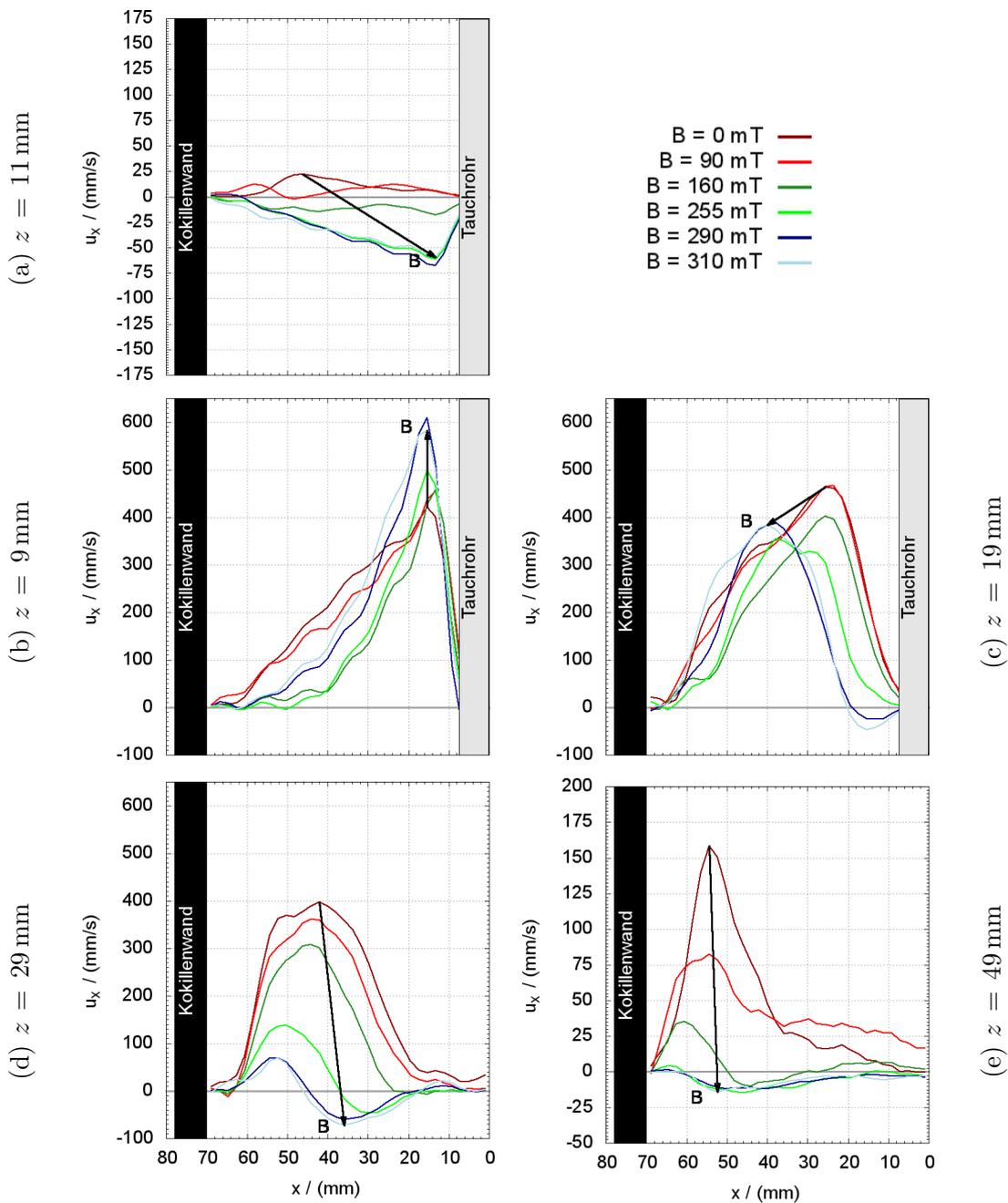


Abbildung 34: Vergleich der horizontalen Geschwindigkeit auf 5 Messhöhen für steigende Flussdichten bei leitfähigen Wänden und hohe Bremsenposition

Die Messung auf Höhe der unteren Kante der Austrittsöffnung zeigt in [Abbildung 34b](#) einen Anstieg des Geschwindigkeitsmaximums bei stärkeren Magnetfeldern. Dies lässt sich durch die ablenkende Wirkung des Feldes auf den Flüssigmetallstrahl und der messtechnischen Projektion auf nur eine, horizontale Geschwindigkeitskomponente erklären. Durch einen flacheren Austrittswinkel wird selbst bei konstanter absoluter Geschwindigkeit der Betrag der horizontalen Komponente erhöht. Auf Höhe des Tauchrohrendes ist eine leichte Verschiebung des Geschwindigkeitsmaximums in Richtung Kokillenwand zu erkennen ([Abbildung 34c](#)). Direkt am Tauchrohr wird bereits eine Umkehr der Strömungsrichtung bei den stärksten Flussdichten von 290 und 310 mT sichtbar. Unterhalb des Tauchrohres bei  $z = 29$  mm in [Abbildung 34d](#), nimmt die Intensität des Geschwindigkeitsmaximums wie im Fall der isolierenden Wände mit steigender Flussdichte stetig ab. Im Gegensatz zu den isolierenden Wänden kehrt sich die Strömung hier im mittleren Bereich des Profils um.

Die [Abbildung 34e](#) bestätigt, dass die Geschwindigkeiten unter Magnetfeldeinfluss in diesem Bereich nahezu bei Null liegen.

[Abbildung 35](#) zeigt wieder die vertikale Kokillenströmung. Unter Magnetfeldeinfluss wird bei Hinzunahme der leitfähigen Wände das mittlere Strömungsbild zwischen den beiden Kokillenhälften wieder symmetrisch. Der Flüssigmetallstrahl wird in seiner Dicke deutlich kompaktiert und direkt neben ihm entstehen schmale Rezirkulationsgebiete. Der zusätzliche, gegenläufige Wirbel unter der freien Oberfläche ist nun auf beiden Seiten ausgebildet. Eine Aufwärtsströmung ist im Messbereich der unteren Kokillenhälfte nicht mehr erkennbar. Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass sich direkt unterhalb des Tauchrohres und damit außerhalb dieses Messbereiches eine Aufwärtsströmung ausbildet.

In den Vektordiagrammen von [Abbildung 36](#) wird noch einmal deutlich, dass auch mit leitfähiger Wand der Strahl in einem flacheren Winkel die Tauchrohröffnung verlässt. Damit wird auch der Auftreffpunkt des Flüssigmetallstrahles auf die Kokillenwand nach oben verschoben. Die Rezirkulationsgebiete liegen nun nah am Strahl. In den obersten Vektoren sind Anteile einer weiteren, linksdrehenden Rolle zu erkennen. Dieser zusätzliche Wirbel kehrt die Strömungsrichtung nahe der freien Oberfläche nun von der Kokillenmitte in Richtung schmaler Wand um. Gegenüber der unbeeinflussten Strömung haben sich die Geschwindigkeiten unterhalb von  $z = 40$  mm in der Kokillenmitte stark reduziert.

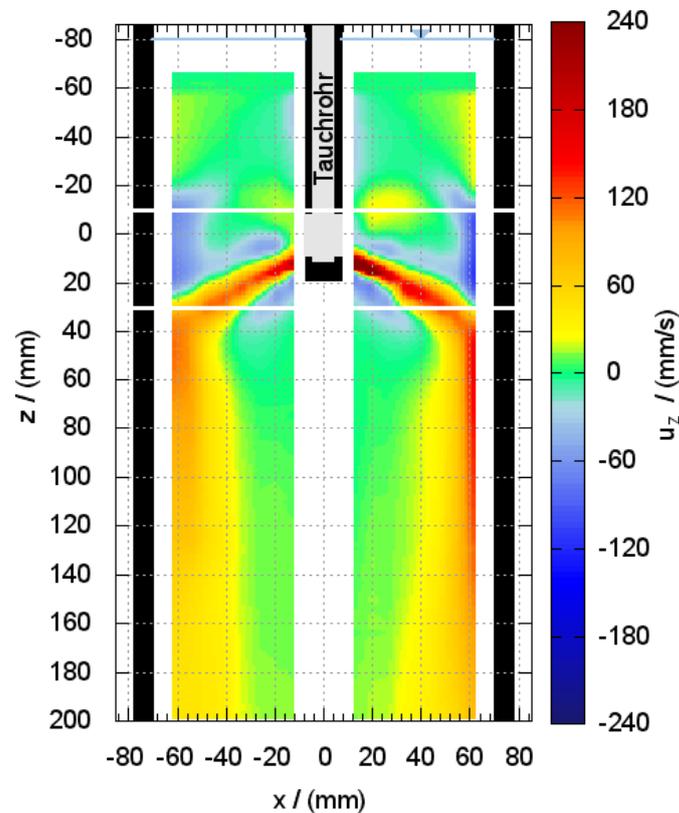


Abbildung 35: Vertikale Kokillenströmung mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) und leitfähigen Wänden

#### 4.4. Kokillenströmung mit veränderter Bremsenposition

In allen bisher vorgestellten Experimenten unter Magnetfeldeinfluss hat die elektromagnetische Bremse die gleiche, hohe Position inne. Der Position der elektromagnetischen Bremse bezüglich des Tauchrohres wird in der Literatur eine entscheidende Rolle bei der Wirkung des Magnetfeldes zugeschrieben [Garcia-Hernandez et al., 2010; Moon et al., 1996]. Um die Abhängigkeit der bisher erzielten Ergebnisse von der Magnetfeldposition zu überprüfen, werden weitere Versuche mit einem um 29 mm tiefer liegenden Magnetfeld durchgeführt. Die Oberkante der Polschuhe und die unterste Kante des Tauchrohres liegen in der neuen Position der elektromagnetischen Bremse auf einer Höhe. Die Stärke der Flussdichte sowie der Aufbau des DC-Magneten, und damit die Magnetfeldverteilung, bleiben ansonsten unverändert. Die Messkonfigurationen wurden ebenso beibehalten.

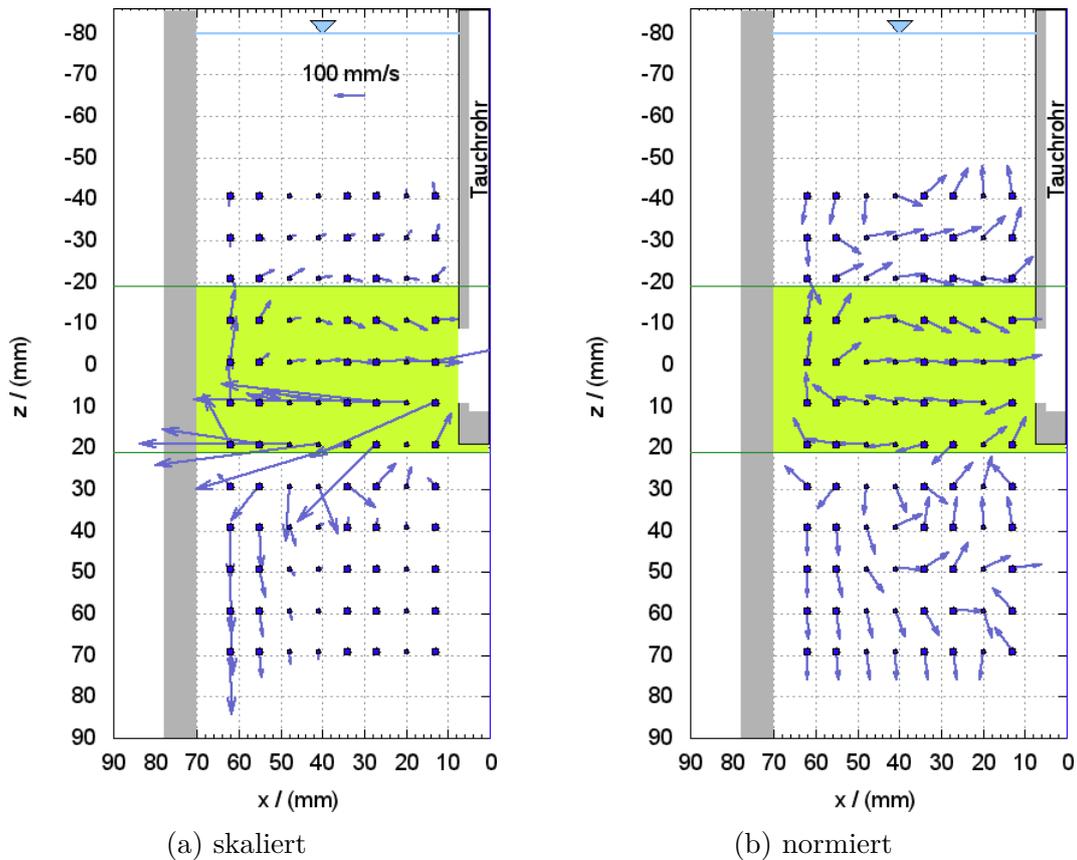
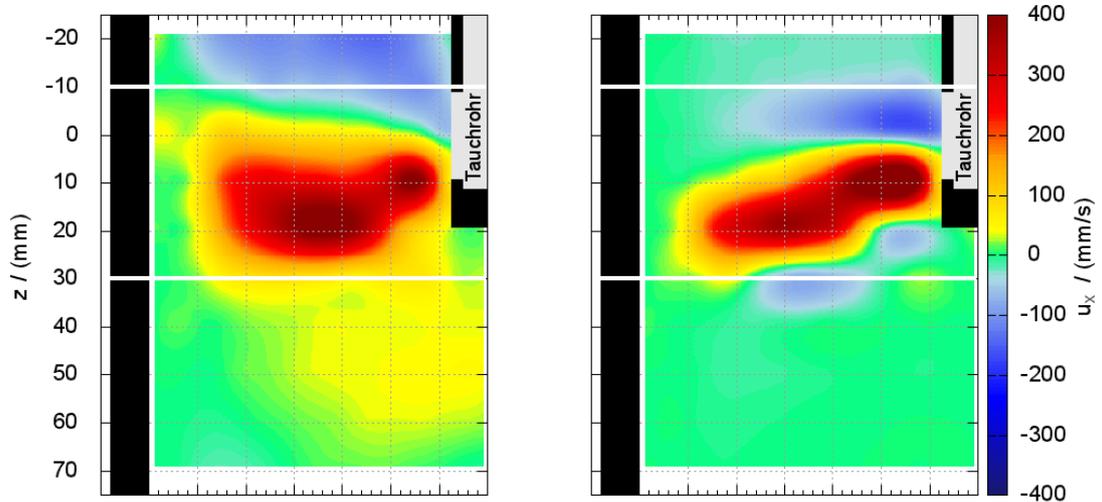


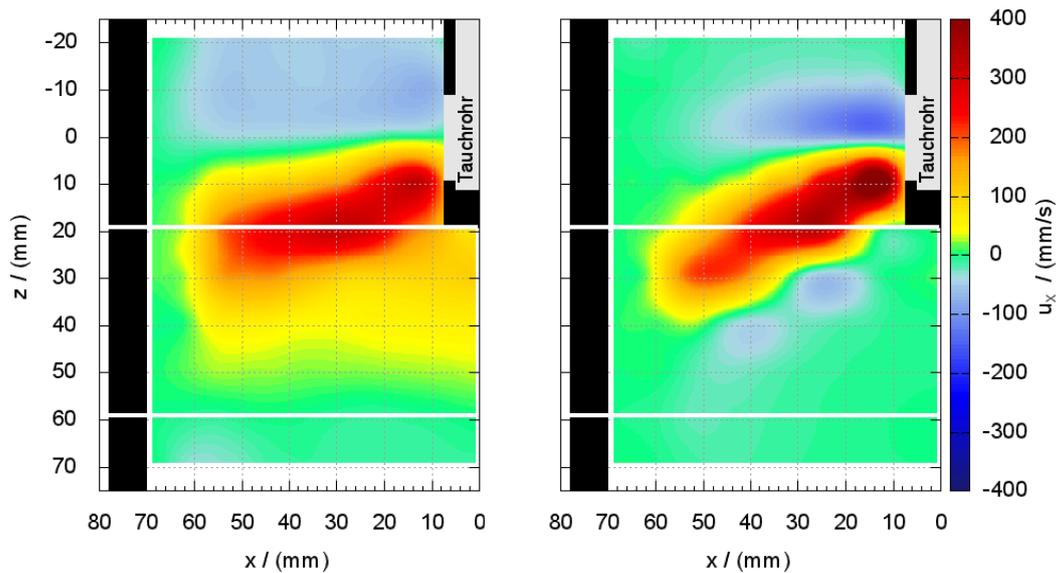
Abbildung 36: Resultierende Geschwindigkeitsvektoren in der Mittelebene mit Magnetfeld (hohe Bremsenposition) und leitfähigen Wänden

Die [Teilbilder 37a](#) und [37b](#) entsprechen den Ergebnissen aus den Versuchen mit hoher Bremsenposition (siehe [Kapitel 4.2](#) und [4.3](#)) und dienen dem direkten Vergleich mit den Messungen mit tiefer Bremsenposition in [Abbildung 37c](#) bzw. [37d](#). Die Wirkung der Magnetfeldverschiebung um 29 mm ist eher gering und die Messungen zeigen eine starke Ähnlichkeit. In der tiefen Bremsenposition hat der Flüssigmetallstrahl einen etwas steileren Austrittswinkel und reicht ein wenig tiefer in die Kokille. Dadurch kommt er fast bis auf eine Höhe von 40 mm. Diese veränderte Lage ist im isolierenden Fall auch am Übergang vom Strahl zum oberen Rezirkulationsgebiet auszumachen. In der hohen Bremsenposition bildet sich bei  $z = 0$  mm eine von links nach rechts fallende, in der tiefen Bremsenposition eine steigende Zone mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten (grüner Übergangsbereich).



(a) hohe Bremsenposition, isolierende Wände

(b) hohe Bremsenposition, leitfähige Wände



(c) [tiefe Bremsenposition, isolierende Wände

(d) tiefe Bremsenposition, leitfähige Wände

Abbildung 37: Kokillenströmung bei veränderter Position der elektromagnetischen Bremse; alle bei 310 mT

### 4.5. Ausdehnung des Strahles über die Kokillendicke

Ein Magnetfeld kann sich auf die Strömung in Feldrichtung auswirken. Um diesen Aspekt näher zu untersuchen wird nun die Strömung in einer horizontalen Ebene näher betrachtet. Die zeitlich gemittelte Strömung für einen waagerechten Schnitt durch die Kokille entsprechend der Messkonfiguration III ist in [Abbildung 38](#) dargestellt. Die Messanordnung mit den Ultraschallsensoren und den zugehörigen Messlinien ist noch einmal in [Abbildung 38](#) ganz oben skizziert. An den Rändern der Diagramme ist die Lage der Kokillenwände eingezeichnet. Das Tauchrohr befindet sich in der Mitte der Diagramme. Der Durchstoßpunkt des Flüssigmetallstrahles durch die Messebene ist mit einer gestrichelten, senkrechten Linie markiert.

[Abbildung 38a](#) zeigt die Strömung im horizontalen Querschnitt ohne Magnetfeld. In beiden Kokillenhälften ist bei  $x \approx 25$  mm der Durchstoßpunkt des Flüssigmetallstrahles durch die Messebene zu erkennen.

Unter Magnetfeldeinfluss verändert sich die Form des Flüssigmetallstrahles. Bei isolierenden Kokillenwänden gleichen sich die mittleren Geschwindigkeiten entlang der Y-Achse und damit der Orientierung des Magnetfeldes an ([Abbildung 38b](#)). Der Strahl nimmt nun einen Großteil der Kokillendicke ein. Diese Veränderung tritt auch bei der Hinzunahme von leitfähigen Wänden ein ([Abbildung 38c](#)). Die Vergleichmäßigung der Strömung in Richtung des Magnetfeldes ist aber nicht ganz so stark ausgeprägt wie mit isolierenden Wänden.

Eine weitere Veränderung betrifft den Durchstoßpunkt des Flüssigmetallstrahl durch die horizontale Messebene. Der Durchstoßpunkt wandert unter Magnetfeldeinfluss nach außen zu den Schmalseiten der Kokille, von einer Position  $x \approx 25$  mm ohne Magnetfeld nach  $x \approx 40$  mm. Dies folgt aus dem bereits beobachteten, flacheren Austrittswinkel des Strahles aus dem Tauchrohr in Anwesenheit eines Magnetfeldes. Die Verschiebung des Flüssigmetallstrahles nach außen bleibt auch bei leitfähigen Wänden erhalten, aber direkt am Tauchrohr lässt sich nun eine Umkehr der Strömungsrichtung beobachten. Damit zeigen sich direkt unter dem Flüssigmetallstrahl wieder Gebiete der Rezirkulation.

In der tiefen Position des Magneten lässt sich Ähnliches feststellen. Die Kontrollmessung mit veränderter Polschuhlage hat auf das eben beschriebene Ergebnis kaum Einfluss. Es ist sowohl eine Verschiebung des Durchstoßpunktes in Richtung schmaler Kokillenwand ( $x \approx 30$  mm), als auch die Homogenisierung der Strömung in Magnet-

feldrichtung (Abbildung 38d und 38e) zu sehen.

In *Abbildung 39* werden die einzelnen Profile miteinander verglichen. Hier treten Unterschiede und Veränderungen im Geschwindigkeitsprofil deutlich hervor. Die stärkste Veränderung erfahren die beiden Messlinien am äußersten Rand bei  $y = \pm 13$  mm (rote Linien). Sie nähern sich unter Magnetfeldeinfluss den anderen Geschwindigkeitsprofilen an, was die Homogenisierung der Strömung in Magnetfeldrichtung widerspiegelt.

Es fällt auf, dass bei äquivalenten Messpositionen keine perfekte Symmetrie in den Geschwindigkeitsprofilen vorliegt. Dies kann auf kleine, unvermeidbare Fertigungstoleranzen z. B. bei der Bohrung der Tauchrohröffnung oder auf Positionierungenauigkeiten zurückzuführen sein. Daneben wurden bisher nur zeitlich gemittelte Werte vorgestellt. Des Weiteren können zeitliche Schwankungen, wie Wechselwirkungen zwischen den Kokillenhälften, ebenfalls zu diesen Unterschieden in den Profilen führen. Dieser Aspekt wird im folgenden Kapitel näher beleuchtet.

#### 4. Zeitgemittelte Kokillenströmung

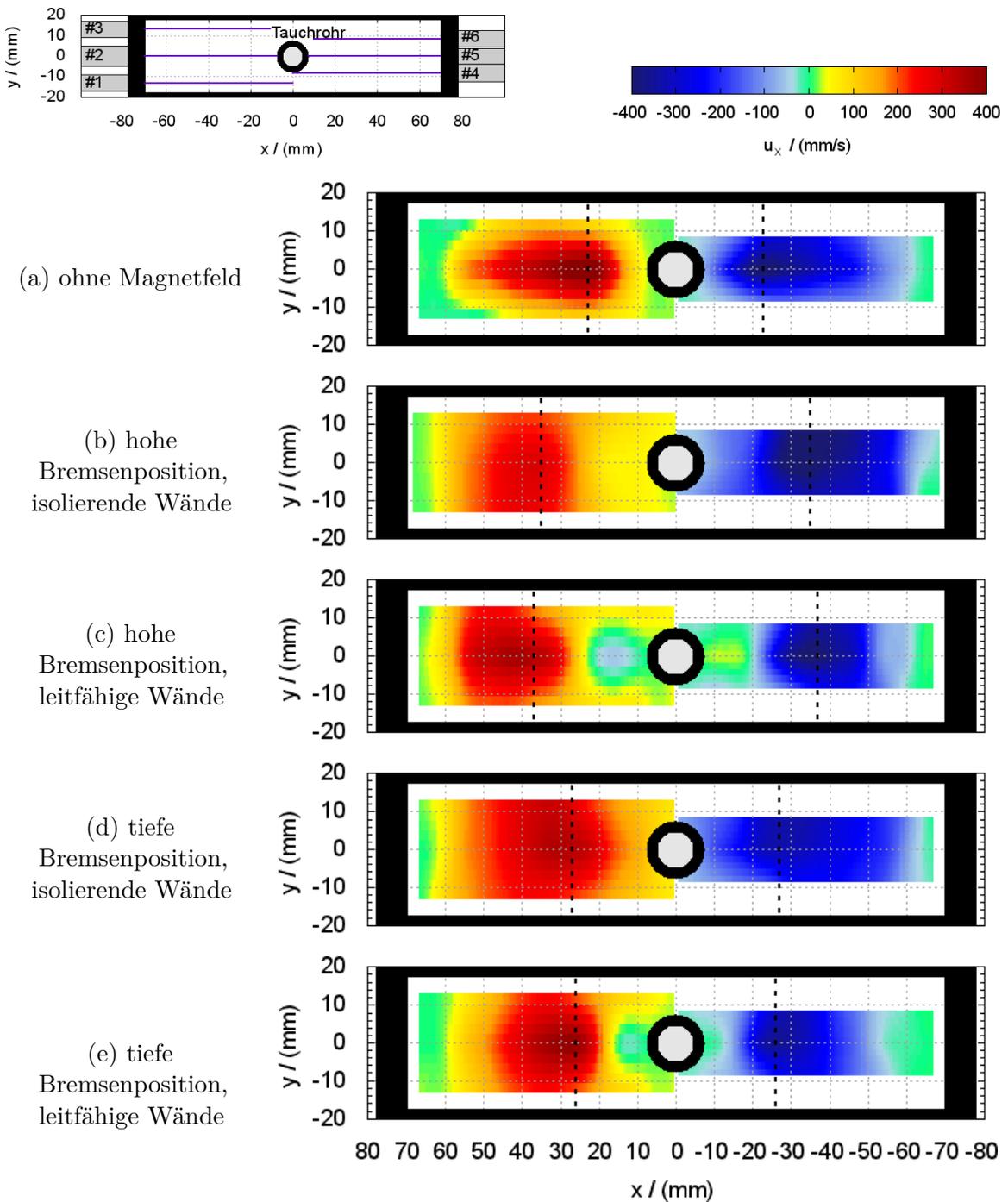
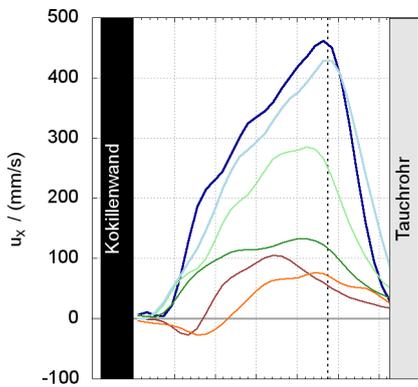
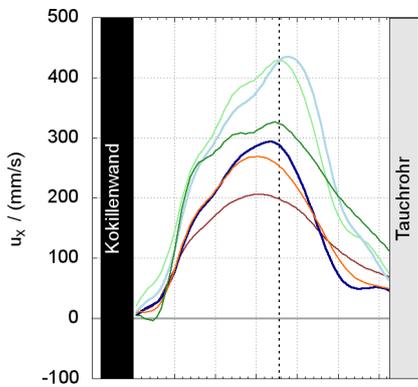


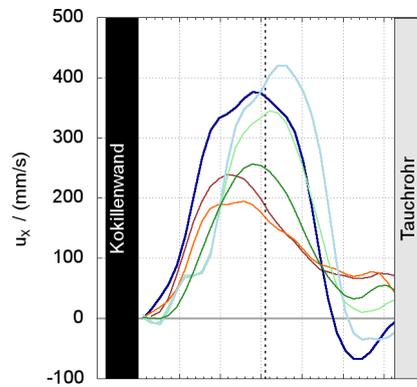
Abbildung 38: Horizontale Strömung in der waagerechten Messebene bei  $z = 19$  mm und für (b) bis (c) mit  $B = 310$  mT



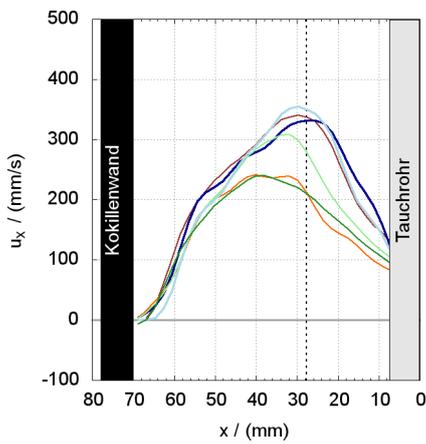
(a) ohne Magnetfeld



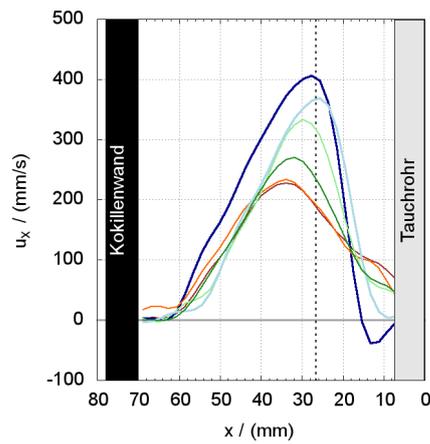
(b)  $B = 310$  mT, hohe Bremsenposition, isolierende Wände



(c)  $B = 310$  mT, hohe Bremsenposition, leitfähige Wände



(d)  $B = 310$  mT, tiefe Bremsenposition, isolierende Wände



(e)  $B = 310$  mT, tiefe Bremsenposition, leitfähige Wände

Abbildung 39: Geschwindigkeitsprofile aus der waagerechten Messebene bei  $z = 19$  mm



## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung

In [Kapitel 4](#) wird die zeitlich gemittelte Kokillenströmung betrachtet. Diese Ergebnisse geben Hinweise, dass insbesondere in der Kokille mit isolierenden Wänden unter Magnetfeldeinfluss eine zeitlich veränderliche Strömung vorliegt (z. B. [Abbildung 29](#)). Diese zeitabhängige Strömung soll nun näher untersucht werden.

### 5.1. Lokale Geschwindigkeitsoszillationen

Für die Bewertung der Geschwindigkeitsschwankungen können statistische Methoden herangezogen werden. Bezieht man die Standardabweichung  $\sigma_i$  auf die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}_i$  in einem Punkt, so ergibt sich der Turbulenzgrad. Der Turbulenzgrad  $Tu_i$  für eine einzelne Geschwindigkeitskomponente  $i \in x, y, z$  ist folgendermaßen definiert:

$$Tu_i = \frac{\sigma_i}{\bar{u}_i} \quad (41)$$

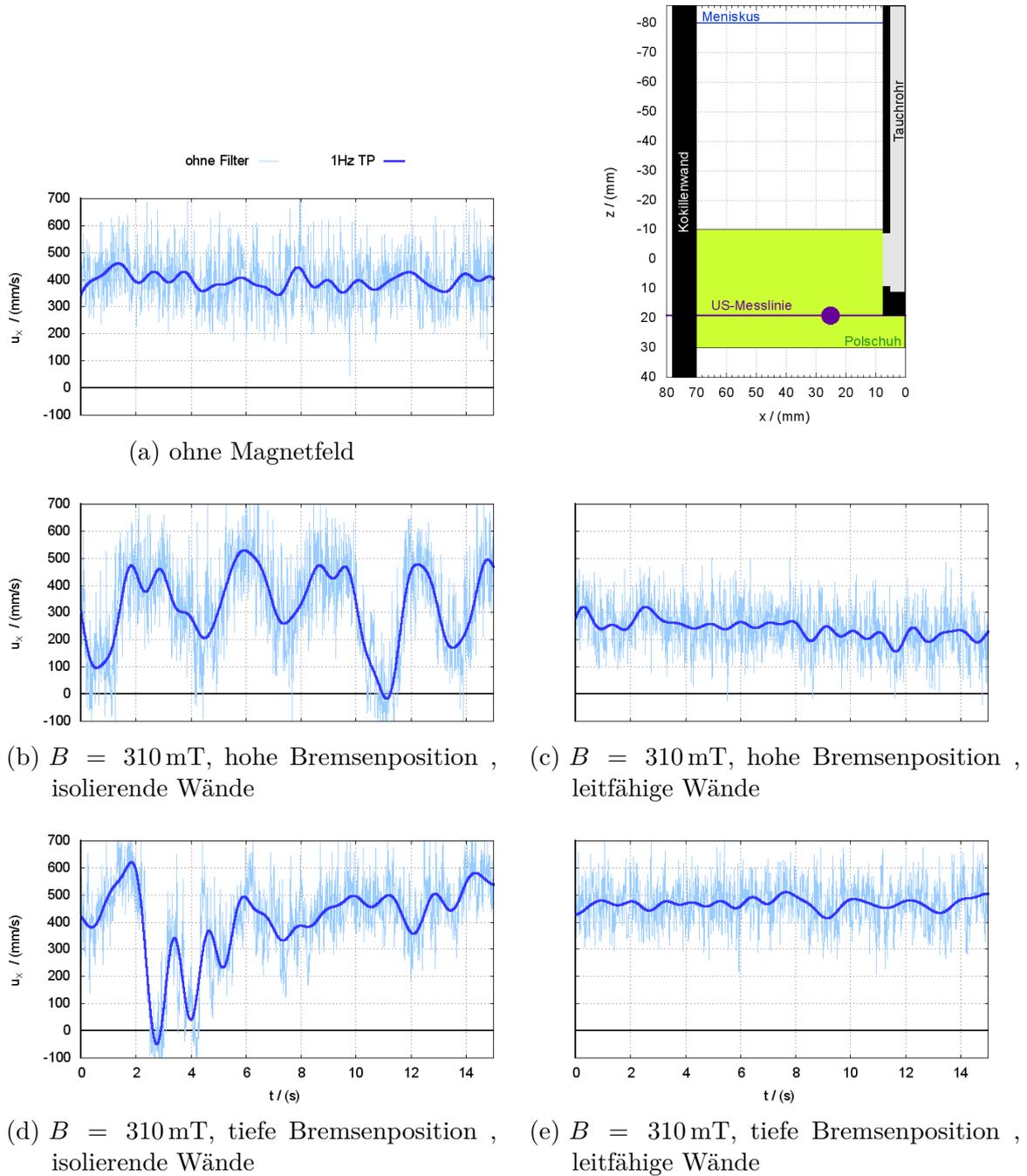
Der Turbulenzgrad kann als normierte Geschwindigkeitsschwankung aufgefasst werden.

Die Diagramme in [Abbildung 40](#) zeigen beispielhaft den Geschwindigkeitsverlauf  $u_x(t)$  über 15 Sekunden an einer einzigen Messposition. Die Position ist so gewählt, dass sie innerhalb des Flüssigmetallstrahles und nah an der Tauchrohröffnung liegt (markierter Punkt auf der Messlinie bei  $x = 25$  mm,  $y = 0$  mm,  $z = 19$  mm), wo die größten Turbulenzen zu erwarten sind. Die dunkelblaue Linie gibt die Geschwindigkeit unter Verwendung eines Tiefpassfilters mit 1 Hz Grenzfrequenz wieder, während die hellblaue Linie das ungefilterte Signal darstellt.

Ohne Magnetfeld ([Abbildung 40a](#)) verläuft die gefilterte Geschwindigkeit mit geringen Schwankungen um 400 mm/s. Es sind in diesem Fall nur geringe tieffrequente Anteile zu erkennen. Dem gegenüber erscheinen mit Magnetfeld unter isolierenden Randbedingungen im tiefpassgefilterten Signal größere Schwankungen. Zeitweise wechselt die Geschwindigkeit sogar das Vorzeichen. Unter Hinzunahme der leitfähigen Wände stabilisiert sich die mittlere Strömung wieder. Die tieffrequenten Schwankungen sind verschwunden. Dieses Verhalten zeigt sich ebenfalls bei der um 29 mm tiefer liegenden Position der Magnetfeldbremse.

Im ungefilterten Signal zeigen sich in allen Fällen turbulente Geschwindigkeits-

## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung



schwankungen um die mittlere bzw. tiefpassgefilterte Geschwindigkeit. In [Tabelle 9](#) sind die aus jeweils acht Versuchen ermittelten statistischen Werte mit der einfachen Standardabweichung aufgelistet. Nach den Versuchsbedingungen in den ersten drei Spalten folgt die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$ . Für den Fall der tiefen Bremsenposition ist die höchste mittlere Geschwindigkeit nur in diesem Messpunkt zu verzeichnen. Befindet sich die elektromagnetische Bremse in der oberen Position, welche die Tauchrohröffnungen bedeckt, so ergeben sich in diesem Messpunkt die geringsten mittleren Geschwindigkeiten. Der Unterschied zwischen den elektrischen Randbedingungen ist hier im Gegensatz zur tiefen Bremsenposition sehr groß. Mit leitfähigen Wänden ist in der obersten Bremsenposition die geringste mittlere Geschwindigkeit unter allen Versuchsbedingungen zu registrieren. Die mittlere Geschwindigkeit ohne Magnetfeld liegt zwischen den Werten der beiden Bremsenpositionen. Eine eindeutige bremsende Wirkung eines statischen Magnetfeldes lässt sich aus diesen Daten nicht ableiten.

Die Spalten fünf bis sieben der Tabelle geben die mittlere Standardabweichung der Geschwindigkeit in einem Experiment wieder, d. h. wie stark in jedem Versuch die Geschwindigkeit um den Mittelwert schwankt. Zuerst wird die Standardabweichung für die ungefilterten Daten gelistet. Es folgt die Standardabweichung für den tieffrequenten Anteil und zuletzt für den hochfrequenten Anteil, wobei die Trennfrequenz jeweils bei 1 Hz liegt. Für die ungefilterten Daten ist auffällig, dass insbesondere bei eingeschalteter Magnetbremse und isolierenden Kokillenwänden unabhängig von der Wandleitfähigkeit die Geschwindigkeitsschwankungen sowohl im ungefilterten als auch im tiefpassgefilterten Signal deutlich höher sind als in den anderen Vergleichsfällen. Im hochpassgefilterten Signal ist dagegen der Unterschied in den Geschwindigkeitsschwankungen nur noch in der hohen Bremsenposition bei isolierenden Wänden vorhanden. Damit geben auch die statistischen Werte einen Hinweis darauf, dass es sich bei den festgestellten zeitabhängigen Unterschieden in der Strömung hauptsächlich um tieffrequente Phänomene handelt.

Vergleicht man abschließend den Turbulenzgrad an dem einen Punkt unter den verschiedenen Versuchsbedingungen, so ergeben die Einstellungen mit Magnetfeld und isolierenden Kokillenwänden den höchsten Turbulenzgrad. Hier sind demnach die stärksten Schwankungen um den Mittelwert zu verzeichnen.

Letztendlich würde eine rein lokale, zeitabhängige Betrachtung der Geschwindigkeit zu dem Schluss führen, dass eine elektromagnetische Bremse die mittlere Geschwindigkeit reduziert, wenn sie die Tauchrohröffnungen bedeckt, insbesondere wenn leitfähige

magn. Flussdichte B	Wand (-)	Polschulage (-)	mittlere Geschw. $\bar{u}_x$ (mm/s)	mittlere Standardabweichung			Turbulenz- grad $\frac{\sigma_i}{\bar{u}_x}$ (%)
				ohne Filter	TP (1 Hz)	HP (1 Hz)	
0	-	-	390 ± 15	88 ± 9	28 ± 8	85 ± 7	23 ± 2,4
310	isol.	hoch	350 ± 28	158 ± 21	113 ± 21	110 ± 10	46 ± 7,4
310	isol.	tief	447 ± 23	112 ± 21	67 ± 31	86 ± 4	25 ± 5,8
310	leitf.	hoch	227 ± 27	89 ± 3	29 ± 6	83 ± 3	39 ± 5,7
310	leitf.	tief	468 ± 2	76 ± 2	15 ± 2	74 ± 2	16 ± 0,4

TP = Tiefpass  
HP = Hochpass

Tabelle 9: Statistische Werte der Geschwindigkeit in einem Punkt ( $x = 25$  mm und  $z = 19$  mm)

Wände vorhanden sind. Jedoch erhöht sich in diesem Fall zugleich der Turbulenzgrad. Wird die elektromagnetische Bremse direkt unterhalb des Tauchrohres positioniert, erhöht sich dagegen die mittlere Geschwindigkeit und der Turbulenzgrad sinkt wieder ab. Für den Fall der isolierenden Kokillenwände sind außerdem unabhängig von der Position der Bremse tieffrequente Schwankungen großer Amplitude zu verzeichnen. Jedoch geben solche nur aus vereinzelt, lokalen Betrachtungen abgeleiteten Aussagen das tatsächliche Verhalten nur unzureichend, wenn nicht gar verfälscht wieder. Für eine genauere Beurteilung des zeitlichen Strömungsverhaltens sollte daher zusätzlich ein größerer Bereich der Strömung einbezogen werden.

## 5.2. Räumliche Schwankungen des Flüssigmetallstrahles

Die Hinweise auf eine zeitlich veränderliche Strömung treten vor allem im Fall einer isolierenden Kokille auf (z. B. [Abbildung 40b](#)). Vier Momentaufnahmen einer Messung mit isolierenden Wänden und hoher Bremsenposition aus der Messkonfiguration I sind in [Abbildung 41](#) zu sehen.

Es ist gut zu erkennen, wie sich die Lage des aus dem Tauchrohr austretenden Flüssigmetallstrahles über die Zeit verändert. Im ersten Zeitschritt ([Abbildung 41a](#)) liegt der Strahl nahezu waagrecht in der Kokille. Ober- und unterhalb des Strahles befinden sich Gebiete entgegengesetzter Strömungsrichtung. Eine Sekunde später ([Abbildung 41b](#)) ist der Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahles deutlich steiler. Das Rezirkulationsgebiet ist nur unterhalb des Strahles ausgebildet. Im dritten Zeitschritt ([Abbildung 41c](#)) hat der Flüssigmetallstrahl wieder seine nahezu horizontale Ausrichtung eingenommen. Das Rezirkulationsgebiet befindet sich diesmal nur oberhalb des Strahles, wohingegen sich unterhalb in dieser Momentaufnahme eine leichte, ebenfalls nach außen gerichtete Strömung gebildet hat. Im letzten Zeitschritt in [Abbildung 41d](#) wird der Flüssigmetallstrahl nach dem abwärts gerichteten Verlassen des Tauchrohres nach oben gebogen. Oberhalb des Flüssigmetallstrahles ist immer noch ein etwas schwächeres Rezirkulationsgebiet vorhanden. Unterhalb des Strahles ist dagegen in der waagerechten Strömungskomponente kaum noch eine Bewegung zu erkennen.

Die vier Momentaufnahmen aus einem Experiment zeigen das transiente Verhalten der Strahlströmung unter dem Einfluss eines Magnetfeldes bei isolierenden Wänden. Der Flüssigmetallstrahl verändert unter den gegebenen Bedingungen im Zeitverlauf seinen Austrittswinkel und schwankt zwischen einer fast horizontalen und einer stark

## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung

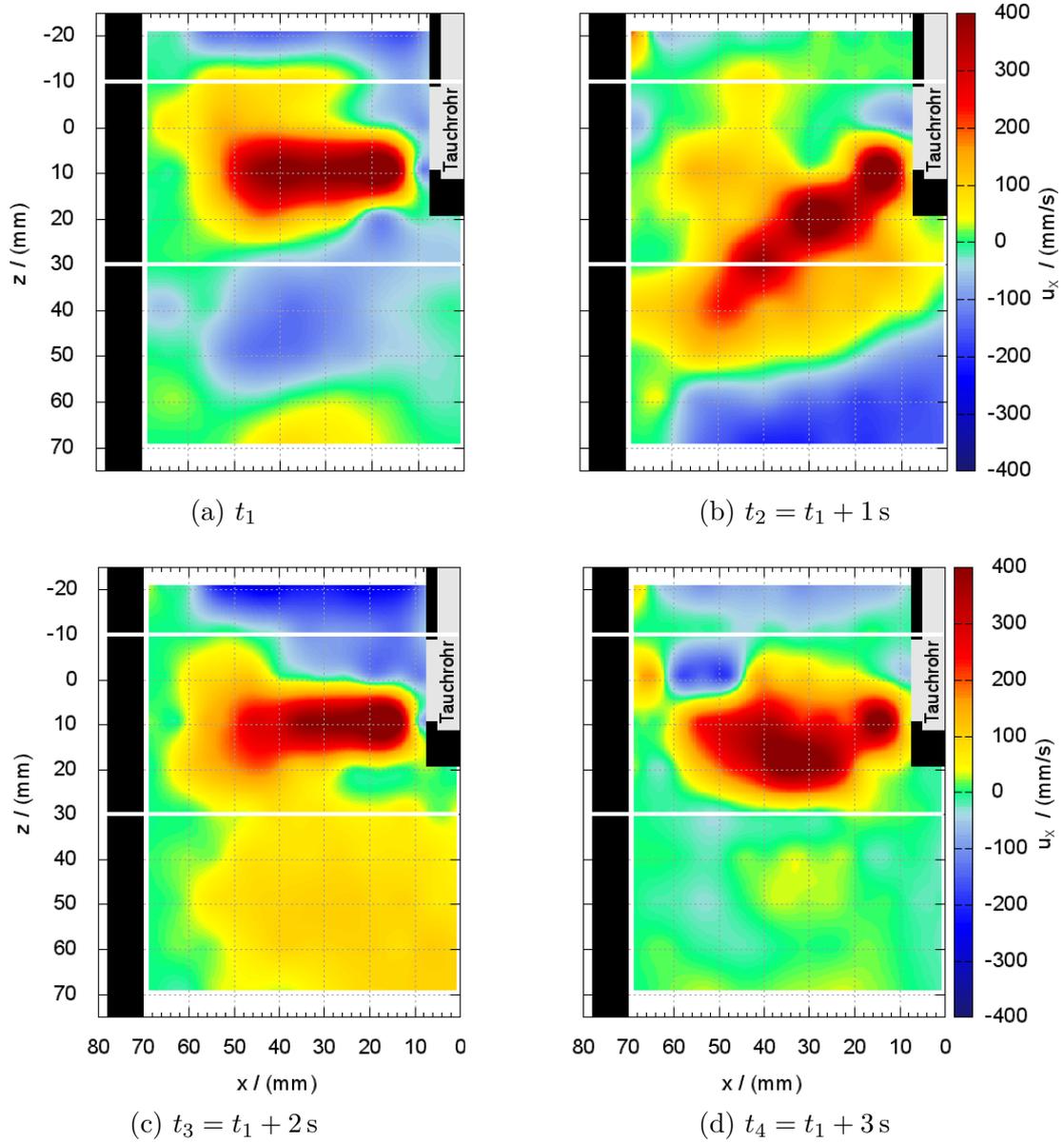


Abbildung 41: Vier Momentaufnahmen im Abstand von ca. 1 Sekunde aus einem Experiment mit  $B = 310 \text{ mT}$  und isolierender Kokillenwand

geneigten Ausrichtung. Zudem verändert sich auch die Strömung in den angrenzenden Gebieten ober- und unterhalb des Strahles. Dieses zeitabhängige Verhalten der Strömung erklärt die Unterschiede im gemittelten Geschwindigkeitsbild zwischen einzelnen Experimenten unter gleichen Versuchsbedingungen ([Abbildung 29](#), S. 87). Sowohl die gegensätzlichen Strömungen als auch die Lageänderung des Strahles führen in der Mittelwertbildung zu einer Unterbewertung der örtlichen Geschwindigkeiten. So können sich Geschwindigkeiten lokal über die Zeit gemittelt gegenseitig aufheben. Die resultierende Verringerung der mittleren Geschwindigkeit ist dann kein Effekt einer bremsenden Wirkung des Magnetfeldes, sondern einer örtlichen Verlagerung der maximalen Geschwindigkeiten. Das wird deutlich, wenn man die Differenz der arithmetischen Mittel aus den vorzeichenbereinigten Geschwindigkeiten  $\overline{|u|}$  sowie aus den Geschwindigkeiten unter Beachtung des Vorzeichens bzw. der Strömungsrichtung  $|\overline{u}|$  bildet.

$$u_{x,delta} = \overline{|u|} - |\overline{u}| \quad (42)$$

Die Differenz ist für die Fälle ohne Magnetfeld und mit Magnetfeld bei isolierenden bzw. leitfähigen Wänden (beides in der hohen Bremsenposition) in [Abbildung 42](#) dargestellt. Sie zeigt an, wo sich die Geschwindigkeiten durch einen Vorzeichenwechsel im arithmetischen Mittel gegenseitig aufheben.

Insbesondere in [Abbildung 42b](#) sind bis auf den Bereich der Strahlströmung erhöhte Werte in der Differenzbildung zu erkennen. Hier kommt es demzufolge in der vorzeichenbehafteten Mittelwertbildung zur teilweisen Aufhebung von Geschwindigkeitsanteilen. In den anderen beiden [Abbildungen 42a](#) und [c](#) fallen die Differenzen deutlich geringer aus.

Für den Fall ohne Magnetfeld und für den Fall unter Magnetfeldeinfluss mit leitfähigen Wänden sind sich die Momentaufnahmen der Kokillenströmung aus Messkonfiguration I sehr ähnlich und gleichen den bereits vorgestellten Abbildung der gemittelten Strömung, so dass in diesen Fällen von einer stationären Strömung ausgegangen werden kann. Daher werden für diese Fälle keine weiteren Momentaufnahmen gezeigt und für einen Eindruck von der horizontalen Kokillenströmung sei auf die Diagramme der gemittelten Strömung verwiesen (z. B. [Abbildung 33](#)).

Für eine weitere Analyse wird der Verlauf der Geschwindigkeiten auf mehreren,

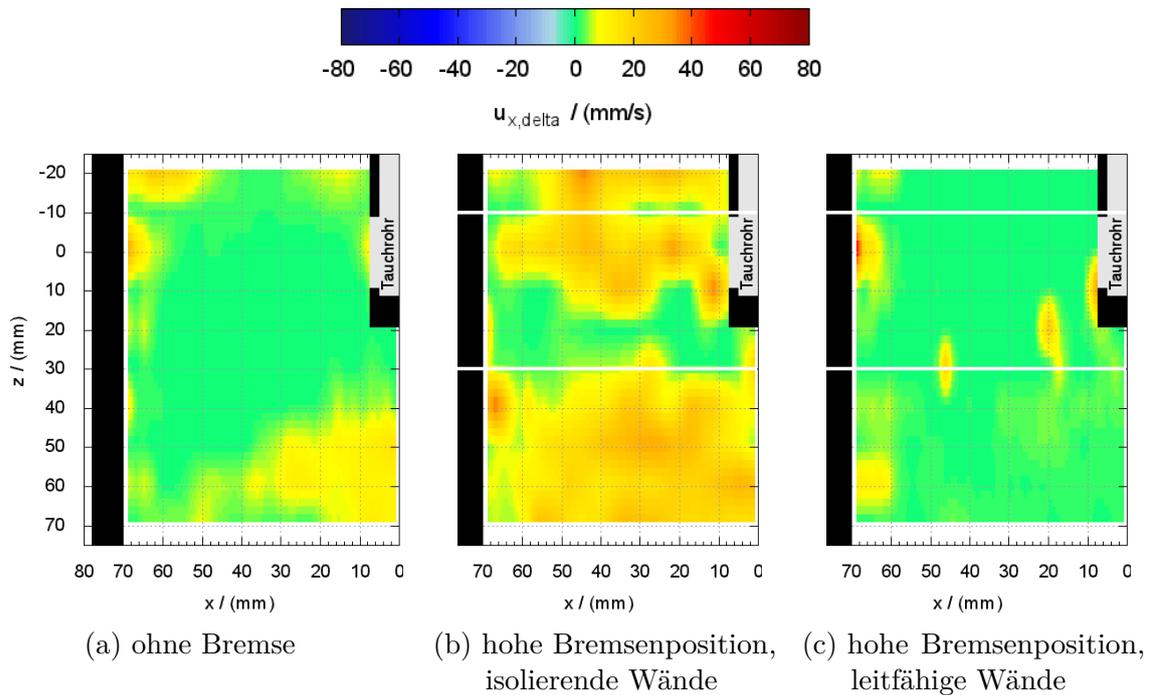


Abbildung 42: Differenz bei Mittelwertbildung

ausgewählten Messlinien unter verschiedenen Bedingungen verglichen. Dies soll für jeweils vier Sensoren aus den waagerechten Messungen von Messkonfiguration I und damit für vier unterschiedliche Höhen erfolgen. Die erste Messlinie auf einer Höhe von  $z = -1 \text{ mm}$  liegt knapp über dem Flüssigmetallstrahl fast in der Mitte der Tauchrohröffnung (Abbildung 43). Die darauf folgende Messlinie bei  $z = 9 \text{ mm}$  ist auf die untere Kante der Tauchrohröffnung ausgerichtet und schneidet den Strahl in allen Versuchsbedingungen (Abbildung 44). Die dritte Messlinie liegt etwas unterhalb des Strahles ( $z = 29 \text{ mm}$ , Abbildung 45). Zuletzt ist der zeitliche Verlauf für die unterste Sensorposition der horizontalen Messungen auf einer Höhe von  $z = 59 \text{ mm}$  dargestellt (Abbildung 46). Diese Messposition befindet sich immer unterhalb der Polschuhe des Bremsmagneten. Der Fall ohne Magnetfeld dient wieder als Referenz und ist in Teilbild (a) dargestellt. Es folgen die weiteren Versuchsbedingungen unter Magnetfeldeinfluss: mit hoher Bremsenposition und isolierenden Wänden (b), hohe Bremsenposition mit leitfähigen Wänden (c), tiefe Bremsenposition mit isolierenden Wänden (d) sowie tiefe Bremsenposition mit leitfähigen Wänden (e).

In den Abbildungen 43 bis 46 ist die zeitabhängige, horizontale Geschwindigkeit

$u_x(x, t)$  jeweils eines einzigen Sensors farbcodiert abgebildet. Auf der Abszisse ist die Messtiefe und auf der Ordinate die Zeit aufgetragen. Die schmale Kokillenwand befindet sich in jedem Einzelbild links. Schneidet die Messlinie das Tauchrohr, so ist dieses jeweils im rechten Teil des jeweiligen Diagrammes dargestellt.

Auf Höhe der Tauchrohröffnung ist ohne Magnetfeld eine leichte, zum Kokillenrand gerichtete Strömung zu sehen (Abbildung 43a). Die nach außen gerichteten Geschwindigkeiten gehören zu den oberen Randbereichen der Strahlströmung. Es kommt über die Zeit auf dieser Höhe jedoch zu Schwankungen in der Tiefenausdehnung des Flüssigmetallstrahles. Unter Magnetfeldeinfluss verstärkt sich diese Tendenz bei isolierenden Kokillenwänden (Abbildung 43b und 43d). Zeitweise nimmt der Flüssigmetallstrahl einen Großteil der Kokillenbreite auf dieser Messhöhe ein. Diese Phasen sind unterbrochen durch Bereiche von einem annähernden Stillstand bzw. gar mit Anzeichen einer Umkehr der Strömungsrichtung. Die leitfähigen Wände zeigen auf dieser Messhöhe eine zum Vergleichsfall entgegengesetzte Strömung. Außerdem unterbinden die leitfähigen Wände die periodischen Geschwindigkeitsschwankungen und zeigen ein konstantes zeitliches Verhalten.

Für die Sensorposition  $z = 9 \text{ mm}$  in Abbildung 44 schneidet der Flüssigmetallstrahl die Messlinie. Der Durchstoßbereich des Strahles ist in allen Fällen gut zu erkennen. Der Strahl nimmt sowohl für den Fall ohne Magnetfeld als auch bei eingeschalteter Bremse unter isolierenden Wänden einen Großteil der Breite ein. Bei isolierenden Wänden und tiefer Bremsenposition ist auf dieser Messhöhe zusätzlich eine zeitlich veränderliche Ausdehnung des Strahles in X-Richtung zu erkennen. Bei leitfähigen Wänden ist die räumliche Ausdehnung dagegen deutlich kompakter und über den gesamten dargestellten Zeitraum annähernd konstant.

Auf der Messlinie bei  $z = 29 \text{ mm}$  in Abbildung 45a ist der Durchstoßbereich des Flüssigmetallstrahles weiter in Richtung der schmalen Kokillenwand gewandert. Auf dieser Höhe zeigen sich starke Unterschiede in der Strömung zwischen den verschiedenen Versuchsbedingungen. Isolierende Wände führen mit dem Magnetfeld wieder zu Geschwindigkeitsschwankungen mit Richtungswechseln der Strömung. Dies ist für beide Polschuhlagen der Fall, wobei sie sich jedoch u. a. in der Frequenz der Richtungswechsel unterscheiden. Auch die örtliche Ausdehnung ist verschieden. Bei hoher Polschuhlage über den Austrittsöffnungen des Tauchrohres erfolgt die Umkehr fast auf der gesamten Breite der Kokillenhälfte und bildet ein Streifenmuster (Abbildung 45b). Bei tiefer Polschuhlage ist vor allem der Bereich in Kokillenmitte betroffen, während

## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung

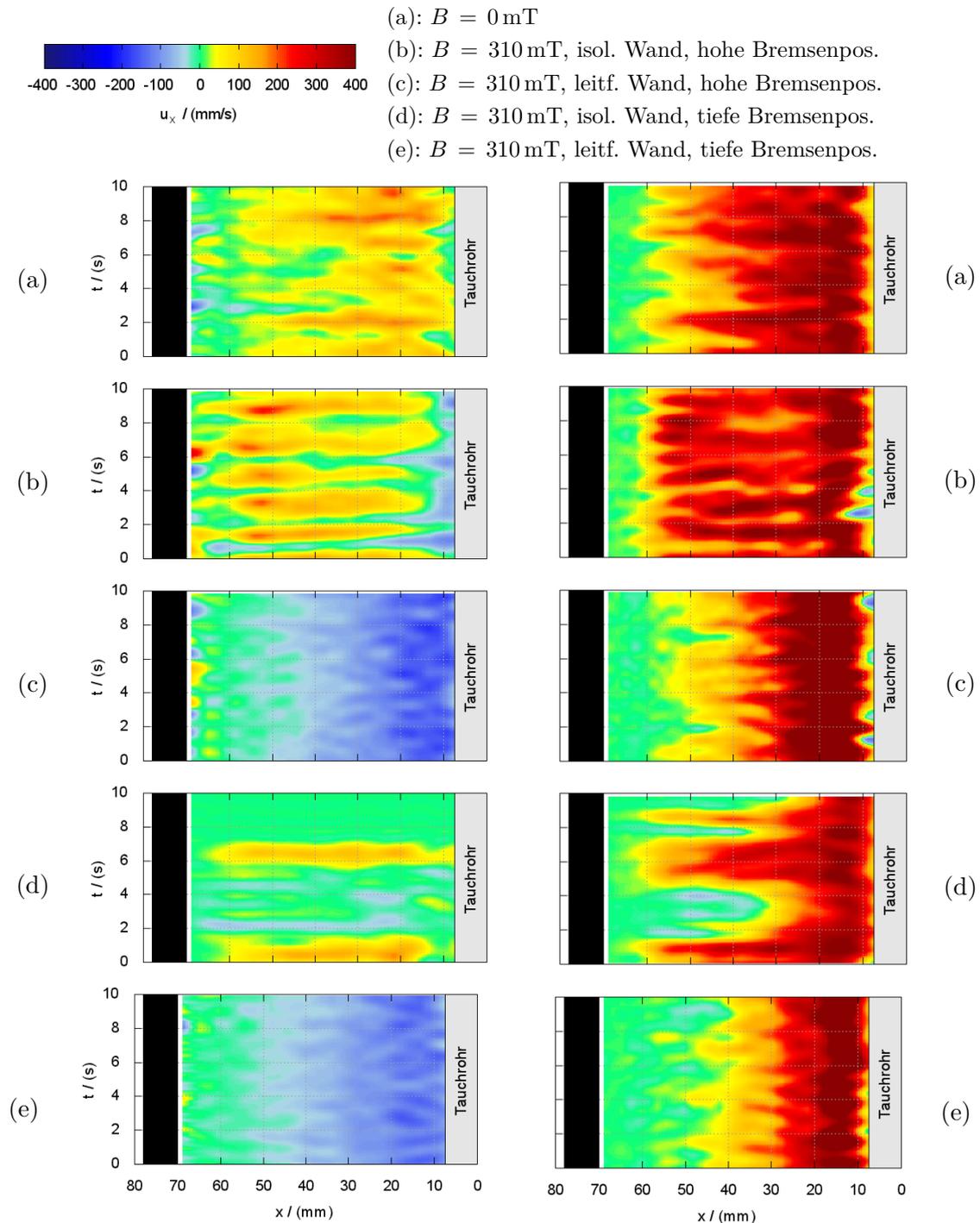
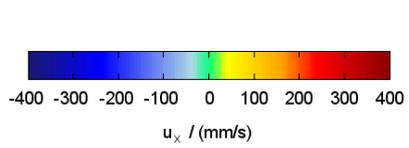


Abbildung 43:  
Geschwindigkeit bei  $z = -1 \text{ mm}$

Abbildung 44:  
Geschwindigkeit bei  $z = 9 \text{ mm}$



- (a):  $B = 0$  mT
- (b):  $B = 310$  mT, isol. Wand, hohe Bremsenpos.
- (c):  $B = 310$  mT, leitf. Wand, hohe Bremsenpos.
- (d):  $B = 310$  mT, isol. Wand, tiefe Bremsenpos.
- (e):  $B = 310$  mT, leitf. Wand, tiefe Bremsenpos.

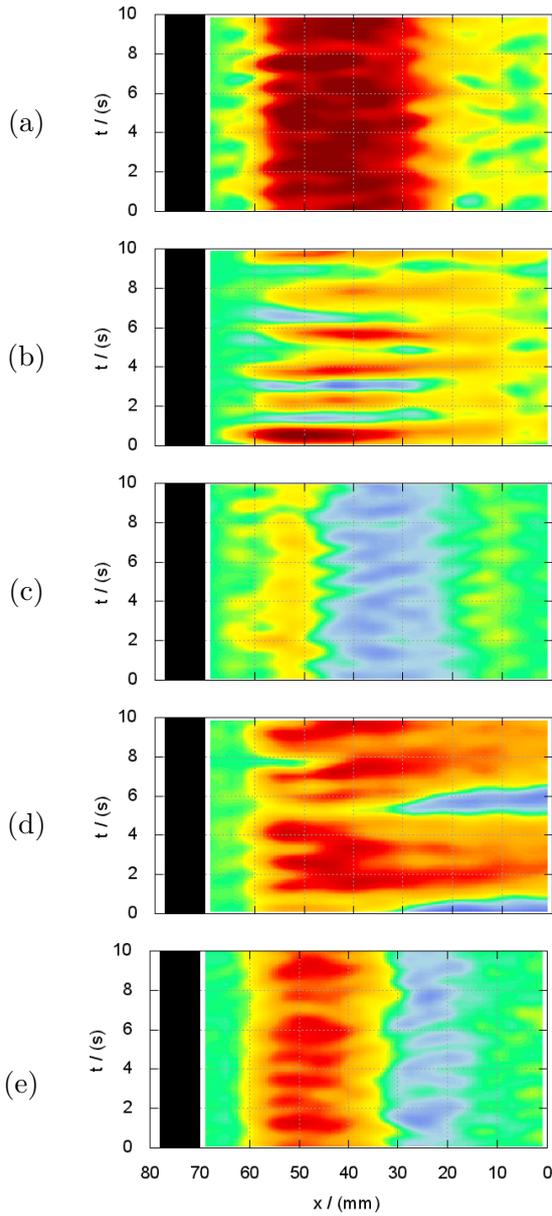


Abbildung 45:  
Geschwindigkeit bei  $z = 29$  mm

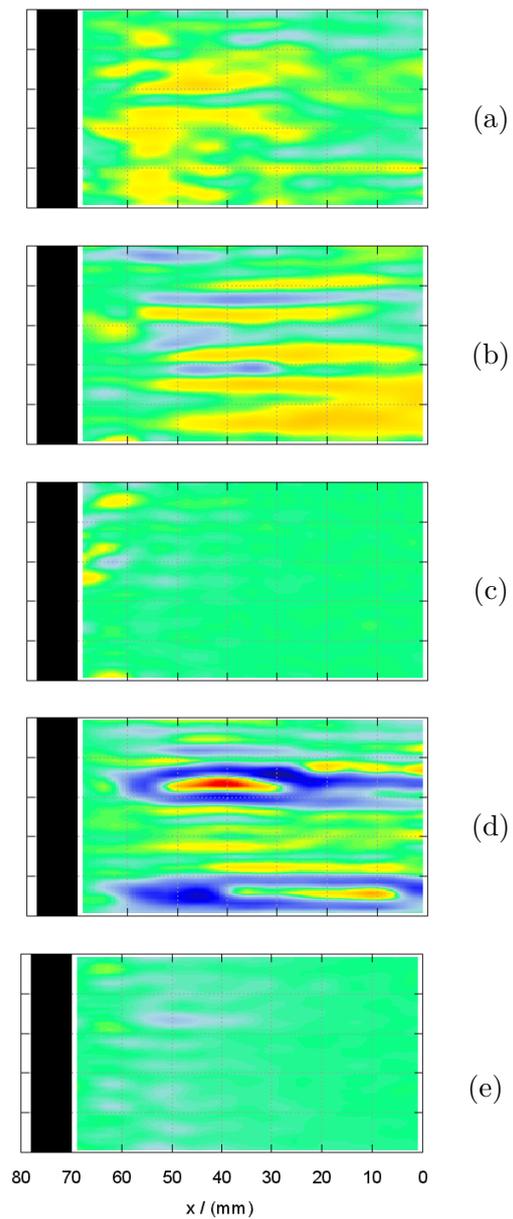


Abbildung 46:  
Geschwindigkeit bei  $z = 59$  mm

am Rand die ursprüngliche Strömungsrichtung des Strahles noch schwach zu erkennen ist ([Abbildung 45d](#)). Die leitfähigen Wände in [Abbildung 45c](#) und [45e](#) stellen die zeitliche Stabilität der Strömung wieder her. Die Ausläufer des Strahles sind z. T. nur noch geringfügig erkennbar. Im Gegensatz zum Fall ohne Magnetfeld existiert ein großer Bereich mit einer Gegenströmung in Richtung Tauchrohr.

Den letzten Teil dieser Serie bildet der Sensor auf der Höhe  $z = 59$  mm in [Abbildung 46](#), welcher die Strömungsverhältnisse unterhalb des Flüssigmetallstrahles und unterhalb der Polschuhe wiedergibt. Ohne Magnetfeld ist eine schwache, unregelmäßige Strömung zu erkennen ([Abbildung 46a](#)). Bei Einsatz eines Magnetfeldes bleibt dieser wechselhafte Charakter zwar erhalten, wirkt jedoch strukturierter. Es zeigt sich unabhängig von der Polschuhlage in [Abbildung 46b](#) und [46d](#) wieder das Streifenmuster mit einer schärferen Abgrenzung zwischen den Bereichen unterschiedlicher Geschwindigkeiten. Die Hinzunahme der leitfähigen Wände an den Breitseiten der Kokille verändert das Bild völlig. Wiederum unabhängig von der Position des statischen Magnetfeldes sinkt die horizontale Geschwindigkeit im gesamten Zeit- und Raumbereich auf fast Null.

Mit den Ergebnissen aus diesem Kapitel zu den räumlichen Schwankungen des Flüssigmetallstrahles lässt sich nun auch das tieffrequente Signal in den lokalen Geschwindigkeitsoszillationen in [Abbildung 40](#) erklären. Der tieffrequente Anteil ist auf die örtliche Verlagerung des Flüssigmetallstrahles zurückzuführen, wie sie die vier vorgestellten Momentaufnahmen in [Abbildung 41](#) gezeigt haben.

### 5.3. Symmetrieverhalten zwischen den Kokillenhälften

Die Auslenkung des Flüssigmetallstrahles lässt sich in den bisher betrachteten, zeitabhängigen Messergebnissen nur in einer Kokillenhälfte beobachten. Eine gleichzeitige Messung auf beiden Kokillenseiten bietet den Vorteil, einen ggf. vorhandenen Zusammenhang zwischen den Strömungen in den Hälften aufzudecken.

#### 5.3.1. Symmetrie in den horizontalen Geschwindigkeiten

Anhand der beidseitigen Messungen in der horizontalen Ebene aus Messkonfiguration III lässt sich die Strömung zwischen den beiden Kokillenhälften zeitabhängig untersuchen. In [Abbildung 47](#) ist der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit  $u_x(x, t)$  auf der Höhe von  $z = 19$  mm dargestellt. Die waagerechte Orientierung der Messlinie

wurde im Diagramm beibehalten, d. h. auf der Abszisse ist die Ortskoordinate abgebildet. Der Bereich des Tauchrohres ist in der Mitte weiß hervorgehoben. Die schmalen Kokillenwände sind als schwarze Balken links und rechts in der Abbildung zu sehen. Die Zeit ist auf der Ordinate abgetragen.

Ohne Magnetfeldeinfluss zeigt sich ein stabiles und näherungsweise symmetrisches Strömungsprofil ([Abbildung 47a](#)). Der aus dem Tauchrohr austretende Flüssigmetallstrahl schneidet die Messlinie und ist auf beiden Seiten gut zu erkennen.

Die Magnetfeldbremse in der hohen Bremsenposition zeigt wieder einen deutlichen Einfluss auf die Strömung. Die Ausdehnung des Flüssigmetallstrahles auf dieser Messhöhe variiert mit der Zeit. Es ist im Verlauf der Strahlströmung eine leichte Wellenbewegung zu sehen. In [Abbildung 47b](#) wird ein Verbindung der Strömung zwischen den Kokillenhälften sichtbar. Der Strahl ist dabei auf jeweils einer Seite dominant, während er auf der Gegenseite in abgeschwächter Form zu sehen ist. Auf dieser Höhe kann es stellenweise sogar zu einer Umkehr der Strömungsrichtung kommen. Für die tiefe Magnetfeldposition ist dieses Wechselspiel nicht ganz so stark ausgeprägt ([Abbildung 47d](#)).

Die leitfähigen Wände verändern die Wirkung des Magnetfeldes auf das zeitliche Verhalten der Strömung. Die Geschwindigkeiten auf der gewählten Messlinie sind über die ganze Zeit fast unverändert. Die hohe Magnetfeldlage führt gegenüber der tiefen Position zu einem etwas weiter außen liegenden Flüssigmetallstrahl. Das liegt an dem flacheren Austrittswinkel des Strahles, wie es schon in [Abbildung 37](#) zu sehen ist. Außerdem wird in beiden Fällen am Tauchrohr eine Gegenströmung des Rezirkulationsgebietes ersichtlich. Es stellt sich auch wieder eine symmetrische Strömung zwischen den beiden Kokillenhälften ein.

### 5.3.2. Symmetrie in der vertikalen Geschwindigkeit

Die [Abbildungen 48, 49](#) und [50](#) zeigen die zeitabhängige, vertikalen Geschwindigkeit  $u_z(z, t)$  aus der Messkonfiguration II für die Positionen  $|x| = 20$  mm, 41 mm und 62 mm. Die vertikale Orientierung der Messlinie bleibt im Diagramm erhalten, d. h. die Ortskoordinate ist diesmal auf der Ordinate abgetragen. Die Polschuhlage des Magneten ist durch zwei waagerechte, weiße Linien gekennzeichnet. Die hellblaue Linie stellt die Position der freien Oberfläche dar. Jedes Einzeldiagramm enthält die Geschwindigkeitsinformationen von zwei Sensoren, welche symmetrisch zur Kokillen-

## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung

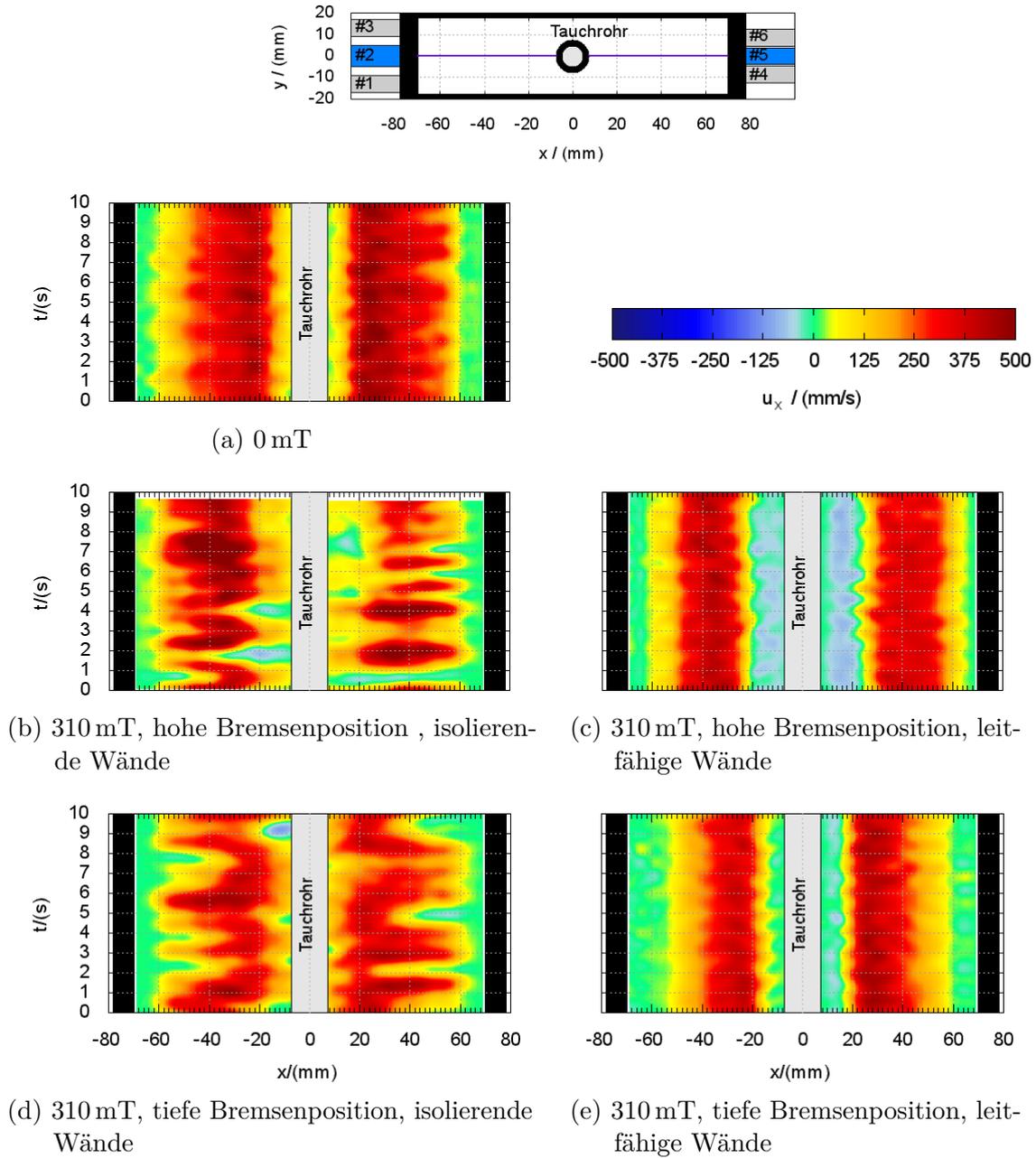


Abbildung 47: Vergleich der horizontalen Strömung zwischen den beiden Kokillenhälften bei  $z = 19$  mm

mitte liegen und sich daher nur durch ihr Vorzeichen in der X-Position unterscheiden. Die Zeit ist auf der Abszisse abgebildet (im Gegensatz zu den eben vorgestellten Zeit-Konturdiagrammen der horizontalen Messung aus [Abbildung 47](#)). Der zeitliche Ursprung liegt in der Diagrammmitte und die Zeit läuft für jeden Sensor jeweils von der Mitte nach Außen.

Im der ersten [Abbildung 48](#) ist die innerste, tauchrohrnahe Messposition dargestellt. Der gerade das Tauchrohr verlassende Flüssigmetallstrahl ist in allen drei Fällen gut als nach unten gerichtete Strömung (dunkelroter, horizontaler Bereich bei ca. 15 mm) zu erkennen. Für den Fall ohne Magnetfeld ist in [Abbildung 48a](#) die zeitlich stabile Doppelwirbelstruktur zu sehen, welche in der Kokillenmitte oberhalb des Strahles eine abwärts gerichtete und unterhalb des Strahles eine aufwärts gerichtete Strömung erzeugt. Unter Magnetfeldeinfluss zeigt sich für die isolierte Kokille ein deutlich instabiles Verhalten ([Abbildung 48b](#)). Der Strahl bricht periodisch nach unten aus. Die Strömung im unteren Kokillenbereich wird deutlich inhomogener. Sowohl die Ausdehnung des Strahles nach unten als auch die Strömung im unteren Bereich sind in den Kokillenhälften gegenphasig ausgebildet. Im oberen Kokillenbereich gibt es Anzeichen für die Ausbildung einer weiteren Wirbelstruktur (blaue Bereiche bei  $z = 50$  mm). Mit leitfähigen Kokillenhänden wird die Kokillenströmung wieder stabil ([Abbildung 48c](#)). Direkt neben dem Flüssigmetallstrahl sind die Rezirkulationsgebiete wieder deutlich zu erkennen. Die vertikalen Geschwindigkeiten jenseits der Rezirkulationsgebiete sind dagegen in diesem Bereich der Kokille stark gedämpft.

In [Abbildung 49](#) wird der zeitliche Verlauf für eine mittlere Messposition gezeigt. Die Position des Flüssigmetallstrahles ist für den Referenzfall und für den Fall der elektrisch leitfähigen Wand als waagerechter, roter Balken gut zu erkennen. Für diese beiden Versuchsbedingungen in [Abbildung 49a](#) und [c](#) ist die Strömung in der mittleren Messposition stabil. Unter isolierenden Randbedingungen in [Abbildung 49b](#) liegt wieder das instabile Strömungsverhalten vor. Auch die gegenphasige Ausrichtung der Strömung zwischen den beiden Kokillenhälften ist wieder erkennbar. Der Flüssigmetallstrahl ist dagegen nicht mehr durchgängig im Bild sichtbar, was auf die nahezu horizontale Ausrichtung des Strahles an dieser Stelle zurück geführt werden kann.

In [Abbildung 50](#) ist die zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeit für die wandnahe Sensorposition zu sehen. An der schmalen Kokillenhänden ist ohne Magnetfeld unterhalb des Flüssigmetallstrahles eine kontinuierliche Abwärtsbewegung zu erkennen. Die Strömung im oberen Bereich zeigt hier nur geringe Intensitäten und schwankt in

5. Zeitabhängige Kokillenströmung

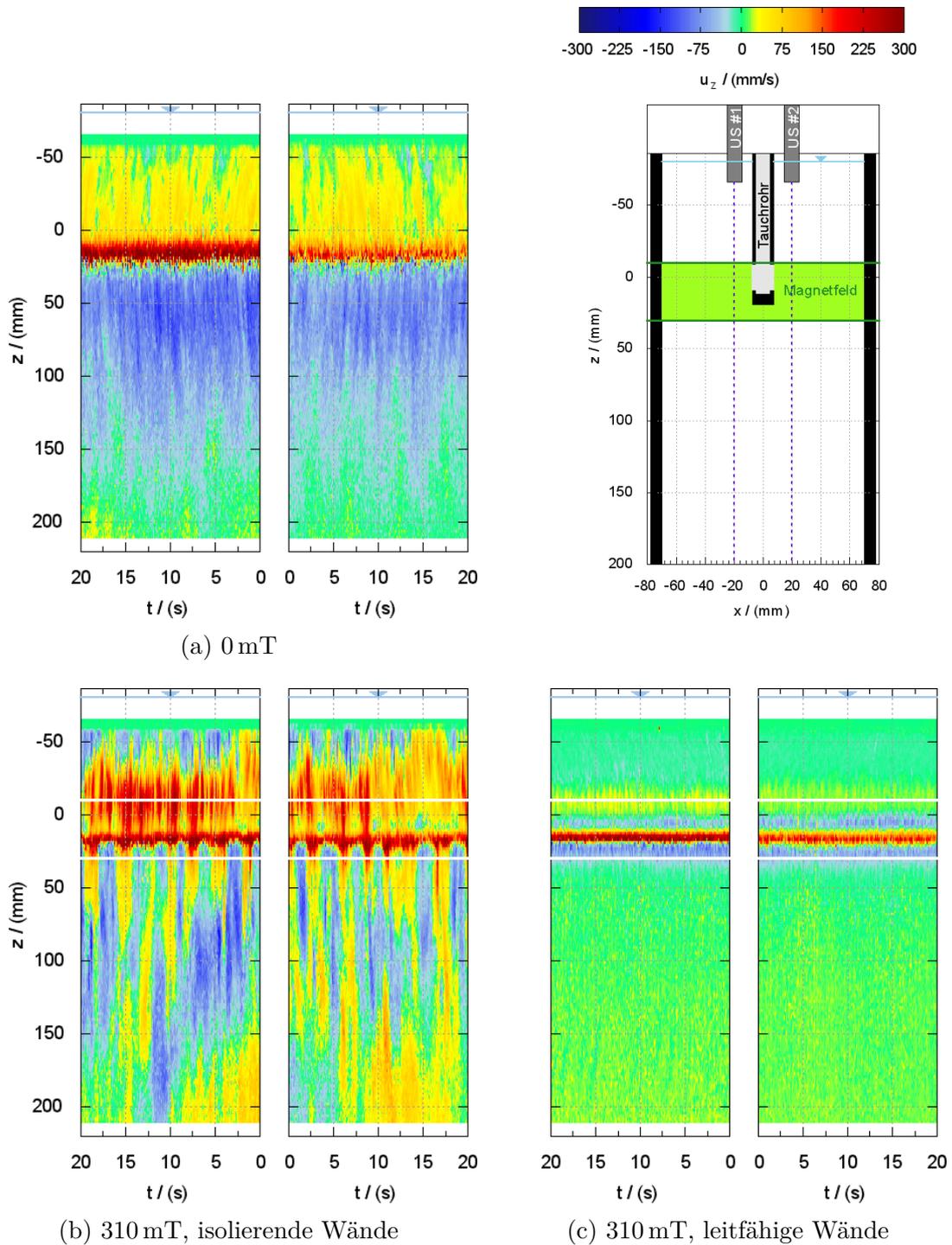


Abbildung 48: Vertikale Strömung in beiden Kokillenhälften bei  $|x| = 20$  mm, hohe Bremsenposition

## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung

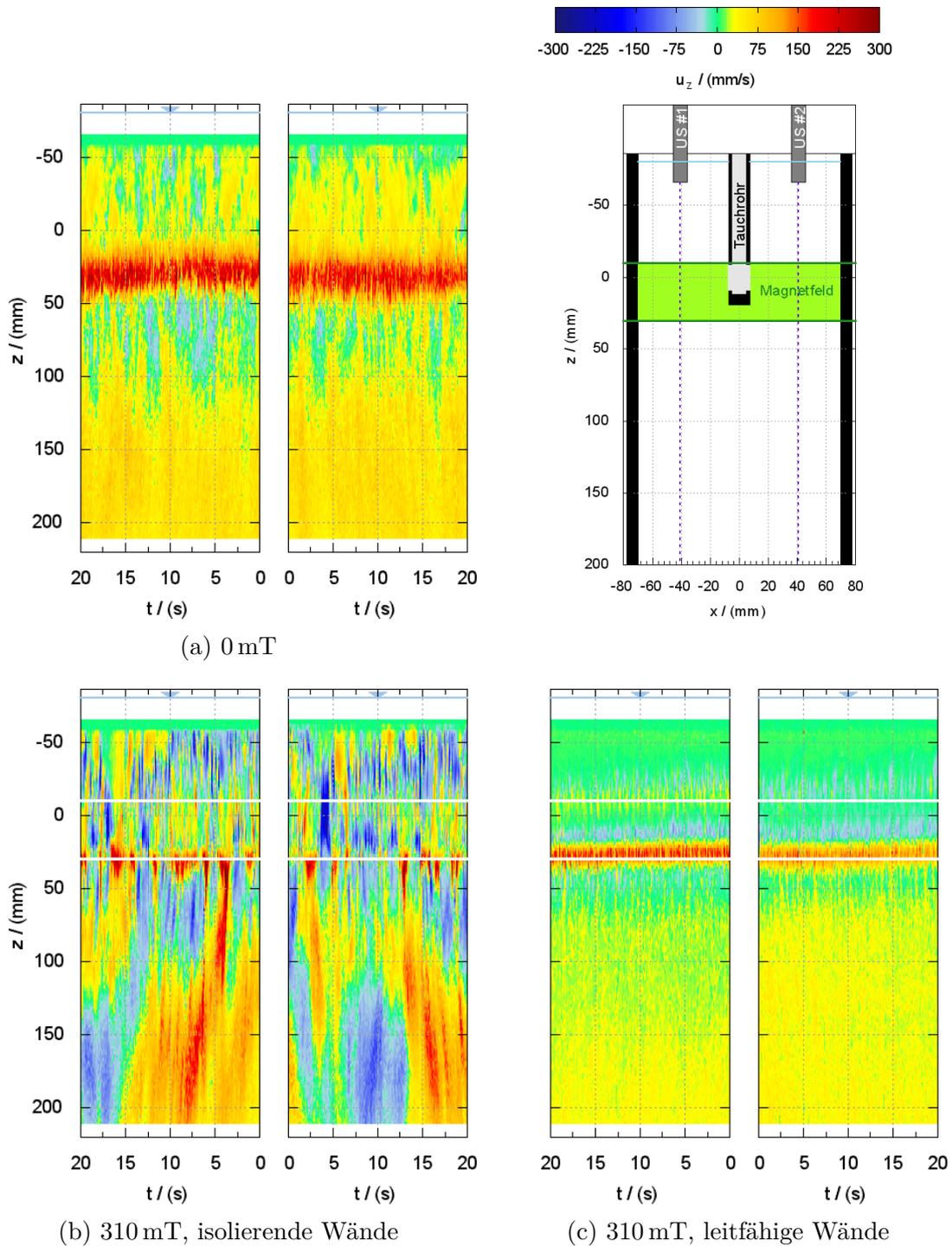


Abbildung 49: Vertikale Strömung in beiden Kokillenhälften bei  $|x| = 41$  mm, hohe Bremsenposition

## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung

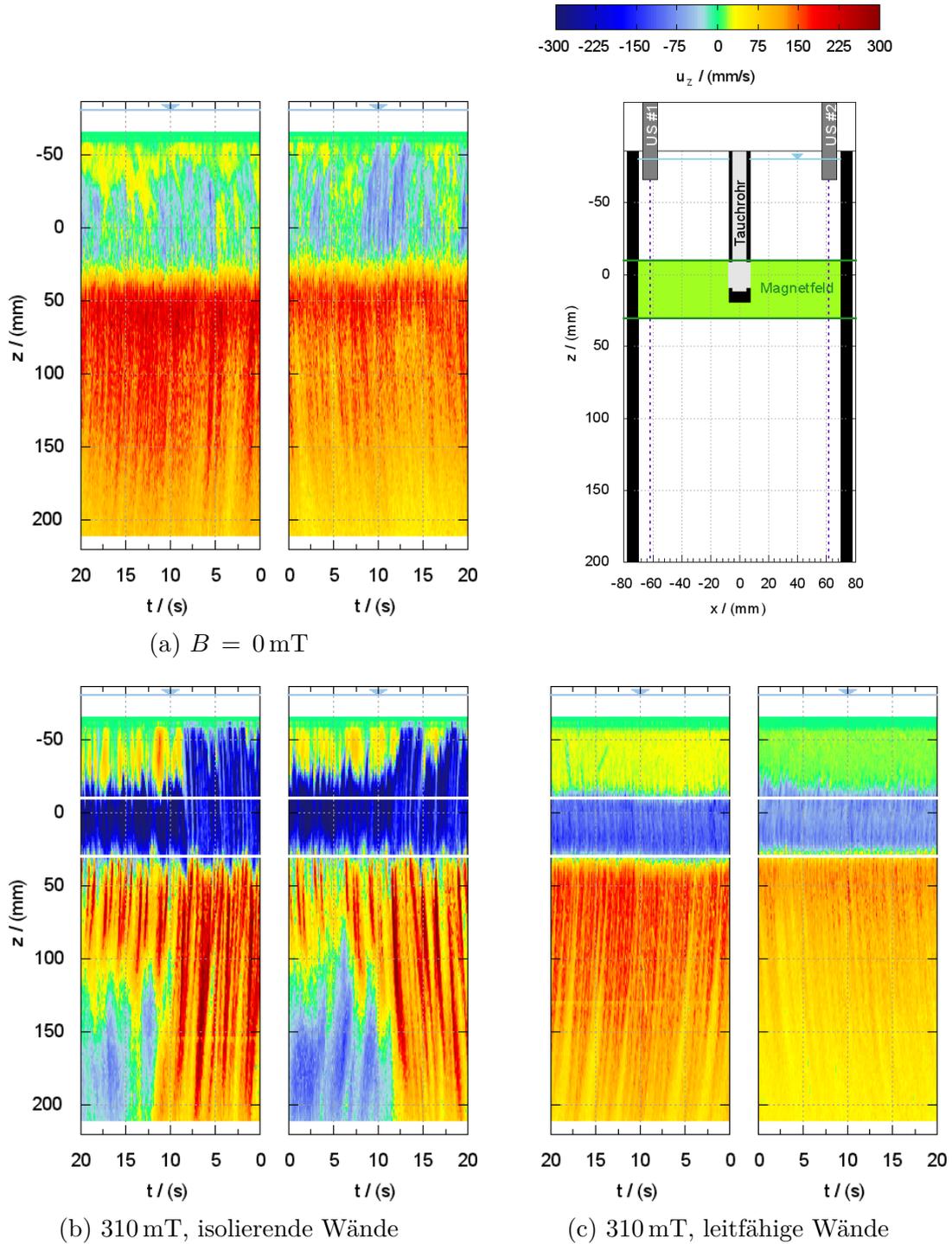


Abbildung 50: Vertikale Strömung in beiden Kokillenhälften bei  $|x| = 62 \text{ mm}$  hohe Bremsenposition

ihrer Ausrichtung ([Abbildung 50a](#)). Unter Magnetfeldeinfluss mit isolierenden Wänden ändert sich die Kokillenströmung auf dieser Messlinie wieder deutlich ([Abbildung 50b](#)). Unterhalb des Flüssigmetallstrahles ist im ersten Teil wieder der abwärtsgerichtete Teil der unteren Rolle zu erkennen. Im untersten Drittel der Kokille tritt nun jedoch eine einseitige Gegenströmung auf, welche zwischen den Kokillenhälften wechselt. Deutlich fällt im oberen Bereich die im Vergleich zum Referenzfall stark erhöhte Aufwärtsströmung auf. Aus Richtung der freien Oberfläche entwickelt sich dazu eine einseitige Gegenströmung, welche wiederum zwischen der linken und rechten Kokillenhälfte hin- und herwechselt. Der Wechsel zwischen den Kokillenhälften im untersten und obersten Kokillenberg erfolgt fast gleichzeitig. Unter Hinzunahme der leitfähigen Wände wird die Strömung stabil ([Abbildung 50c](#)). Es bildet sich unterhalb des Strahles wieder eine gleichmäßige Abwärtsbewegung aus. Über dem Strahl sind zwei entgegengesetzte Geschwindigkeitsbereiche zu erkennen. Dies kann auf die Ausbildung eines weiteren Wirbels unter der freien Oberfläche zurück geführt werden.

In allen drei Diagrammen [a](#) bis [c](#) von [Abbildung 50](#) sind streifenartige Muster zu erkennen, welche leicht schräg bezüglich der vertikalen Achse verlaufen. Die Streifen entstehen durch eine Verschiebung der Geschwindigkeitsmaxima während des Experimentes entlang der Messlinie. Legt man eine Gerade in diese Streifen und bestimmt man deren Anstieg, so ergibt sich die Geschwindigkeit mit der sich das Strömungsmuster entlang der Messlinie des Ultraschallsensors bewegt. In [Abbildung 51](#) ist das Ergebnis der berechneten Geschwindigkeiten zu sehen. Die Berechnung der Geschwindigkeiten erfolgte im Bereich von  $z = 50$  mm bis  $z = 125$  mm. Die große Standardabweichung bei der Bestimmung der Wandergeschwindigkeit der Strukturen resultiert aus der Schwierigkeit die schrägen Strukturen exakt zu erfassen und auch in der relativ hohen Geschwindigkeit, mit der sie sich bewegen. In einem kleinen Zeitschritt hat sich das Maximum bereits weit nach unten bewegt und die Zuordnung zusammengehöriger Punkte gestaltet sich schwierig bzw. ergeben kleinere relative Abweichungen einen größeren Unterschied im Anstieg der Geraden. Für eine verbesserte Analyse wird das Geschwindigkeitsprofil eines jeweiligen Zeitpunktes entlang der Messachse mit einem Medianfilter leicht geglättet. Die Ergebnisse für Wanderungsgeschwindigkeit liegen in der gleichen Größenordnung wie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich. Es könnte sich demnach bei den schrägen Strukturen um Wirbel handeln, die mit der Hauptströmung entlang der schmalen Kokillenwand nach unten transportiert

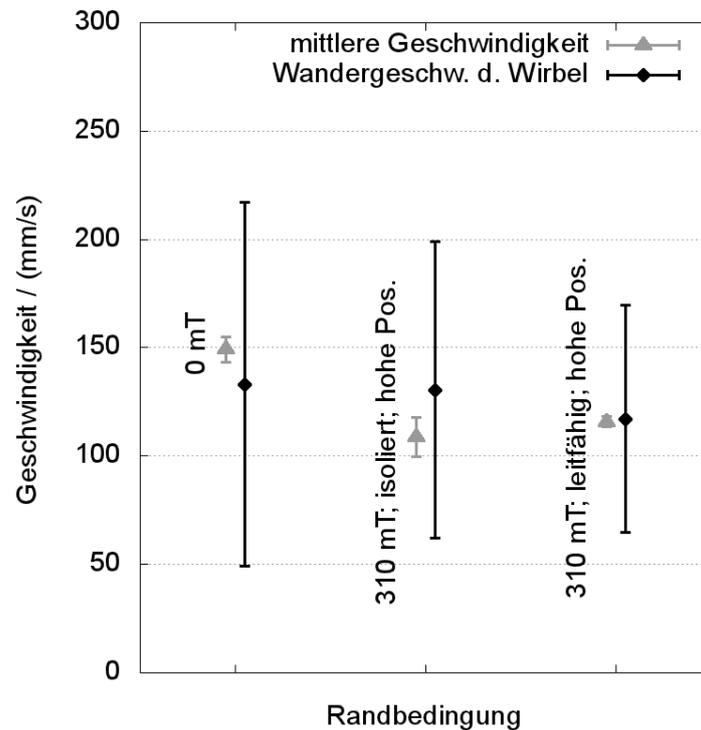


Abbildung 51: Mittlere vertikale Geschwindigkeit am Kokillenrand

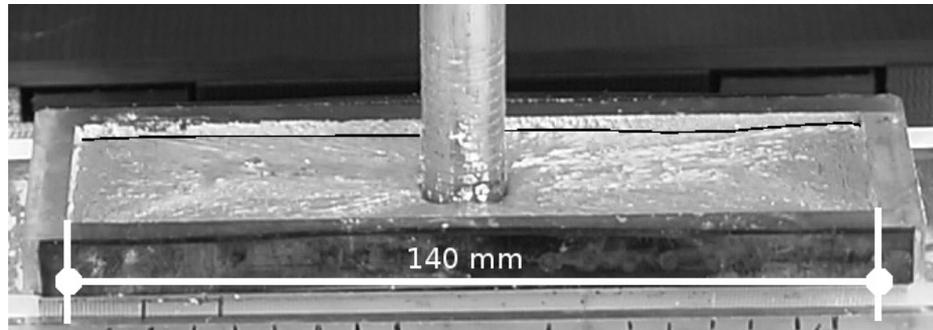
werden.

#### 5.4. Beobachtung der freien Oberfläche

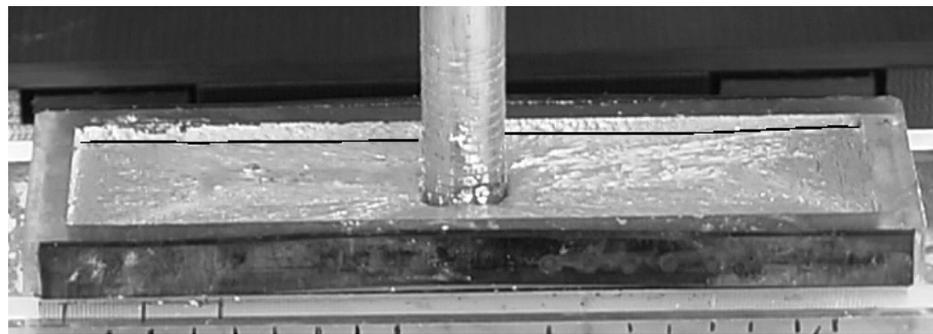
Ergänzend zu den Geschwindigkeitsmessungen wird die freie Oberfläche für zwei Versuchsbedingungen mit einer Videokamera aufgenommen. Die ersten Aufnahmen werden unter Referenzbedingungen ohne Magnetfeldbremse durchgeführt. Die nächste Einstellung erfolgt mit eingeschalteter Magnetfeldbremse in der tiefen Position und mit isolierenden Kokillenwänden. In [Abbildung 52](#) sind für jede Versuchsbedingung zwei Schnappschüsse abgebildet. Der Meniskus an der hinteren Kokillenwand ist durch eine dünne schwarze Linie hervorgehoben.

Der Vergleich der Fotos unter Referenzbedingungen ([Abbildung 52a](#) und [52b](#)) zeigt kaum einen Unterschied. Erst bei einer Überblendung der beiden Fotos werden kleine Unterschiede im Pegel zwischen den beiden Kokillenhälften erkennbar, welche eine leichte Wippbewegung der freien Oberfläche anzeigen. Die Frequenz der Wippbewegung beträgt ca. 2,3 Hz. Die freie Oberfläche ist ansonsten weitestgehend glatt und ruhig.

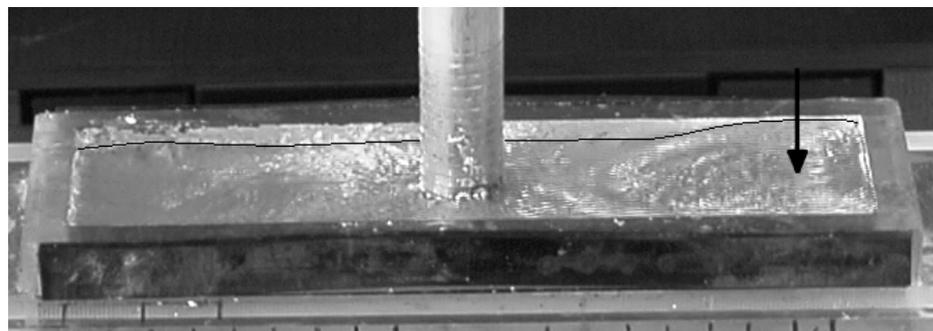
(a) Fall 1 - Bsp. 1:  
 $B = 0 \text{ mT}$



(b) Fall 1 - Bsp. 2:  
 $B = 0 \text{ mT}$



(c) Fall 2 - Bsp. 1:  
 $B = 310 \text{ mT}$ , tiefe  
Bremsenposition,  
isolierende Wände



(d) Fall 2 - Bsp. 2:  
 $B = 310 \text{ mT}$ , tiefe  
Bremsenposition,  
isolierend Wände

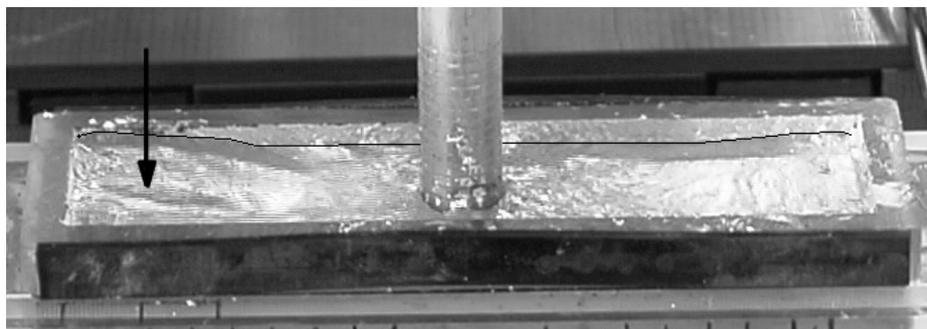


Abbildung 52: Fotos der freien Oberfläche während der Experimente

Unter Magnetfeldeinfluss mit isolierenden Kokillenwänden ändert sich die Form der freien Flüssigmetalloberfläche und die Oberfläche wird unruhiger. Nahe der schmalen Kokillenwand bildet sich zeitweilig ein stehender Wellenberg aus. Der Wellenberg ist zeitgleich nur auf einer Kokillenseite zu beobachten. In [Abbildung 52c](#) und [52d](#) ist der Wellenberg auf der rechten bzw. linken Seite durch einen Pfeil markiert. Auch unter Magnetfeldeinfluss tritt phasenweise die bereits ohne Magnetfeld beobachtete Wippbewegung gleicher Frequenz auf.

### 5.5. Frequenzanalyse

In der zeitabhängigen Betrachtung der Kokillenströmung und der Kokillenoberfläche zeigen sich tieffrequente Oszillationen. Diese Oszillationen sollen durch eine Frequenzanalyse noch einmal belegt werden.

#### 5.5.1. Frequenzanalyse in den Geschwindigkeitsmessungen

Für die Messkonfigurationen IV ist in [Abbildung 53](#) das Ergebnis der Fouriertransformation eines Experimentes dargestellt. In diesen Messkonfigurationen ist mit nur einem eingesetzten Ultraschallwandler die Messfrequenz und damit die Auflösung der Frequenzanalyse am höchsten. Als obere Grenzfrequenz ergibt sich in der Fouriertransformation ein Wert von ca. 45 Hz. Die Frequenzanalyse wird für die gesamte Messlinie des Sensors durchgeführt. Die Messtiefe  $x$  ist in [Abbildung 53](#) auf der Abszisse abgetragen und die Frequenz  $f$  auf der Ordinate. In der Abbildung ist rechts die Lage des Tauchrohres und links die Lage der schmalen Kokillenwand eingezeichnet. Die Amplituden der Fouriertransformierten sind auf den maximalen Gleichanteil auf der Messlinie normiert. Die Amplitude für den jeweiligen Ort und die jeweilige Frequenz ist farbcodiert dargestellt. In allen Bildern ist ein stark dunkelblauer, homogener Bereich von der Kokillenwand bis  $x = 65$  mm zu erkennen. Er markiert die Zone, in der das Messsignal aus dem Flüssigmetall von den Echos in der Wand überdeckt wird, daher keine Geschwindigkeitsinformationen aus der Strömung vorliegen und somit auch keine Geschwindigkeitsschwankungen gemessen werden können.

In der vom Magnetfeld unbeeinflussten Strömung sind nur sehr niederfrequente Anteile von weniger als 0,5 Hz zu erkennen ([Abbildung 53a](#)). Bei eingeschaltetem Magnetfeld steigen in der Kokille mit isolierenden Wänden die Amplituden der tieffrequenten Anteile bis zu 1 Hz auf der gesamten Messlinie deutlich an ([Abbildung 53b](#)).

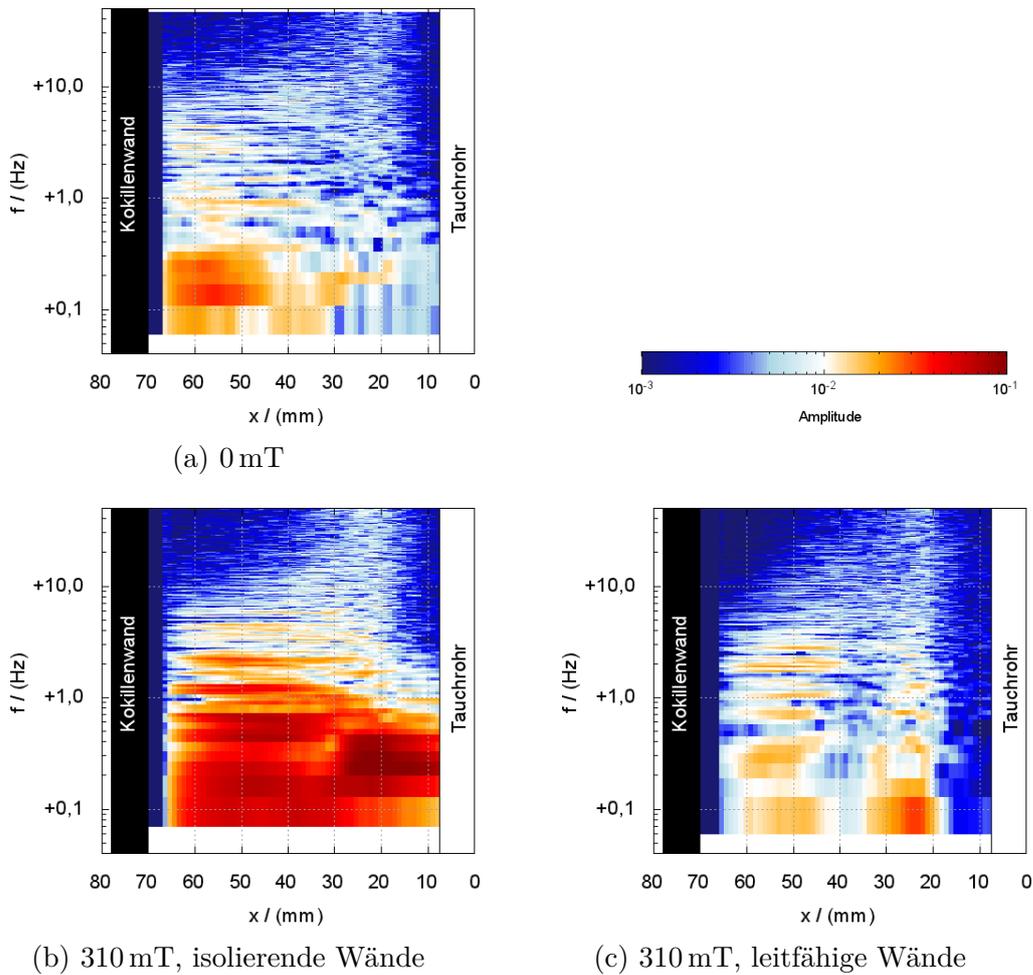


Abbildung 53: Frequenzanalyse für die horizontale Geschwindigkeit auf Höhe des Tauchrohrendes bei  $z = 19$  mm

Unter Hinzunahme der leitfähigen Wände sinken die Amplituden wieder auf das Niveau vom Referenzfall ohne Magnetfeld. Insbesondere in Tauchrohrnähe ist in [Abbildung 53c](#) nahezu keine Oszillation der Geschwindigkeit mehr messbar, d. h. an dieser Position liegt eine sehr stabile, konstante Strömungsgeschwindigkeit vor. Bei  $x = 40$  mm befindet sich unter diesen Bedingungen ungefähr die Mitte des Flüssigmetallstrahles. Da der Strahl bei leitfähigen Wänden seine Lage besonders stabil einhält sind hier kaum Geschwindigkeitsschwankungen zu verzeichnen und die Amplituden der Fouriertransformierten niedrig. Direkt neben dem Jet befinden sich die Scherschichten, in denen es zu stärkeren Geschwindigkeitsschwankungen kommt.

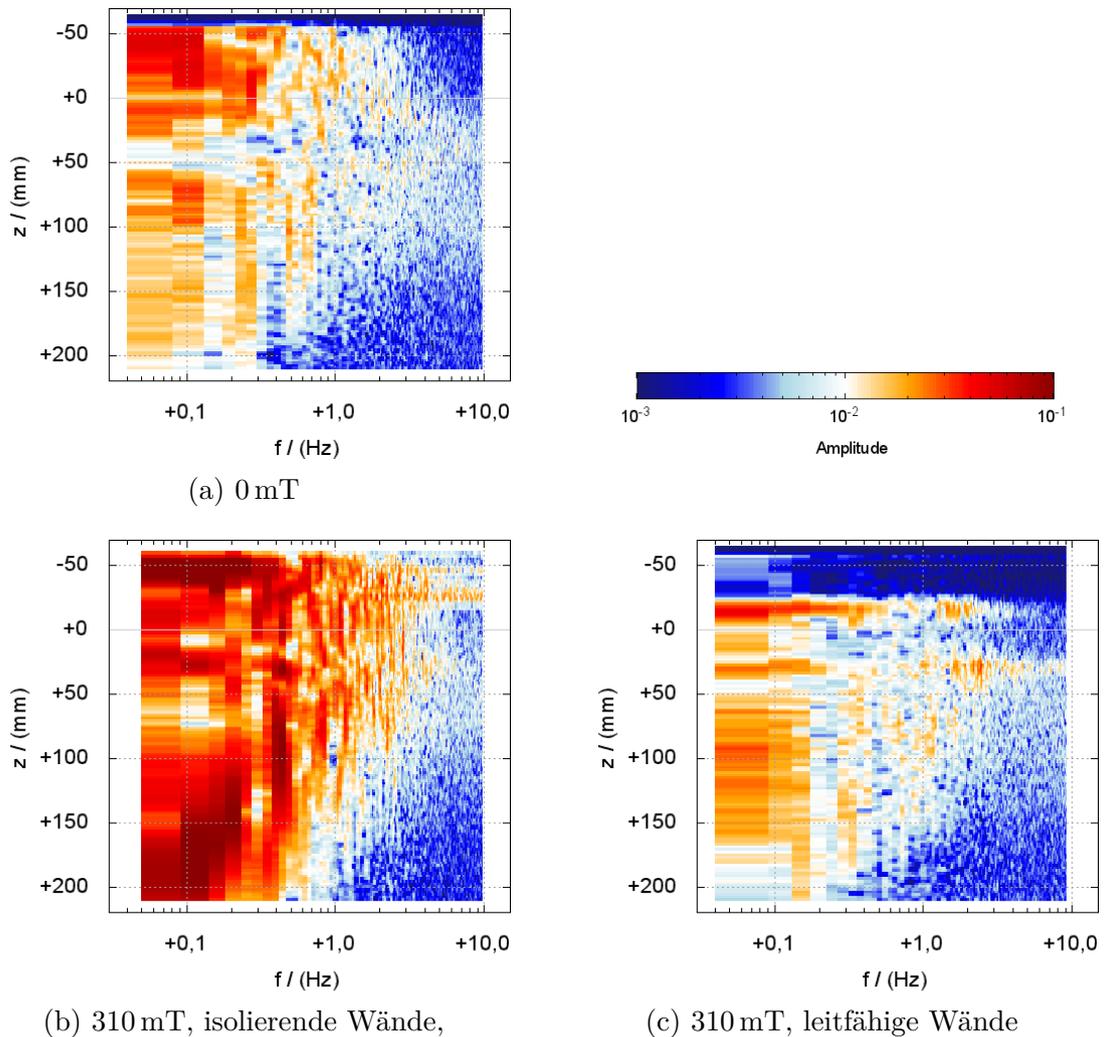


Abbildung 54: Frequenzanalyse für die vertikale Geschwindigkeit an der schmalen Kokillenwand bei  $x = 62$  mm

In [Abbildung 54](#) ist die Frequenzanalyse für die Messkonfiguration II (vertikale Ultraschall-Messung) mit den Sensoren in der wandnächsten Position dargestellt. Durch den Einsatz von zwei Sensoren in dieser Messkonfiguration sinkt die obere Grenzfrequenz der Fouriertransformation auf ca. 10 Hz. In der farbcodierten Darstellung des Frequenzspektrum für die vertikale Messlinie ist der Ort auf der Ordinate aufgetragen, die Frequenzen sind auf der Abszisse abgebildet.

Auch in der wandnahen, vertikalen Messung liegen die Frequenzen der Geschwindigkeitsschwankungen für den Referenzfall ohne Magnetfeld im wesentlichen unter

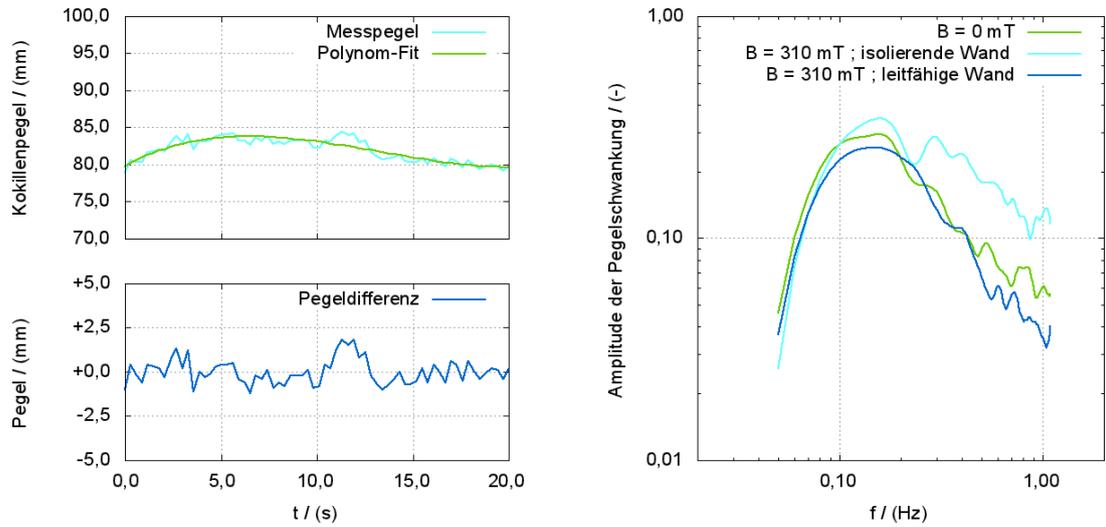
0,5 Hz und sind besonders stark in den Bereichen zwischen Strahlströmung und freier Oberfläche konzentriert ([Abbildung 54a](#)). Das statische Magnetfeld führt mit isolierenden Wänden zu einem Anstieg der tieffrequenten Schwingungen auf allen Höhen ([Abbildung 54c](#)). Die Schwingungen sind am höchsten Messpunkt (bei  $z = 50$  mm) und am unteren Kokillende besonders stark ausgeprägt. Die Frequenzen der Schwingungen steigen bis auf ca. 1 Hz an, in der oberen Kokillenhälfte sogar noch etwas darüber hinaus. Die Hinzunahme der leitfähigen Einlagen an den breiten Kokillensäulen verändert das Frequenzspektrum wiederum deutlich ([Abbildung 54c](#)). Die Schwingungsamplituden gehen zurück und die dominanten Frequenzen liegen unterhalb von 0,2 Hz. Auf den Höhen von ca.  $-20$  mm und ca.  $30$  mm reichen die markanten Schwingungsamplituden in höhere Frequenzen hinein. Diese beiden Höhen entsprechen den Umkehrpunkten der Strömungsgeschwindigkeit, d. h. wo sich die vorhandenen großskaligen Wirbel in der Kokille trennen bzw. aufeinandertreffen. Die Zone des obersten Wirbels ist besonders stabil und weist nahezu keine Schwingungsanteile auf.

### 5.5.2. Frequenzanalyse des Kokillenpegels

Durch die Ultraschall-Pegelmessung in der Kokille kann die Auswirkung des statischen Magnetfeldes auf den Kokillenpegel näher untersucht werden. In [Abbildung 55a](#) ist ein Ausschnitt aus dem Verlauf des Kokillenpegels zu sehen. Der Kokillenpegel wird in dem Zeitabschnitt durch ein Polynom nachgebildet. Im unteren Teil des Diagrammes ist die Auslenkung des Kokillenpegels vom glatten, polynomisierten Kokillenpegel zu sehen.

Auf diese Pegelschwankungen wird eine Fouriertransformation angewendet. [Abbildung 55b](#) zeigt den über mehrere Experimente (mehr als 20) gemittelten Frequenzverlauf für den Referenzfall ohne Magnetfeld, sowie für den Fall mit einem Magnetfeld in der hohen Bremsenposition sowohl mit als auch ohne leitfähige Säulen. Die Messfrequenz der Anlagendaten reicht jedoch leider nicht aus, um die in den Videoaufnahmen ermittelte Frequenz der Wippbewegung zu erfassen. Mit der Ultraschall-Pegelmessung kann maximal eine Frequenz von etwa 1,1 Hz aufgelöst werden. Dennoch ist im Frequenzgang im Bereich zwischen 0,3 Hz und 1 Hz für den Fall eines statischen Magnetfeldes bei isolierenden Säulen eine höhere Amplitude zu erkennen als in den beiden anderen Fällen. Dies deckt sich mit der Beobachtung einer unruhigeren Oberfläche in den Videoaufnahmen. Für sehr kleine Frequenzen fällt die

## 5. Zeitabhängige Kokillenströmung



- (a) Beispiel für  $B = 310$  mT, isolierende Wände und hohe Bremsenposition (b) Frequenzspektrum der Pegelschwankungen

Abbildung 55: Zeitverhalten des Kokillenpegels

Schwingungsamplitude stark ab, da der Gleichanteil ( $f = 0$  Hz) bzw. der Mittelwert der Pegeldifferenz einen Wert von Null besitzt.

## 6. Diskussion

Das statische Magnetfeld verändert in den durchgeführten Experimenten sowohl die zeitabhängige als auch die zeitlich gemittelte Kokillenströmung. Die Messergebnisse von Mini-LIMMCAST werden im Folgenden den Ergebnissen aus der Literatur gegenübergestellt. Ein besonderer Aspekt sind dabei die verschiedenen Oszillationen der Kokillenströmung.

Eine generelle, bremsende Wirkung des statischen Magnetfeldes auf die Strahlströmung kann im Experiment nicht festgestellt werden. Der Untersuchung über die mögliche Bremswirkung des Magnetfeldes auf den mittleren Durchfluss widmet sich ein weiteres Kapitel der Diskussion.

Den Abschluss bilden eine Betrachtung über die Wirkung der induzierten Ströme und Lorentzkräfte auf die Strömung des Flüssigmetalls.

### 6.1. Vergleich mit bestehenden Ergebnissen

In den hier durchgeführten Versuchen ohne Magnetfeld stellt sich in der Modellkokille die für den Brammenguss typische Doppelwirbel-Strömung ein (z. B. [Thomas, 2003]). Die Kokillenströmung ist zeitlich stabil und zeigt keine Schwingungen des Tauchrohrstrahles. Wie in der Literatur festgestellt wurde, tritt der Tauchrohrstrahl nur durch den unteren Teil der Tauchrohröffnung aus [Bai und Thomas, 2001c; Cukierski und Thomas, 2008; Najjar et al., 1995]. Die von Najjar et al. [1995] aufgestellte Bedingung für die nur teilweise Durchströmung des Strahles durch die Tauchrohröffnung ist eine im Vergleich zum Tauchrohrdurchmesser flächenmäßig größere Austrittsöffnung. Diese Bedingung ist bei Mini-LIMMCAST erfüllt. Die numerischen Simulationen zu Mini-LIMMCAST zeigen dieses nur teilweise Ausströmen aus der Tauchrohröffnung durch ihre höhere räumliche Auflösung besonders deutlich [Chaudhary et al., 2011, 2012; Maiwald et al., 2009; Miao et al., 2012; Singh et al., 2013].

Die Schmelzenoberfläche in der Modellkokille bleibt ohne Magnetfeld weitestgehend glatt. In der Literatur wird dagegen im Fall ohne Magnetfeld auf der freien Oberfläche die Ausbildung einer stehenden Welle beobachtet [Cukierski und Thomas, 2008; Gupta und Lahiri, 1994; Kalter et al., 2013; McDavid und Thomas, 1996; Moon et al., 1996; Wang und Zhang, 2011]. Der Wellenberg wird von der Aufwärtsströmung der oberen Wirbelstruktur an der schmalen Kokillenwand erzeugt. Der Unterschied kann mit

der relativ großen Eintauchtiefe des Tauchrohres in Mini-LIMMCAST erklärt werden. Eine große Eintauchtiefe sorgt nach Cukierski und Thomas [2008] für eine schwache Ausbildung der oberen Rollenstruktur im Vergleich zu einer kleineren Eintauchtiefe. Die Messungen der Geschwindigkeiten ohne Magnetfeld zeigen oberhalb der Tauchrohröffnung bei Mini-LIMMCAST im Vergleich zur unteren Wirbelstruktur geringere Intensitäten. Die Eintauchtiefe im Experiment ist jedoch durch den Strömungswiderstand in der Kokille und dem Überlauf gegeben und kann nicht verändert werden. Ein Wellenberg an den schmalen Kokillenwänden entsteht im Experiment nur unter Einfluss einer elektromagnetischen Bremse und bei isolierenden Bedingungen. Dies liegt an der starken Aufwärtsströmung oberhalb des Jets entlang der schmalen Kokillenwände, wie es in den vertikalen Messungen aus Messkonfiguration II festgestellt werden konnte. Die starke Aufwärtsströmung überwindet die relativ große Eintauchtiefe und kann bis zur Schmelzenoberfläche vordringen.

Die freie Oberfläche in der Kokille unterliegt im Experiment einer Wippbewegung. Die Wippbewegung der freien Oberfläche ist im Experiment ohne Magnetfeld besonders deutlich, aber auch im Fall der elektromagnetischen Bremse ist diese Wippbewegung phasenweise vorhanden. In letzterem Fall (bei isolierenden Kokillenwänden) wird jedoch die freie Kokillenoberfläche in Anwesenheit eines Magnetfeldes insgesamt unruhiger, was auch in realen Anlagenversuchen festgestellt werden konnte [Moon et al., 1996].

Eine elektromagnetische Bremse hat einen komplexen Einfluss auf die Kokillenströmung. Die Messungen an Mini-LIMMCAST zeigen, dass der Austrittswinkel des Jets kleiner wird. Die Abflachung des Austrittswinkels wird ebenso in anderen Experimenten sichtbar [Harada et al., 2001]. In Simulationen veränderte der Strahl unter Einfluss eines Magnetfeldes nicht nur seinen Austrittswinkel, sondern wird sogar auf seinem Weg von der Tauchrohröffnung zur schmalen Kokillenwand in Richtung freier Oberfläche verbogen [Etay und Delannoy, 2003]. In den hier durchgeführten Ultraschallmessungen lässt sich dies nicht eindeutig feststellen, da dafür nicht genügend Messlinien zur Verfügung stehen. In den Geschwindigkeitsprofilen ist durch die Ausbildung von Geschwindigkeitstableaus mit nahezu konstanter, horizontaler Geschwindigkeit zumindest eine Tendenz zur Umlenkung zu erkennen. Außerdem ist es wahrscheinlich, dass das starke Verbiegen des Strahles durch die Art der verwendeten elektromagnetischen Bremse begünstigt wird, die im Fall von Etay und Delannoy [2003] den kompletten oberen Bereich der Kokille – von freier Oberfläche bis knapp unterhalb des Tauchrohres – bedeckt.

Eine dämpfende Wirkung eines statischen Magnetfeldes wird sowohl bei Mini-LIMMCAST als auch im Quecksilber-Experiment von Yu et al. [2009] nicht beobachtet. Lokal kann es sogar zu einer Beschleunigung der Kokillenströmung kommen [Yu et al., 2009]. So bilden sich direkt neben dem Strahl durch das Magnetfeld verursachte Gegenströmungen aus [Harada et al., 2001; Kubo et al., 2004; Li et al., 2000; Yasuda et al., 2007; Yu et al., 2009]. Die Rezirkulationsgebiete konnten in den hier vorgestellten Experimenten ebenso festgestellt werden.

Des Weiteren verstärkt sich durch die elektromagnetische Bremse der obere Strömungswirbel und damit an der Kokillenschmalseite die Aufwärtsströmung. Von einer solchen angefachten Aufwärtsströmung wird auch in anderen Arbeiten berichtet [Yamamura et al., 2001]. Die Verstärkung des oberen Wirbels führt zu einer Erhöhung der Oberflächengeschwindigkeit. Diese ist jedoch auch vom Neigungswinkel der Tauchrohröffnung abhängig [Harada et al., 2001]. Für einen flachen Neigungswinkel von  $15^\circ$  wird bei Harada et al. [2001] eine besonders große Verstärkung des oberen Wirbels beobachtet, während bei einem steilen Neigungswinkel von  $45^\circ$  der Tauchrohröffnung die Erhöhung der Oberflächengeschwindigkeit gering ausfällt. Mit einem Neigungswinkel von  $0^\circ$  und der starken Aufwärtsströmung entspricht der Aufbau von Mini-LIMMCAST tendenziell dem Fall mit flachen Austrittswinkel in der Arbeit von Harada et al. [2001]. Die Verstärkung des oberen Wirbels erreicht in seiner Arbeit bei mittleren Feldstärken ihr Maximum und fällt danach wieder ab [Harada et al., 2001; Yamamura et al., 2001]. Dieser Abfall konnte bei Mini-LIMMCAST und den hier erreichbaren Feldstärken nicht beobachtet werden. Die dimensionslosen Kennzahlen über die Wirkung eines magnetischen Feldes – Hartmann-Zahl und Stuart-Zahl – für die maximale Flussdichte liegen bei Mini-LIMMCAST mit  $Ha = 417$  und  $N = 75$  sehr gut im Wertebereich der Vorbildanlagen. Im direkten Vergleich mit den Kennzahlen aus diesen beiden Beispielen liegen Werte von Mini-LIMMCAST jedoch unterhalb der maximalen Werte sowohl von Yamamura et al. [2001] ( $Ha = 914$ ,  $N = 361$ ) als auch von Harada et al. [2001] ( $Ha = 1166$ ,  $N = 186$ ).

Wie die Messungen in der horizontalen Ebene aus Messkonfiguration III zeigen, wird in Magnetfeldrichtung die Strahlströmung homogenisiert. Von einer Vergleichmäßigung der Strömung in Magnetfeldrichtung hin zu einer zweidimensionalen Kokillenströmung wird auch in der Literatur berichtet [Etay und Delannoy, 2003; Gardin et al., 1996; Takatani, 2003].

Unterhalb des Magnetfeldes entsteht im Falle leitfähiger Wände eine durchgehend

abwärtsgerichtete Strömung. Eine Aufwärtsströmung in der Kokillenmitte als Zeichen für die Ausbildung einer großen Strömungsrolle ist im Messgebiet nicht mehr zu erkennen. Die Ausbildung einer solchen pfropfenähnlichen Strömung ist sowohl in weiteren Flüssigmetallmodellen als auch in numerischen Simulationen zu finden [Harada et al., 2001; Idogawa et al., 1993; Li et al., 2000; Nagai et al., 1984].

Die elektrischen Randbedingungen haben großen Einfluss auf die strömungsbeeinflussende Wirkung eines Magnetfeldes. Auf den Einfluss der leitfähigen Strangschale wurde bereits hingewiesen [Li et al., 2000; Yasuda et al., 2007]. Experimentelle Ergebnisse aus anderen Arbeiten liegen für einen Vergleich jedoch nicht vor. An Mini-LIMMCAST führt eine elektromagnetische Bremse bei elektrisch isolierenden Kokillenwänden zu tieffrequenten Oszillationen des Tauchrohrstrahles und der Kokillenströmung. Die Hinzunahme von leitfähigen Wänden stabilisiert die Strömung zeitlich wieder. Die bezüglich Mini-LIMMCAST durchgeführten numerischen Simulationen zeigen ebenfalls diesen wesentlichen Unterschied in der Kokillenströmung zwischen isolierenden und leitfähigen Kokillenwänden [Miao et al., 2012; Singh et al., 2013]. In den Simulationen wird die wechselseitige Auslenkung der Flüssigmetallstrahlen in den beiden Kokillenhälften besonders deutlich [Chaudhary et al., 2012; Miao et al., 2012; Singh et al., 2013]. Das folgende Kapitel beschäftigt sich nun näher mit den auftretenden Oszillationen

## 6.2. Oszillationen

In den Experimenten konnten sowohl in den Geschwindigkeitsmessungen als auch an der freien Oberfläche Oszillationen festgestellt werden. Im Folgenden wird versucht die verschiedenen Schwingungsarten einzuordnen und auf einen ggf. vorhandenen Zusammenhang zu überprüfen.

### 6.2.1. Oszillationen der Strahlauslenkung

In den Experimenten an Mini-LIMMCAST kann das statische Magnetfeld in den Experimenten in Abhängigkeit von den Randbedingungen zu tieffrequenten Geschwindigkeitsoszillationen führen. Im Fall mit isolierenden Wänden bilden sich zeitliche Schwankungen in der Strömung aus. Die lokalen, tieffrequenten Geschwindigkeitsänderungen sind in den zeitlichen Veränderungen im Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahles begründet. Der Strahl schwenkt unter Magnetfeldeinfluss mit isolierenden

Kokillenwänden aus und pendelt um eine Mittellage (Abbildung 41 auf Seite 108). Die Auslenkungen des Strahles haben die Tendenz zwischen den beiden Kokillenhälften gegenphasig orientiert zu sein (z. B. Abbildung 47b auf Seite 116). Die gegenphasige Pendelbewegung des Flüssigmetallstrahles wird auch in den numerischen Simulationen zu den Experimenten nachgewiesen [Chaudhary et al., 2011, 2012; Miao et al., 2012; Singh et al., 2013]. Außerdem werden in den Simulationen eines früheren Quecksilber-Experimentes ebenfalls Anzeichen für eine solche Pendelbewegung festgestellt [Etay und Delannoy, 2003].

In Abbildung 56 ist das Frequenzspektrum der Strahlauslenkung für Mini-LIMM-CAST aus zwei verschiedenen Analysemethoden dargestellt. Abbildung 56a zeigt das Frequenzspektrum für einen Punkt knapp unterhalb des Tauchrohrstrahles ( $x = 20$  mm und  $z = 30$  mm). Wie in den Diagrammen über den zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf auf dieser Messlinie zu sehen ist (z. B. Abbildung 48 auf Seite 118), bricht der Strahl unter Magnetfeldeinfluss und mit isolierenden Wänden periodisch nach unten aus. Bei der gewählten Messtiefe von  $z = 30$  mm können für diese Randbedingungen sowohl die Strahlströmung als auch das Rezirkulationsgebiet vorhanden sein. Damit lässt sich die Frequenz der Pendelbewegung des Strahles bestimmen. Die Amplituden in Abbildung 56a sind auf den Gleichanteil normiert und bilden den Mittelwert über die Experimente bei einer gewählten Parameterkombination ab.

In Abbildung 56b ist das Frequenzspektrum aus der Position des Nulldurchgangs der vertikalen Geschwindigkeit auf der randnahen Messlinie ( $x = 62$  mm) bestimmt worden. Der Nulldurchgang im Bereich von  $z = 10$  mm bis  $z = 50$  mm kennzeichnet die Trennlinie zwischen dem oberen und dem unteren Wirbel. Der Wechsel in der Richtung der Geschwindigkeit verschiebt sich mit der Strahlauslenkung. Für den Fall ohne Magnetfeld ist es schwierig den Nulldurchgang auf der Messlinie zu bestimmen, da hier die Aufwärtsströmung nur schwach ausgeprägt ist und z.T. kein Nulldurchgang im betrachteten Bereich vorhanden ist. Deswegen ist die Linie für den Referenzfall mit einer größeren Unsicherheit behaftet. In beiden Methoden zeigt sich für den Fall der elektromagnetischen Bremse mit isolierenden Wänden ein Anstieg der tieffrequenten Anteile und eine Oszillation der Strahlauslenkung bei ca. 0,35 Hz. Die entsprechende Frequenz ist in den Abbildungen mit einem Pfeil hervorgehoben.

Bereits ohne den Einfluss eines Magnetfeld lassen sich Belege für ein instationäres Verhalten bzw. für Oszillationen der Strahlströmungen in einem rechteckigen Behälter finden [Gebert et al., 1998; Gupta und Lahiri, 1996a; Honeyands und Herbertson, 1995;

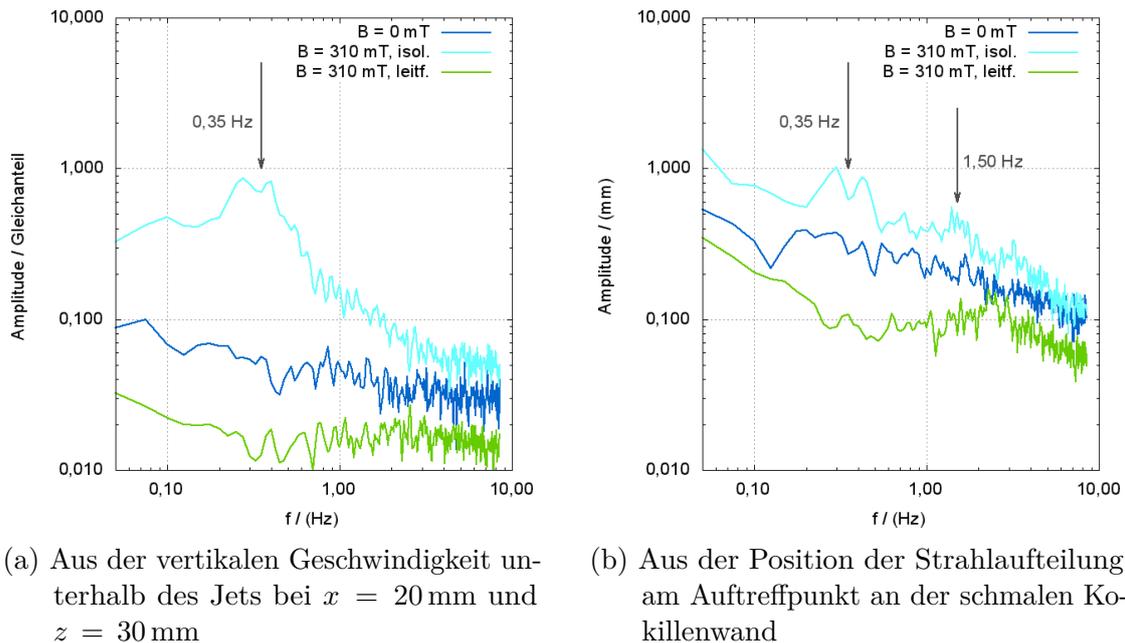


Abbildung 56: Frequenzspektrum der Strahlauslenkung

Lawson und Davidson, 2001]. Die dabei untersuchten Anordnungen unterscheiden sich jedoch u. a. in der Art der Tauchrohrgeometrie von den hier durchgeführten Experimenten. Das Tauchrohr ist in diesen Fällen nur ein einfaches, gerade abgeschnittenes Rohr mit einer einzigen Öffnung. Die Strahlströmung verlässt das Tauchrohr senkrecht nach unten und es bilden sich in dieser Konfiguration seitlich der Strahlströmung zwei Wirbel. Der Mechanismus der oszillierenden Strahlauslenkung wird von Honeyands und Herbertson [1995] erläutert: Kleine Störungen führen zu einer Auslenkung des Tauchrohrstrahles. Die einseitige Strahlauslenkung verstärkt den Wirbel dem sich der Strahl zuwendet, während sich gleichzeitig der gegenüberliegende Wirbel abschwächt. Daraus resultiert ein Druckgradient zwischen den beiden Wirbeln, welcher den Strahl noch verstärkt auf die einmal bevorzugte Seite zieht. Andererseits führt die Verstärkung des Wirbels neben der Druckabsenkung zu einer Anhebung des Impulses auf dieser Seite. Dieser wachsende Impuls wirkt auf den Strahl zurück und übt eine rückstellende Kraft auf ihn aus. Die Trägheit des ursprünglich verstärkten Wirbels drückt den Jet über die Mittellage hinaus auf die andere Kokillenseite, wo sich nun der Ablauf seitenverkehrt wiederholen kann. Weiterhin wird aufgrund der Druckdifferenz zwischen den Wirbeln eine Ausgleichsströmung am Tauchrohr vorbei initiiert. Durch die Massenerhaltung

über die Ausgleichsströmung wird der Jet zurück in die Mittellage gedrückt [Gebert et al., 1998; Lawson und Davidson, 2001]. Die Oszillationsfrequenz des Strahles ist dabei u. a. von Kokillenbreite abhängig [Lawson und Davidson, 2001].

Bei einem Tauchrohr mit zwei seitlichen Öffnungen, wie es in den Experimenten an Mini-LIMMCAST verwendet wird, entsteht eine Strömung mit zwei Flüssigmetallstrahlen und insgesamt vier Wirbeln. Eine Erklärung für die Oszillationen der Tauchrohrstrahlen wird dadurch schwieriger und ist in der Literatur bisher noch nicht eindeutig geklärt. Die Oszillationen des Strahles werden auch in Untersuchungen an einem Tauchrohr mit zwei seitlichen Öffnungen gefunden [Gupta et al., 1997; Honeyands und Herbertson, 1995; Lawson und Davidson, 2002; Ramos-Banderas et al., 2004; Thomas et al., 2001]. Die Oszillationen zwischen einem Tauchrohr mit nur einer Öffnung und einem Tauchrohr mit zwei seitlichen Öffnungen unterscheiden sich in der Frequenz der Oszillation. Die Oszillationen des geraden, einfachen Tauchrohres sind in einem konkreten Beispiel sehr tieffrequent (0,02 Hz), während die Schwingungen an einem Tauchrohr mit zwei seitlichen Öffnungen – am ansonsten selben Modellexperiment – im Vergleich dazu eine um eine Größenordnung höhere Frequenz haben (0,20 Hz) [Honeyands und Herbertson, 1995]. In einem weiteren Wassermodell mit seitlichen Auslässen wird direkt neben der Tauchrohröffnung lokal die Geschwindigkeit gemessen. Im zugehörigen Frequenzspektrum ist ebenso ein sehr tieffrequenter Anteil von (ca. 0,07 Hz) zu sehen.

Gupta et al. [1997] vermutet den Einfluss des Kokillenbodens in Modellexperimenten als Ursache für eine Stabilisierung der Kokillenströmung. In Versuchen mit drei unterschiedlich langen Kokillen wird von ihm nur in der kürzesten Kokille eine stabile Strömung vorgefunden, während in den längeren Kokillen die Wirbel unterhalb des Strahles in ihrer Größe wechselseitig schwanken. Bei Mini-LIMMCAST ist diese Erklärung für die Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Randbedingungen jedoch nicht zutreffend. Die Länge der Kokille ist in allen Fällen gleich und die Stabilität stellt sich auch bei stark unterschiedlichen Kokillenströmungen ein, wie etwa ohne Magnetfeld oder mit Magnetfeld und leitfähigen Wänden.

In den Experimenten an Mini-LIMMCAST stabilisieren leitfähige Kokillenwände als Modell für die erstarrte Strangschale die Strömung wieder. Da sowohl bei angelegtem Magnetfeld mit leitfähigen Wänden als auch im Fall ohne Magnetfeld die Oszillationen ausbleiben, liegt die Ursache für dieses instabile Verhalten nicht in den geometrischen Randbedingungen des Experimentes begründet. Vielmehr zeigt es, dass

die Oszillationen stark von den elektrischen Randbedingungen der Kokille abhängig sind. Die leitfähigen Wände ändern entscheidend den Schluss der induzierten Ströme und damit die Verteilung der Lorentzkkräfte im Schmelzenvolumen. Die stabilisierende Wirkung der elektrisch leitfähigen Kokillenwände wird ebenfalls in den numerischen Simulationen des Experimentes gefunden [Miao et al., 2012; Singh et al., 2013].

Die Konzeption des Versuchsstandes Mini-LIMMCAST sieht eine diskontinuierliche Betriebsweise der Anlage vor. Sehr langskalige, extrem tieffrequente Effekte können daher mit dieser Anlage nicht erfasst werden und führen im Fall der isolierenden Kokillenwände zu einem verzerrten Bild in der gemittelten Strömung. Für die Untersuchung solcher Effekte kann zukünftig die vor kurzem fertig gestellte LIMMCAST-Anlage dienen, die einen kontinuierlichen Versuchsbetrieb ermöglicht. Andererseits zeigen die Messungen, dass sich sowohl für den Fall ohne Magnetfeld und als auch für den Fall eines statischen Magnetfeldes mit leitfähigen Wänden eine stabile Strömung ausbildet und die dafür zur Verfügung stehende Messzeit ausreichend ist. Die schwankende Verlagerung des Flüssigmetallstrahles wird außerdem in einem als Kreislauf betriebenen Quecksilberexperiment festgestellt [Etay und Delannoy, 2003], was ein weiteres Indiz dafür ist, dass es sich nicht nur um den Effekt eines Einlauf-Vorganges handelt und die diskontinuierliche Betriebsweise hinreichend ist.

### 6.2.2. Turbulenzen in den Scherschichten der Strahlströmung

Verlässt das Fluid in Form eines Strahles das Tauchrohr, entsteht in der Kokille durch den Geschwindigkeitsunterschied zwischen Strahl und anfänglich ruhenden Fluid eine Scherschicht. In dieser Scherschicht bilden sich Wirbel. Die Entstehung der Wirbel folgt einer bevorzugten, entdimensionalisierten Frequenz: der Strouhal-Zahl. Direkt nach dem Austritt des Strahles aus der Düse ist die Strouhal-Zahl noch von der Reynolds-Zahl abhängig [Yule, 1978]. Mit zunehmenden Abstand von der Quelle des Strahles wird die Strouhal-Zahl unabhängig von der Reynolds-Zahl und tendiert gegen einen festen Wert [Yule, 1978]. Dies ist bereits ab einem relativen Abstand  $x/D = 4$  von der Tauchrohröffnung der Fall ( $D$  - Durchmesser der Düse), was bei Mini-LIMMCAST etwa der Mitte zwischen Tauchrohröffnung und schmaler Kokillenwand entspricht. Für einen runden Strahl liegt die Strouhal-Zahl der bevorzugten Frequenz im Bereich von 0,3 [Crow und Champagne, 1971; Gutmark und Ho, 1983]. Aus der Strouhal-Zahl für einen runden Strahl kann über die Randbedingungen an Mini-LIMMCAST die

dominante Frequenz in der Scherschicht abgeschätzt werden:

$$f = \frac{Sr * U}{D} = \frac{0,3 * 0,7 \text{ m/s}}{0,010 \text{ m}} = 21 \text{ Hz},$$

mit dem Geschwindigkeitsunterschied zwischen Strahlaustrittsgeschwindigkeit und dem Rezirkulationsgebiet als charakteristische Geschwindigkeit  $U$  und der überschlägig tatsächlich genutzten Austrittshöhe des Strahles aus der Tauchrohröffnung als charakteristische Länge  $D$ .

In [Abbildung 57](#) ist das Frequenzspektrum aus der vertikalen Geschwindigkeitsmessung für einen Punkt dargestellt. Der Punkt liegt an der schmalen Kokillenwand (wandnächste Messung bei  $x = 62 \text{ mm}$ ) und auf einer Höhe unterhalb des Strahl-Auftreffpunktes auf die schmale Kokillenwand, bei der sich in allen hier untersuchten Fällen eine abwärtsgerichtete Strömung einstellt ( $z = 60 \text{ mm}$ ). Im zugehörigen Geschwindigkeitsverlauf der vertikalen Messlinie sind in diesem Bereich unterhalb des Strahles die Streifenmuster von wandernden Strukturen zu erkennen ([Abbildung 50](#) auf S. 120). Das Frequenzspektrum ist für jeden Graphen auf den jeweiligen Gleichanteil normiert und über mehrere Experimente einer Versuchsreihe gemittelt.

Die aus der Theorie eines symmetrischen, runden Strahles abgeschätzte dominante Frequenz in der Scherschicht ist größer als es die Messungen des Ultraschalles auflösen können. Die Frequenz der in den Ultraschallmessungen sichtbaren streifenartigen Strukturen liegt andererseits im Bereich von ca. 1,5 Hz. Das lokale, zugehörige Amplitudenmaximum im Frequenzspektrum ist in [Abbildung 57](#) mit einem Pfeil gekennzeichnet. Bei der gleichen Frequenz findet sich auch im Frequenzspektrum des Nulldurchganges in [Abbildung 56b](#) ein lokales Amplitudenmaximum. Da die streifenartigen Strukturen nur am Kokillenrand erscheinen und im inneren der Kokille nicht zu sehen sind, ist ein Zusammenhang mit der auf die Kokillenwand auftreffenden Strahlströmung wahrscheinlich. Eine Möglichkeit für die Entstehung der streifenartigen Muster ist eine Umstrukturierung der in der Scherschicht des Strahles entstandenen Wirbel beim Auftreffen auf die Wand. Eine zweite Möglichkeit ist die Entstehung von neuen Wirbeln an dem Auftreffpunkt des Strahles an der Wand. Andererseits zeigen Untersuchungen eines senkrecht auf eine Wand auftreffenden Strahles im dabei entstehenden Wandstrahl eine ähnliche dominante dimensionslose Frequenz von ca.  $Sr = 0,3$  wie sie in den Scherschichten des Freistrahles zu erwarten ist [[Hall und Ewing](#),

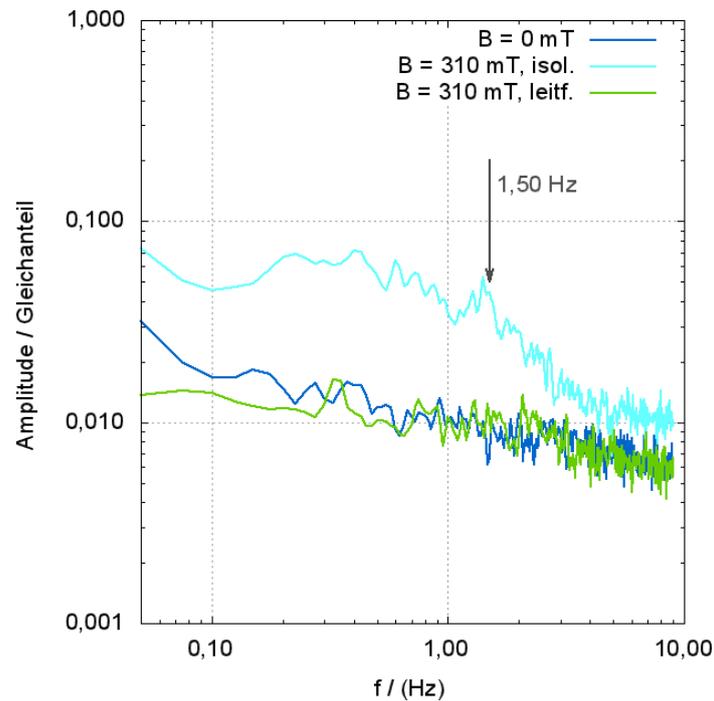


Abbildung 57: Frequenzspektrum der vertikalen Geschwindigkeit bei  $x = 62$  mm und  $z = 60$  mm

2006, 2005]. Allerdings unterscheiden sich diese Literaturbeispiele im Auftreffwinkel und auch im Abstand von Düse und Wand. Die Ursache für das streifenartige Muster lässt sich aus den Ultraschallmessungen daher nicht eindeutig ableiten.

Neben der Frequenz der wandernden Wirbel zeigt sich in [Abbildung 57](#) wieder die Verstärkung der tieffrequenten Anteile in der Kokillenströmung im Falle eines Magnetfeldes mit isolierenden Kokillensäulen. Die Frequenzspektren unter Hinzunahme der leitfähigen Säulen bzw. für den Referenzfall liegen nahe beieinander und zeigen eine deutlich geringere Amplitude.

### 6.2.3. Oszillationen der freien Oberfläche

Die Oszillation und Verformung des Flüssigmetallstrahles beeinflusst auch die freie Oberfläche. An einer schmalen Kokillenseite bildet sich einseitig ein Wellenberg aus. In vergleichbaren Messungen der vertikalen Geschwindigkeiten ist an dieser Position eine starke Aufwärtsströmung sichtbar ([Abbildung 31](#) auf [Seite 90](#)). Für eine Welle auf einer freien Oberfläche lässt sich die Frequenz in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$

Kokillenbreite	$b$	(mm)			140	
Faktor	$\lambda/b$	(-)	0,5	1	<b>2</b>	3
Wellenlänge	$\lambda$	(mm)	70	140	<b>280</b>	560
Frequenz (Theorie)	$f_{Theorie}$	(Hz)	4,72	3,34	<b>2,36</b>	1,67
Frequenz (Experiment)	$f_{Exp.}$	(Hz)			2,32	

Tabelle 10: Frequenzen der Oberflächenwellen

und der Tiefe  $y$  der Flüssigkeit unterhalb der Welle berechnen:

$$f = \sqrt{\frac{g}{2\pi\lambda} \tanh\left(\frac{2\pi y}{\lambda}\right)}. \quad (43)$$

Für  $y > \lambda$  verschwindet der Beitrag des Tangens-Hyperbolicus und es vereinfacht sich die Gleichung zu

$$f = \sqrt{\frac{g}{2\pi\lambda}}. \quad (44)$$

Die Frequenz der Welle ist im Fall von Mini-LIMMCAST bereits unabhängig von der Tiefe der Flüssigkeitssäule. In [Tabelle 10](#) sind einige für Mini-LIMMCAST berechnete Frequenzen von Oberflächenwellen aufgeführt. Als Wellenlängen sind Vielfache der Kokillenbreite angenommen.

Die Frequenz im Experiment ist aus den Videoaufnahmen bestimmt worden. Diese Frequenz stimmt sehr gut mit der berechneten Frequenz für jene Wellenlänge überein, welche der doppelte Kokillenbreite entspricht. Auf der Kokillenoberfläche bildet sich eine stehende Welle dieser Wellenlänge aus. Der Knotenpunkt befindet sich am Tauchrohr in der Kokillenmitte. Die Wellenberge bzw. -täler liegen bei den schmalen Seitenwänden der Kokille. Dies passt sehr gut zur beobachteten Wippbewegung der freien Oberfläche.

Vorangegangene Untersuchungen von [Etay und Delannoy \[2003\]](#) an einem Quecksilbermodell zeigen ebenfalls durch ein Magnetfeld verursachte Wellenbewegungen. Die Experimente an diesem Quecksilbermodell werden mit isolierenden Kokillenwänden durchgeführt. Es wird festgestellt, dass ein Magnetfeld von einem ähnlichen Typ wie in den hier vorgestellten Experimenten hochfrequente Schwingungen an der freien Oberfläche unterdrückt, tieffrequente Bewegungen werden dagegen gefördert [[Etay](#)

und Delannoy, 2003].

#### 6.2.4. Gegenüberstellung der Oszillationen

Es konnten vier unterschiedliche Arten von Oszillationen in der Kokille festgestellt werden. Die niedrigste Frequenz weist die markante Pendelbewegung des Tauchrohrstrahles im Fall der elektromagnetischen Bremse mit isolierenden Kokillenwänden auf. Diese Pendelbewegung wirkt auf die gesamte Kokillenströmung zurück. Der Anstieg im tieffrequenten Spektrum durch die Pendelbewegung ist sowohl in den Frequenzspektren der Geschwindigkeitsmessungen als auch im Frequenzspektrum der Oberflächenauslenkung wiederzufinden. Da sie sich nur für den Fall der isolierenden Wände einstellt und bei leitfähigen Wänden wieder verschwindet, lässt sich als Ursache für die Pendelbewegung die unterschiedliche Verteilung der induzierten elektrischen Ströme und damit der Lorentzkräfte im Fluid ausmachen.

Die Schwingungen der freien Oberfläche liegen in der Geometrie der Kokille begründet und haben die natürliche Frequenz einer Oberflächenwelle mit der doppelten Kokillenbreite als Wellenlänge. Die Frequenzen von der Pendelbewegung des freien Strahles und die Frequenz der freien Oberfläche unterscheiden sich deutlich. Weiterhin ist die Wippbewegung der Oberfläche im Gegensatz zum Pendeln des Strahles auch ohne angelegtes Magnetfeld sichtbar. Die beiden Schwingungen sind daher nicht aneinander gekoppelt.

In den Scherschichten des Jets entstehen Wirbel, die ebenfalls eine markante Frequenz aufweisen. Die Wirbel bewegen sich mit der Strahlströmung bis zum Auftreffen an der schmalen Kokillenwand. Die in den Scherschichten entstehenden Wirbel weisen die höchste Frequenz auf, welche im Vergleich mit den anderen markanten Frequenzen um mindestens eine Größenordnung größer ist. Diese Frequenz kann mittels des UDV-Verfahrens nicht festgestellt werden und beruht auf theoretischen Betrachtungen zu Strahlströmungen.

In den vertikalen Geschwindigkeitsmessungen entlang der schmalen Kokillenwand ist ein Streifenmuster erkennbar. Der Anstieg dieser Streifenmuster entspricht der örtlichen mittleren Geschwindigkeit, d. h. die Struktur wird durch die Strömung transportiert. Der Ort der Beobachtung lässt einen Zusammenhang mit dem schrägen Auftreffen des Strahles auf die Kokillenwand vermuten.

[Tabelle 11](#) stellt die im Experiment auftretenden Oszillationen mit ihren markanten

Art		Strahl- auslenkung	wandernde Wirbel	Kokillen- pegel	Scherschicht
Frequenz	(Hz)	0,35	1,5	2,32	21

Tabelle 11: Vergleich der Frequenzen in der Kokillenströmung

Frequenzen gegenüber.

### 6.3. Wirkung der elektromagnetischen Bremse auf den Durchfluss

Im Strangguss werden statische Magnetfelder eingesetzt, um die Strömung und insbesondere den Flüssigmetallstrahl in der Kokille aktiv zu beeinflussen. Die Strömung und das angelegte Magnetfeld induzieren in der Schmelze ein elektrisches Feld und daraus resultierend einen elektrischen Strom. Dieser Strom erzeugt zusammen mit dem externen Magnetfeld eine Lorentzkraft, welche auf das Fluid wirkt. Die Lorentzkraft ist der ursächlichen Strömungsrichtung des Metalls entgegen gerichtet. Daraus wird eine bremsende Wirkung abgeleitet.

Auf eine freie dreidimensionale Strömung ist im Allgemeinen die Wirkung eines Magnetfeldes viel komplexer als bei einem Festkörper oder einer erzwungenen Strömung. Die Annahme einer bremsenden Wirkung des Magnetfeldes soll daher für die durchgeführten Experimente durch die Analyse des Durchflusses einer Prüfung unterzogen werden.

In [Abbildung 58](#) sind die Durchflusswerte von über 500 Einzelexperimenten in Abhängigkeit vom maximalen Füllstand im Verteiler aufgetragen. Die Durchflüsse wurden wie im [Kapitel 3.5.2](#) vorgestellt berechnet. Im oberen Teil der Abbildung sind die Versuche mit isolierenden Kokillenwänden, im unteren Teil mit leitfähigen Kokillenwänden abgebildet. Als Vergleich sind die Messungen ohne Magnetfeld in beiden Teilen des Diagrammes dargestellt. Aufgrund der begrenzten Verfügbarkeit an Flüssigmetall wurden die ersten Experimente mit vergleichsweise kleinen Füllhöhen durchgeführt. Mit der Zeit konnte die Menge an Flüssigmetall erhöht werden.

Wie sich zeigt, ist der Durchfluss  $Q$  nahezu unabhängig vom anfänglichen Füllstand im Verteiler. Unterschiede zwischen den verschiedenen Füllhöhen liegen im Bereich der Streuung der berechneten Durchflüsse. Im Mittel stellt sich ein Durchfluss von

## 6. Diskussion

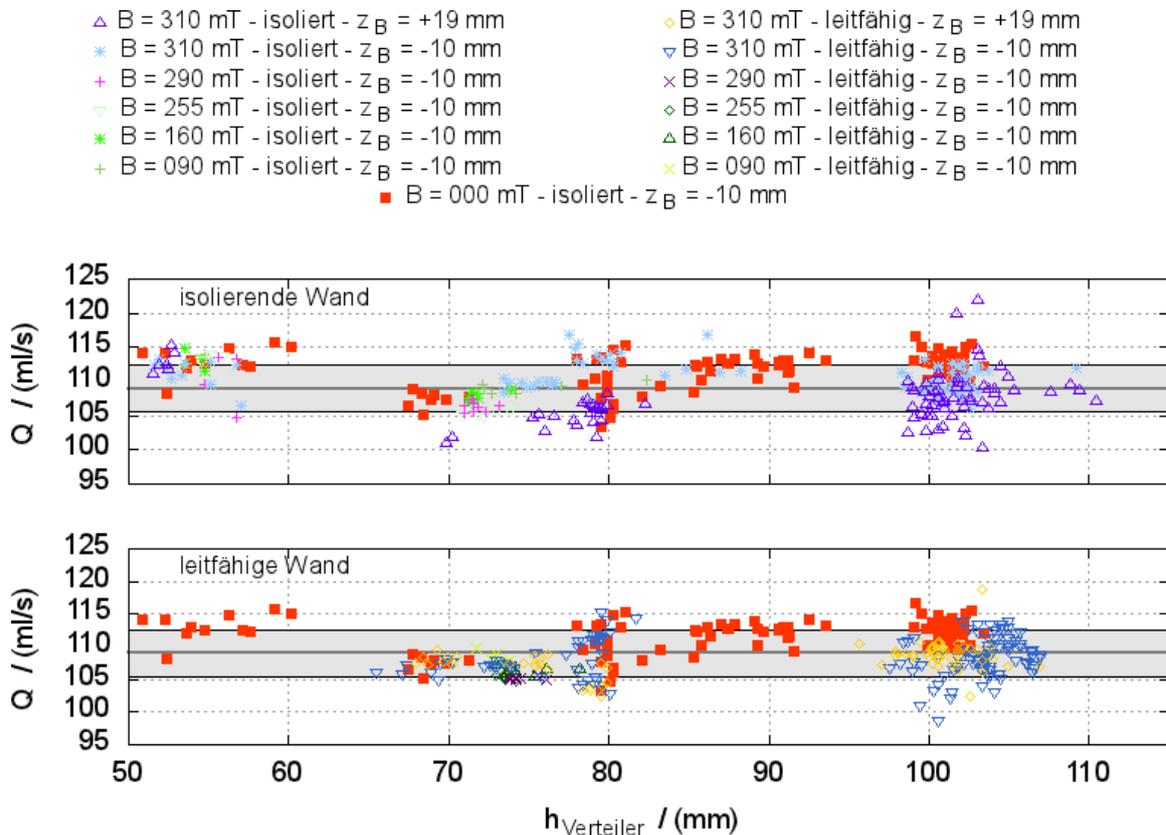


Abbildung 58: Durchfluss in Abhängigkeit der Füllhöhe im Verteiler ( $z_B$  – Position der Bremse, Oberkante Polschuh)

109 ml/s ein.

Die grau hinterlegte Fläche in [Abbildung 58](#) markiert den Bereich innerhalb der einfachen Standardabweichung von 3,5 ml/s. Die Streuung über alle Experimente, aber auch für die Experimente auf einer Höhe, ist größer als der in [Kapitel 3.5.2](#) abgeschätzte Unterschied für die Abhängigkeit von der Starthöhe des Verteilerpegels.

In [Abbildung 58](#) lässt sich keine Zusammenhang zwischen der Magnetfeldstärke und dem Durchfluss erkennen. [Abbildung 59](#) fasst die berechneten Durchflüsse für die einzelnen Versuchsbedingungen zusammen. Als statistischer Fehler ist wieder die einfache Standardabweichung für die jeweilige Einstellung dargestellt. Der Mittelwert ist als dunkelgraue Linie und der Bereich der Standardabweichung aller Experimente ist als waagerechter, grauer Balken eingezeichnet.

Die Streuung in einer Versuchsreihe, die gewöhnlich innerhalb eines Tages oder nur weniger Tage durchgeführt wurde, ist eher gering. Daher haben die Daten des

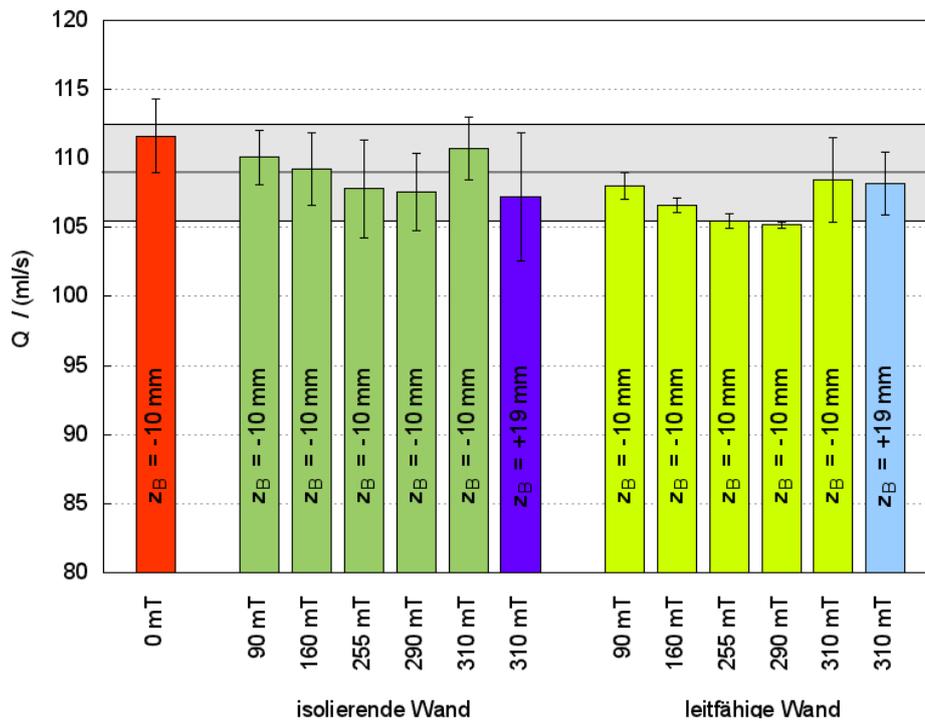


Abbildung 59: Vergleich des mittleren Durchflusses für verschiedene Versuchsbedingungen ( $z_B$  – Position der Bremse, Oberkante Polschuh)

Durchflusses für die Variation des Magnetfeldes von 90 mT bis 290 mT unter leitfähigen Wänden, da sie aus jeweils einer Versuchsreihe stammen, eine deutlich geringere Streuung als die vergleichbaren Daten aus mehreren Versuchsreihen für isolierende Wände. Für diese nur aus einer Versuchsreihe stammenden Daten kann eine leichte Bremswirkung festgestellt werden. Ansonsten ist in [Abbildung 59](#) für die hier durchgeführten Versuche keine signifikante Bremswirkung eines statischen Magnetfeldes auf den Durchfluss erkennbar. Eine geringe Bremswirkung ist nicht gänzlich auszuschließen, jedoch haben äußere Effekte eine mindestens gleich große Auswirkung auf den Durchfluss.

#### 6.4. Magnetfeldwirkung auf die Strahlströmung

Die theoretisch [[Davidson, 2001](#)] und experimentell [[Zhang et al., 2007](#)] gefundenen Erkenntnisse über den Einfluss eines Magnetfeldes auf einen Flüssigmetallstrahl werden auch in den hier vorgestellten Experimenten zum Strangguss beobachtet. Die horizontalen Geschwindigkeiten gleichen sich insbesondere unter isolierenden Randbe-

dingungen in Richtung des Magnetfeldes an. Der Strahl wird dadurch im Vergleich zum Referenzfall über einen größeren Teil der Kokillendicke gestreckt. In der Mittelebene senkrecht zur Magnetfeldrichtung bilden sich direkt neben dem Flüssigmetallstrahl Rezirkulationsgebiete aus, in denen sich die ursprüngliche Strömungsrichtung unter dem Einfluss des Magnetfeldes umgekehrt.

Eine einfache Grundaussage über den Effekt von statischen Feldern auf den Flüssigmetallstrahl und die gesamte Kokillenströmung ist nur schwer möglich. Wie die theoretischen Betrachtungen und der Vergleich zwischen den Experimenten mit isolierenden und leitfähigen Randbedingungen zeigen, spielt der Schluss der induzierten Ströme eine entscheidende Rolle bei der erzielten Wirkung des statischen Magnetfeldes. Numerische Untersuchungen bestätigen einen gravierenden Einfluss der Wandleitfähigkeit auf die resultierende Strömung in der Kokille [Li et al., 2000; Miao et al., 2012].

## 7. Zusammenfassung

Elektromagnetische Felder werden bereits seit Jahren im Strangguss von Stahl industriell eingesetzt. Sie bieten die Möglichkeit kontaktlos die Strömung in der Kokille zu beeinflussen und sollen der Sicherung der Gussqualität dienen. Die genaue Wirkung auf die Schmelze konnte jedoch bisher nur unzureichend beschrieben werden, da kaum ausreichend experimentelle Daten aus Anlagenversuchen oder Modellexperimenten vorliegen. Numerischen Simulationen fehlte damit die Datenbasis für die Validierung der numerischen Modelle, welche diese komplexe Strömung beschreiben.

Mit den hier durchgeführten Messungen wird der Einfluss einer elektromagnetischen Bremse auf die Kokillenströmung in einer bisher noch nicht präsentierten zeitlichen und räumlichen Auflösung untersucht. Für diese Untersuchung der Kokillenströmung im Strangguss von Stahl wurde dazu ein Modellexperiment aufgebaut. Das Experiment nutzt eine eutektische Legierung aus Gallium, Indium und Zinn als Fluid. Diese Legierung ist bereits bei Raumtemperatur flüssig, so dass die Versuchsanordnung ohne Heizelemente auskommt. Das Modell beinhaltet alle für den Strangguss wichtigen Komponenten, wie Verteiler, Stopfen, Tauchrohr und Kokille. Die Experimente werden diskontinuierlich durchgeführt, d. h. zu Beginn wird das Flüssigmetall in den Verteiler gepumpt. Anschließend wird der Stopfen geöffnet und das Modellfluid kann aus dem Verteiler über das Tauchrohr in die Kokille strömen. Die Geschwindigkeiten in der Kokille werden mit dem Ultraschall-Doppler-Verfahren gemessen. Messungen ohne Magnetfeld dienen als Referenz für den Vergleich mit der Kokillenströmung unter Magnetfeldeinfluss. In den Geschwindigkeitsmessungen wird der aus dem Tauchrohr austretenden Flüssigmetallstrahls sichtbar. Die sich ausbildende Doppelwirbelstruktur kann ebenfalls festgestellt werden.

Als elektromagnetische Bremse wird eine EMBr-Variante mit einem die ganze Kokillenbreite bedeckendem Polschuhpaar verwendet. Die elektromagnetische Bremse erzeugt in der Mitte zwischen den Polschuhen ein maximales Magnetfeld mit der Flussdichte von 310 mT. Damit ergeben sich zusammen mit den Modelleigenschaften als dimensionslose Kennzahlen ein magnetischer Interaktionsparameter von 75 und eine Hartmann-Zahl von 417. Diese Zahlenwerte sind denen realer Gussanlagen ähnlich, so dass eine Vergleichbarkeit gegeben ist. Es zeigt sich, dass das vereinfachte Bild von der Wirkung eines statischen Magnetfeld im Sinne einer Wirbelstrombremse nicht zutrifft. Insbesondere im Bereich des Flüssigmetallstrahles wird die Strömung

stark umstrukturiert und es kommt lokal sogar zu einer beschleunigenden Wirkung des Magnetfeldes. Eine globale bremsende Wirkung des statischen Magnetfeldes auf den Durchfluss kann ebenfalls nicht festgestellt werden. Die berechneten Durchflüsse für alle Versuchsbedingungen liegen fast durchgehend innerhalb der statistischen Schwankungsbreite.

Das statische Magnetfeld hat großen Einfluss auf die resultierende Kokillenströmung im Experiment mit isolierenden Wänden:

- Die Strömung wird in Richtung des Magnetfeldes homogenisiert, d. h. die Geschwindigkeiten gleichen sich entlang der Dicke der Kokille einander an.
- Direkt neben dem Flüssigmetallstrahl, senkrecht auf die Magnetfeldrichtung, bilden sich Rezirkulationsgebiete aus. Hier wird die ursprüngliche Strömungsrichtung umgekehrt.
- Der Austrittswinkel des Flüssigmetallstrahles wird flacher und der Auftreffpunkt des Flüssigmetallstrahles auf die schmale Kokillenwand verschiebt sich nach oben.
- Der Flüssigmetallstrahl wird instabil und zeigt eine tieffrequente Oszillation um seine Mittellage.
- Die Oszillationen sind zwischen den beiden Kokillenhälften gegenphasig.
- Das statische Magnetfeld führt in der gemittelten, vertikalen Strömung zu einem Symmetriebruch zwischen den beiden Kokillenhälften. Dies ist auf tieffrequente Schwankungen zurückzuführen, welche sich über die gegebene Versuchsdauer noch nicht herausgemittelt haben.

Erstmals wurde in einem Experiment der Einfluss der Wandleitfähigkeit untersucht. Die Wandleitfähigkeit spielt ebenfalls eine große Rolle. Es zeigt sich, dass die Wandleitfähigkeit bei der Beurteilung der Magnetfeldwirkung unbedingt mit einbezogen werden muss. Zusammen mit der Wandleitfähigkeit ändert sich die Verteilung der induzierten Ströme und die Verteilung der Lorentzkräfte in der Schmelze. Dies wirkt sich auf das zeitliche Verhalten der Kokillenströmung aus und führt teilweise zu instabilen Verhältnissen. Für die hier durchgeführten Experimente stellt sich dies folgendermaßen dar:

- Die Homogenisierung der Strömung in Magnetfeldrichtung ist ebenso vorhanden, aber nicht ganz so stark ausgeprägt wie unter isolierenden Kokillenwänden.
- Die Rezirkulationsgebiete bleiben erhalten.
- Die tieffrequenten Oszillationen des Flüssigmetallstrahles sind verschwunden. Der Flüssigmetallstrahl hält seine Lage stabil bei.
- Die mittlere vertikale Strömung ist wieder symmetrisch.
- Unterhalb des Magnetfeldes bildet sich eine durchgehende Abwärtsströmung aus. Die Rückströmung der unteren Rolle ist im Messgebiet nicht mehr zu beobachten.

In den Experimenten wird die Stärke der magnetischen Flussdichte verändert. Die Wirkung nimmt wie zu erwarten mit steigender Flussdichte zu. Dabei ist die Wirkung am Anfang trotz eines großen Sprunges in der Flussdichte eher gering. Dies ist in der quadratischen Abhängigkeit des magnetischen Interaktionsparameters von der magnetischen Flussdichte begründet (siehe [Gleichung \(14\)](#)).

Zur Überprüfung der Ergebnisse auf ihre Empfindlichkeit hinsichtlich der Bremsenposition wird die elektromagnetische Bremse 29 mm tiefer positioniert. Die Polschuhe liegen damit vollständig unterhalb des Tauchrohres. Es zeigt sich, dass die veränderte Magnetfeldlage im vorliegenden Beispiel kaum einen Einfluss hat und bestätigt im wesentlichen die Ergebnisse der Messungen aus der die Polschuhe bedeckenden Bremsenposition.

Die optische Beobachtung der Oberfläche zeigt ebenfalls den Einfluss der Magnetbremse. Für den beispielhaft betrachteten Fall führt die Magnetbremse zu einer Wölbung der freien Oberfläche nahe der schmalen Kokillenwände, die ihre Ursache in der geänderten Kokillenströmung hat. Es ist ebenfalls eine tieffrequente, wechselseitige Schaukelbewegung zwischen den beiden Kokillenhälften zu beobachten.

Die vorgestellten Ergebnisse (siehe auch [[Timmel et al., 2011](#)]) bilden eine Datenbasis für die Validierung numerischer Modelle. So werden die Resultate bereits für den Vergleich mit numerischen Simulationen des Mini-LIMMCAST-Experimentes genutzt, z. B. [[Timmel et al., 2010a](#)]. Dabei wird u. a. für den Referenzfall die Strahlströmung analysiert [[Maiwald et al., 2009](#)] und ein Vergleich zwischen mehreren numerischen Modellen durchgeführt [[Chaudhary et al., 2011](#)]. Die Wirkung der elektromagnetischen

Bremse und das Stabilitätsverhalten der Strömung wird für die zwei Magnetfeldpositionen unter isolierenden Randbedingungen untersucht und verglichen [Chaudhary et al., 2012]. Dabei bestätigen die numerischen Simulationen, dass für isolierende Wände die Strömung ganz ohne elektromagnetische Bremse am stabilsten ist. In einer weiteren numerischen Arbeit wird die Rolle der leitfähigen Wände und die Notwendigkeit einer Modellierung der anisotropen MHD-Turbulenz beleuchtet, welche notwendig ist, um die Oszillationen und die Angleichung der Geschwindigkeiten in Magnetfeldrichtung richtig wiederzugeben [Miao et al., 2012].

Neben dem Versuchsaufbau Mini-LIMMCAST sind zwei weitere Versuchsanlagen entstanden. Der folgende Ausblick stellt diese vor und erörtert weitere, zukünftige Untersuchungsmöglichkeiten an den Versuchsanlagen. So werden bereits z. T. erste Experimente über die Zweiphasenströmung im Strangguss an Mini-LIMMCAST durchgeführt.

## 8. Ausblick

Die elektromagnetische Beeinflussung der Kokillenströmung ist nur ein Teilaspekt beim Strangguss. Es existieren noch weitere Themengebiete, in denen Flüssigmetallmodelle einen entscheidenden Beitrag leisten können. Neue Messtechniken für Flüssigmetalle gestatten außerdem neue Einsichten in die Prozessabläufe. Neben der bereits vorgestellten Mini-LIMMCAST - Anlage, von der die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse stammen, sind zwei weitere Versuchsanlagen mit Flüssigmetall als Modellfluid entstanden. Der Ausblick zeigt anhand der Themengebiete, Messtechniken und Versuchsanlagen Möglichkeiten für weitergehende Untersuchungen auf.

### 8.1. Weitere Untersuchungsschwerpunkte

In dieser Arbeit ist der Einfluss eines statischen Magnetfeldes auf die Kokillenströmung untersucht worden. Es existieren weitere Bauarten von Elektromagneten zur Strömungsbeeinflussung, welche sich auch bereits an Kokillen im industriellen Einsatz befinden. Außerdem erfordern andere Phänomene in ihrer experimentellen Untersuchung ebenso die Verwendung von Flüssigmetallmodellen und zugehörigen Messtechniken.

#### Weitere elektromagnetische Aktuatoren

Neben der einpoligen Magnetfeldbremse werden in Kapitel 2.1.3 weitere Arten von magnetischen Feldern für die Beeinflussung der Strömung beim Stranggießen vorgestellt. Weiterführende Experimente mit veränderter Polschuhgeometrie oder gar dem Austausch des Elektromagneten unter ähnlichen Bedingungen können die bereits durchgeführten Versuche ergänzen. Eine Möglichkeit ist die Untersuchung von lokalen Bremsen oder die Wirkung von elektromagnetischen Rührern in der Kokille, sowohl für eine Brammen- als auch für eine Block-Geometrie. Bei Verwendung der selben Modellkokille und des selben Tauchrohres, lassen sich die Ergebnisse der unterschiedlichen Bauarten direkt vergleichen.

Die Position des magnetischen Feldes wird in dieser Arbeit nur zur Kontrolle der Messergebnisse verändert. Eine sehr viel tiefe Bremsenposition der elektromagnetischen Bremse kann einen anderen Einfluss auf die Kokillenströmung haben, als sie in dieser Arbeit beobachtet worden sind. Des Weiteren gibt es Konzepte, die eine tiefe

Bremsenposition mit einer weiteren Bremse an der freien Oberfläche kombiniert (FCM).

### **Zweiphasenströmung**

Die Zweiphasenströmung durch Argoneinperlung im Tauchrohr bietet ein weiteres Themengebiet für Flüssigmetallmodelle, welches experimentell bisher kaum bearbeitet werden konnte. So kann z. B. die Art der Blasenbildung in Flüssigmetallen untersucht werden: wie lösen sich die Blasen ab und welche Blasengrößen bilden sich. Weitere Fragestellungen sind, wie sich die Blasen anschließend in den unterschiedlichen Strömungen von Tauchrohr und Kokille verhalten, und wie sich die Argonblasen in der Strömung verteilen.

Wie in Kapitel 2.4.2 bereits aufgeführt, können Zweiphasenströmungen im Strangguss mit Wassermodellen nicht exakt wieder gegeben werden. Allerdings gestaltet sich die messtechnische Erfassung der Zweiphasenströmung in Flüssigmetallen deutlich schwieriger als für Wasser. Die Detektion der Gasphase im Tauchrohr kann im Flüssigmetall z. B. über eine elektromagnetische Tomographie (MIT, siehe Kapitel 2.5.2) erfolgen. Die Visualisierung der Gasblasen ist über die Durchleuchtung der entsprechenden Modellkomponenten mittels Röntgenstrahlung möglich. Dabei sind die Dicke des Modellaufbaus allerdings durch die starke Schwächung der Röntgenstrahlen in Metallen Grenzen gesetzt. Die Blasendetektion über Ultraschall ist eine weitere Möglichkeit.

Erste Messungen mit der Zweiphasentomographie am Tauchrohr von Mini-LIMMCAST sind bereits erfolgt [Terzija et al., 2011a,b; Wondrak et al., 2011]. Auch für die Abbildung der Gasblasen mittels Röntgenbildgebung an der X-LIMMCAST-Anlage sind erste Tests erfolgreich gelaufen [Timmel et al., 2013]. Insbesondere für die kleinen Modelle spielen Wandeffekte eine wichtige Rolle. Es zeigt sich z. B. in den Röntgen-Bildern von X-LIMMCAST, dass sich am Anfang des Tauchrohres in den Totwassergebieten des Einlaufes große, stationäre Blasen an der Tauchrohrwand bilden. Das aus der Stopfenspitze ausgeperlte Argon wird zum größten Teil von diesen stationären Blasen aufgefangen. Am unteren Ende der stationären Blasen werden dann wiederum kleine Argonblasen von der Flüssigmetallströmung abgeschert und mitgerissen. Eine direkte Übertragung auf den realen Gussprozess ist sicherlich nicht gegeben, aber dennoch könnte Ähnliches in dem ebenfalls schmalen Spalt zwischen

Stopfen und Verteiler / Tauchrohr eine Rolle spielen.

## 8.2. Neue und verbesserte Messtechniken

Für die neuen Untersuchungsschwerpunkte wie die Zweiphasenströmung werden neben der Ultraschallmesstechnik weitere Messmethoden benötigt. Auch für die Geschwindigkeitsmessung werden neue bzw. verbesserte Verfahren entwickelt, welche z. T. als Prototypen ergänzend zum Ultraschall zum Einsatz kommen können.

### Schnelle Ultraschallarrays und Wellenleiter

Bisher wird das Ultraschall-Doppler-Verfahren in der Standardausführung an Mini-LIMMCAST verwendet. Dabei wird hauptsächlich eine Kombination von mehreren Einzelsensoren eingesetzt. Aber auch schnelle Ultraschallarrays werden bereits für erste, verbesserte Geschwindigkeitsmessungen in der Kokille getestet. Die Ultraschallarrays bestehen aus fest verbauten Ultraschallwandlern, von denen jeweils zwei variabel zu einem Ultraschall erzeugenden Element zusammengefasst werden können. Durch die variable Verbindung von zwei Ultraschallelementen liegt der Abstand der Messlinien unterhalb der Abmessung des ultraschallerzeugenden Elementes. Des Weiteren sind in einem Ultraschallarray mehrere Elemente parallel in Betrieb, so dass die Zykluszeit gegenüber einem rein seriellen Betrieb verbessert werden kann. Sie befinden sich noch in der Entwicklung, haben aber bereits ihre Funktionstüchtigkeit in flüssigem Metall in Experimenten demonstriert, wie z. B. mit einer durch ein rotierendes Magnetfeld angetriebenen Strömung [Franken et al., 2013]. In dem Artikel ist das Verfahren über das Zusammenschalten der Ultraschallelemente und das Aufspannen der Messlinien für den 2D-Fall anschaulich dargestellt. Sollte die Ultraschall-Array-Technik in naher Zukunft zur Verfügung stehen, ist sie eine attraktive Ergänzung bzw. Verbesserung der bestehenden Messtechnik.

In Experimenten mit heißen Flüssigmetallen müssen an Stelle der Standardsensoren bzw. der Arrays Ultraschallsensoren mit Wellenleiter eingesetzt werden. Der Wellenleiter sorgt für eine thermische und auch chemische Entkopplung des Ultraschallsensors von der heißen und u. U. chemisch reaktiven Schmelze [Eckert et al., 2003]. Der Wellenleiter transportiert den Ultraschall vom erzeugenden Element in das zu messende Fluid und baut gleichzeitig über seine Länge die Temperatur auf ein für das Ultraschallelement verträgliches Maß ab. Die Wellenleiter haben ihre Funktion

bereits in flüssigem Natrium [Eckert und Gerbeth, 2002] und sogar in Schmelzen mit bis zu 600 °C bewiesen.

### **Geschwindigkeitsmessung mittels Potentialsonden**

Eine verbesserte lokale zeitliche Erfassung der Geschwindigkeiten in der Kokille und insbesondere der Geschwindigkeitsfluktuationen bietet der Einsatz von Potentialsonden. Erste Messungen mit einer Potentialsonde für 2 Geschwindigkeitskomponenten wurden bereits an Mini-LIMMCAST durchgeführt [Timmel et al., 2012]. Die tieffrequenten Oszillationen werden durch diese Messungen bestätigt. Eine ausführliche Auswertung der Messdaten befindet sich zur Zeit in Arbeit.

### **Kontaktlose induktive Strömungstomographie**

Mini-LIMMCAST dient bereits der Erprobung einer neuen, potentiell auch am realen Gussprozess einsetzbaren Messtechnik. Es wird gezeigt, dass das bereits im Kapitel 2.5.2 vorgestellte CIFT-Verfahren auf das Flüssigmetallmodell des Stranggießens angewandt werden kann [Wondrak et al., 2010; Wondrak, 2014]. Ausgehend von einer dominierenden Hauptströmung in der Mittelebene parallel zu den Breitseiten erfolgt eine vereinfachende Reduktion des Problems auf zwei Dimensionen. Damit genügt eine einzige Erregerspule, um die Strömungsstruktur zeitlich und örtlich (in der Mittelebene) aufzulösen. Veränderungen im Strömungsmuster können mit dieser Messtechnik gut erfasst und sichtbar gemacht werden. So kann z. B. bei Experimenten mit Argoneinperlung der Wechsel des Strömungsregimes von einem Doppelwirbel zu einem Einzelwirbel aufgedeckt werden [Wondrak et al., 2011].

Durch die abgeschaltete Pumpe und die Abwesenheit von Heizungselementen wird die Erzeugung elektromagnetischer Störfelder an der Mini-LIMMCAST-Anlage vermieden. Dies wirkt sich insbesondere positiv auf die Erprobung dieser elektromagnetischen Messtechnik aus, da die zu messenden induzierten Magnetfelder in der Größenordnung von etwa 100 nT sind. Nach dem erfolgreichen Test an Mini-LIMMCAST soll nun die Messtechnik weiter entwickelt werden, um die Robustheit des Messsystems gegenüber Störfeldern z. B. durch elektrische Heizelemente, Induktionspumpen oder eben elektromagnetische Bremsen; sowie die Verträglichkeit gegenüber größeren Messabständen der Sensoren und leitfähigen Wänden zu erhöhen. Solche für diese Messtechnik herausfordernden Bedingungen sind an der größeren LIMMCAST-Versuchsanlage vorzufinden.

Das Messsystem CIFT soll demnächst auf LIMMCAST übertragen und ausführlich erprobt werden. Erste Tests liefen bereits vielversprechend [Gerbeth et al., 2012].

Aber auch an Mini-LIMMCAST bietet sich immer noch ein breites Feld an Untersuchungsthemen für die CIFT-Technik. Zur Zeit wird untersucht, ob bei gleichzeitiger Überlagerung mit einem starken magnetischen Feldes erzeugt durch eine elektromagnetische Bremse immer noch CIFT-Messungen durchgeführt werden können. Als besonders kritisch erweist sich die Verzerrung des CIFT-Messfeldes durch die ferromagnetischen Polschuhe des Bremsmagneten.

Für den Test eines elektromagnetischen Rührers am Tauchrohr von Mini-LIMMCAST ist ein neues Tauchrohr mit veränderter Geometrie eingesetzt worden. Dieses Tauchrohr besteht aus einem einfachen Rohr das unten offen bleibt. Es besitzt damit nur eine einzige Austrittsöffnung am unteren Ende, wie es auch beim Gießen kompakter Querschnitte der Fall ist. Diese Versuche werden einphasig durchgeführt und die Messung des Geschwindigkeitsfeldes in der Kokille wird hauptsächlich mittels CIFT durchgeführt [Wondrak et al., 2012]. Weiterführende detailliertere Untersuchungen des magnetischen Rührens am Tauchrohr mit nur einer Öffnung machen den Neubau einer Kokille notwendig. Die vertikale Eindringtiefe des Flüssigmetallstrahles in die aktuelle Kokille ist in diesem Fall bedeutend größer als bei Tauchrohren mit seitlichen Austrittsöffnungen. Die Modellkokille für den Dünnbrammenguss ist dann zu kurz und eine neue, längere Kokille wird für dieses Tauchrohr benötigt.

### **Zweiphasen-Tomographie im Tauchrohr**

Eine weitere an dem GaInSn-Experiment getestete Messtechnik ist die *Mutual Inductance Tomography* (MIT) für die Messung von Zweiphasenverteilungen Gas-Metall im Tauchrohr des Mini-LIMMCAST-Versuchsstandes [Terzija et al., 2011a,b]. In dem kleinen Modell spielen die Wandeffekte eine große Rolle und auch die entstehenden Blasengrößen sind im Verhältnis zu den Modellabmessungen zu groß. Dennoch können entsprechende Experimente das Verständnis über Zweiphasen-Strömungen von Gas und Flüssigmetall fördern. Bei Experimenten an der großen LIMMCAST-Anlage werden die Verhältnisse dann besser abgebildet.

### **Beobachtung der Kokillenoberfläche**

Der Strömung an der Schmelzenoberfläche wird große Bedeutung für das qualitative Ergebnis des Gussprozesses zugemessen. Eine nähergehende Untersuchung der Oberflächenbewegung könnte analog zu den Methoden des französischen Quecksilbermodells [Etay und Delannoy, 2003] erfolgen. Auch über optische Beobachtungen lassen sich weitere Erkenntnisse gewinnen. Insbesondere die Kombination der Informationen über die freie Schmelzenoberfläche mit denen der Strömungsmessung in der Kokille machen diese Experimente spannend.

Von besonderem Interesse ist beispielsweise, ob sich eine Verbindung zwischen den wechselseitigen Schwankungen der freien Oberfläche in den Kokillenhälften und den Oszillationen des Flüssigmetallstrahles nachweisen lässt. Auch der direkte, gemessene Zusammenhang zwischen der Form der freien Oberfläche - wie z. B. den Wellenbergen nahe der schmalen Kokillenhänge - und der oberflächennahen Strömung könnte experimentell näher untersucht werden.

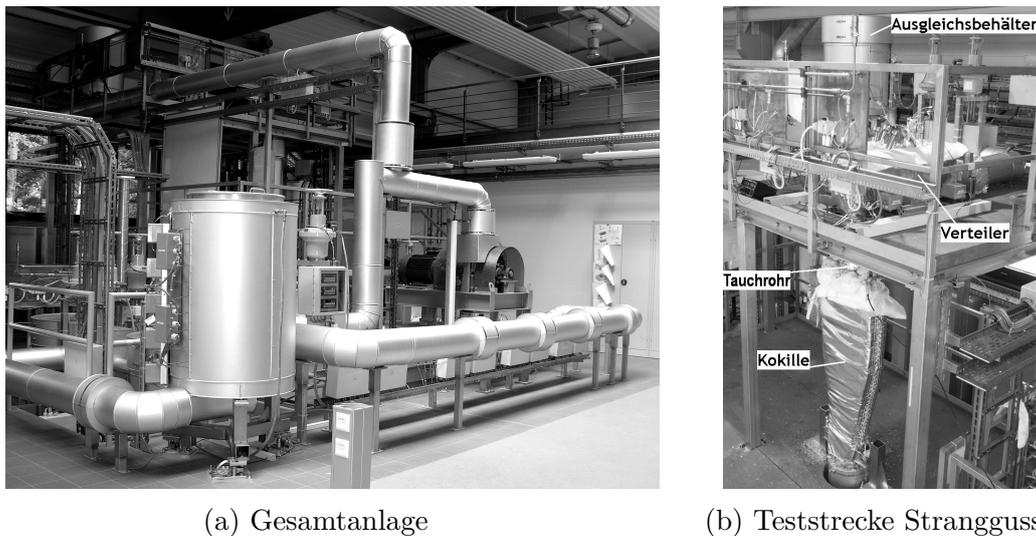
## **8.3. Weitere Versuchsanlagen für den Strangguss:**

### **Die LIMMCAST-Familie**

Für die Untersuchung der Strömungsvorgänge beim kontinuierlichen Stranggießen sind im Rahmen der Arbeit und des LIMMCAST-Programmes am HZDR zwei weitere Versuchsanlagen aufgebaut worden [Timmel et al., 2010b]. Diese stehen nun ebenfalls für die Untersuchung des Stranggussprozesses zur Verfügung.

### **LIMMCAST**

Der erste Versuchsstand ist die große LIMMCAST-Anlage, welche in ihrem Endausbau drei Teststrecken umfassen soll. Derzeit sind davon bereits zwei installiert und im Betrieb. Abbildung 60 zeigt einen Überblick über die Versuchsanlage. Die erste, horizontale Teststrecke im Bildvordergrund dient dem Test von Messtechniken in Flüssigmetallen. Sie ist als geschlossene Flüssigmetallschleife konzipiert. Auch die zweite Teststrecke wird im kontinuierlichen Kreislauf betrieben. In diesem Zweig befinden sich die Komponenten zur Untersuchung des Stranggussprozesses: Verteiler, Tauchrohr und Kokille. Für eine realitätsnahe Modellierung der Vorgänge hat die Schmelze sowohl im Verteiler als auch in der Kokille wie beim richtigen Gussprozess eine freie Oberfläche.



(a) Gesamtanlage

(b) Teststrecke Strangguss

Abbildung 60: LIMMCAST Versuchsanlage

Eine Argonatmosphäre als Schutzgas soll weitestgehend die Oxidation der Schmelze verhindern. Die in den ersten beiden Zweigen durchgeführten Experimente erfolgen wie bei Mini-LIMMCAST unter isothermen Bedingungen. Erstarrungsvorgänge in der Kokille und im Strang oder eine veränderte Kokillengeometrie sind als Option für die letzte Teststrecke angedacht. Entsprechende Ressourcen und Erweiterungsmöglichkeiten sind bei der Anlagenplanung bereits berücksichtigt. Zuerst gilt es jedoch die komplexen Strömungen während des Gussprozesses zu verstehen, bevor deren Wirkung z. B. auf das sich bildende Gefüge bestimmt werden kann.

Die LIMMCAST-Anlage verwendet eine Zinn-Wismut-Legierung<sup>3</sup> mit einer Liquidustemperatur von 170 °C. Die Betriebstemperatur liegt damit im Bereich von 220 °C bis 350 °C. Um die Betriebstemperatur zu erreichen und die Legierung aufzuschmelzen ist an der gesamten Anlage eine Heizleistung von ca. 200 kW installiert. Das Schmelzeinventar beträgt je Vorratsbehälter 250 l. Die Schmelze wird mittels Argon aus dem Vorratsbehälter in die Rohre und Anlagenteile gepresst. Im Kreislaufbetrieb sorgt eine kontaktlose Induktionspumpe für den Umlauf der flüssigen Schmelze.

Die Anlage ist so konzipiert, dass wichtige Komponenten mit vertretbarem Aufwand austauschbar sind. So können Verteiler, Tauchrohr, Kokille oder aber Abschnitte der

<sup>3</sup>In der Zusammensetzung  $Sn_{60}Bi_{40}$ .

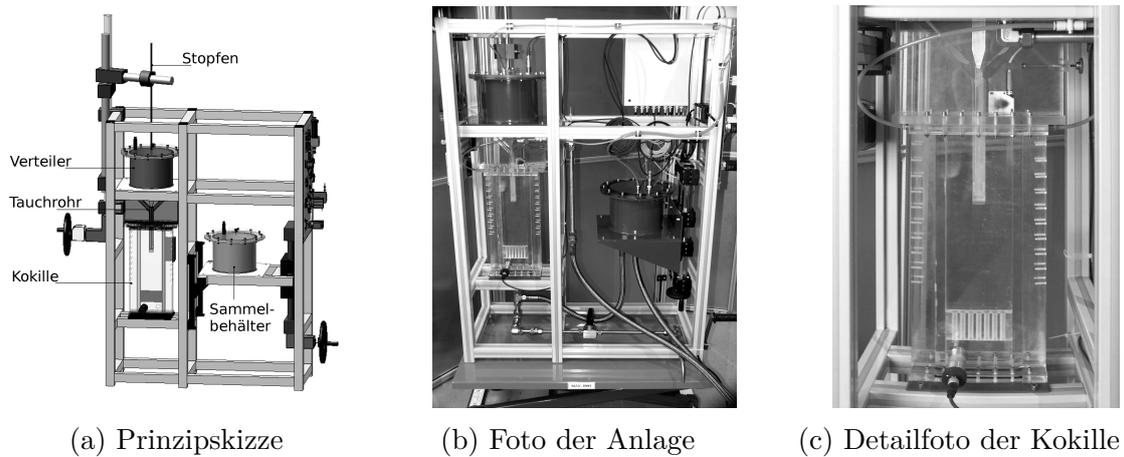


Abbildung 61: X-LIMMCAST Versuchsanlage

horizontalen Teststrecke den jeweiligen Erfordernissen angepasst werden.

## X-LIMMCAST

Das dritte Experiment dient der Visualisierung der Zweiphasenströmung. Der Versuchsaufbau ist so konzipiert, dass er sich in das am HZDR vorhandenes Röntgenlabor integrieren lässt. Der Raum für das Flüssigmetall ist in den zu durchstrahlenden Komponenten annähernd gleich dick gehalten. Auch besitzt das Tauchrohr einen quadratischen Querschnitt, um eine gleichmäßige Flüssigmetalldicke im Strahlengang vorzufinden. Zu beachten ist jedoch, dass das Tauchrohr die beiden Kokillenhälften in seinem Eintauchbereich voneinander trennt, da ja das Tauchrohr eine ähnlich Dicke besitzt wie die Kokille selbst und die Tauchrohrwände in die Kokillenwände eingelassen sind. Der Verteiler wird vereinfacht als flacher Trichter simuliert. Der Durchfluss wird in gewissen Grenzen wiederum über einen flachen Stopfen und die Pumpendrehzahl reguliert. Durch eine Bohrung im Stopfen wird Argon in die Schmelze eingeblasen.

Das Röntgenexperiment arbeitet wie Mini-LIMMCAST mit der Legierung aus GaInSn, jedoch im kontinuierlichen Betrieb. Die Pumpe für den Dauerbetrieb ist mechanisch vom eigentlichen Röntgenteil getrennt und nur über flexible Schläuche mit diesem verbunden. Damit soll die Übertragung von Vibrationen verhindert werden, welche sich negativ auf die Bildqualität auswirken.

### Weitere Möglichkeiten an Mini-LIMMCAST

Der Aufbau von Mini-LIMMCAST ist möglichst flexibel gehalten. Die Befestigung des Tauchrohres am Verteiler ist über eine Flanschverbindung realisiert, was prinzipiell einen schnellen Austausch des Tauchrohres ermöglicht. Auch die Kokille lässt sich vergleichsweise schnell wechseln, jedoch muss dazu das Flüssigmetall teilweise aus der Anlage abgelassen werden. So befindet sich z. B. momentan an Mini-LIMMCAST eine Rundkokille im Einsatz.

### Gegenüberstellung der LIMMCAST-Anlagen

Die drei Versuchsanlagen für die Modellierung des Stranggießens sind in Tabelle 12 mit ihren wichtigsten Eigenschaften kurz gegenüber gestellt. Die drei Anlagen ergänzen sich in ihrer Arbeitsweise und ihren Untersuchungsschwerpunkten.

	LIMMCAST	Mini-LIMMCAST	X-LIMMCAST
Kokillenquerschnitt	400x100mm <sup>2</sup>	140x35mm <sup>2</sup>	100x15mm <sup>2</sup>
Flüssigmetallvolumen	250 l	ca. 8 l	ca. 6 l
Durchfluss	1 l/min	0,11 l/min	0,14 l/min
Arbeitstemperatur	220-350°C	Raumtemperatur	Raumtemperatur
Betriebsweise	kontinuierlich	diskontinuierlich	kontinuierlich
Messzeit	∞	≈40 s	∞
Ultraschalltechnik	Wellenleiter	Standardsensor	(Standardsensor)
Weitere Messtechnik	CIFT	CIFT, MIT	Röntgen

Tabelle 12: Gegenüberstellung der LIMMCAST-Anlagen

Mini-LIMMCAST erreicht in seiner diskontinuierlichen Betriebsweise mit einer Füllung eine Messzeit von ca. 40 s. Der Durchfluss wird durch die geometrischen Randbedingungen der Anlage bestimmt und kann nur über die Stopfenstellung etwas angepasst werden.

LIMMCAST ermöglicht mit seiner kontinuierlichen Betriebsweise Untersuchungen über eine längere Zeit von mehreren Stunden. So können auch langperiodische Strömungsänderungen erfasst werden. Über die Induktionspumpe kann der Durchfluss während der Experimente verändert werden.

Zeitaufwand für Planung und Aufbau von Mini-LIMMCAST sind deutlich geringer als für das große Experiment. Solche Ergebnisse können in den Ausbau bzw. die Versuchsplanung für das große Experiment einfließen.

X-LIMMCAST arbeitet ebenfalls kontinuierlich, hat mit der Visualisierung der Argonblasen einen anderen Arbeitsschwerpunkt als LIMMCAST bzw. Mini-LIMMCAST.

## A. Anhang

### A.1. Messwerterfassung

Die Verknüpfung des Messrechners, der Module und Sensoren ist in [Abbildung A.1](#) skizziert.

Alle Messsignale der analogen Sensoren werden von Wandlermodulen der Serie *I-7017* oder *I-7019* (Spectra Computersysteme GmbH) erfasst. Alle Analogeingangsmodule besitzen ein RS485-Schnittstelle über die sie mit einem Ethernet-Schnittstellenkonverter verbunden sind. Über eine grafische Steuer- und Bedieneinheit mit Touchpad (*EA KIT160-LEDTP*, Electronic Assembly GmbH) sind der Start und der Stopp der Messaufzeichnung sowie die Anzeige einzelner Messwerte direkt an der Anlage ermöglicht. Die Analogmodule, das Ethernetmodul für die Kommunikation mit dem Messrechner, eine Bedieneinheit mit Tastfeld sowie die zugehörige Stromversorgung sind in einer geschützten Box am Experiment untergebracht.

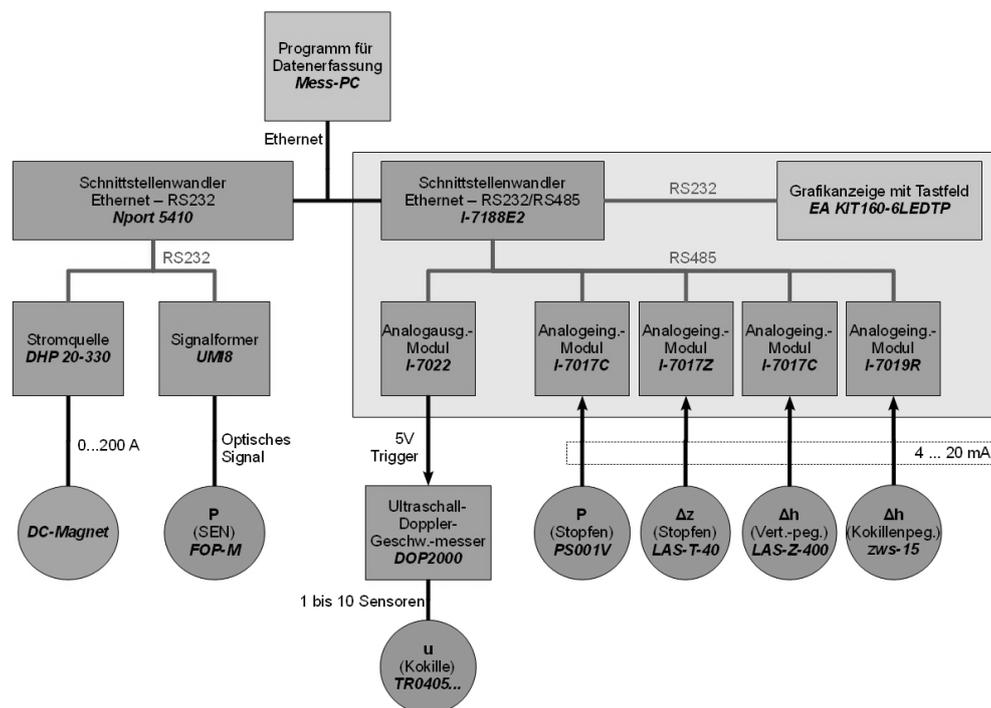


Abbildung A.1: Aufbau der Messwerterfassung an Mini-LIMMCAST

Die Datenerfassung der faseroptischen Drucksensoren erfolgte mit dem separaten Steuergerät. Die Aufzeichnung wird vom Messprogramm über ein Befehl gestartet und das Gerät speichert daraufhin die Messwerte in seinen internen Speicher. Mit dem Ende der allgemeinen Datenerfassung holt das Messprogramm die Druckwerte aus dem Speicher des Gerätes.

Das Gerät für die Geschwindigkeitsmessung in der Kokille ist über seinen Triggereingang mit einem Analogausgangsmodul der Messbox verbunden. Mit Messbeginn wird der Analogausgang vom Messprogramm von 0 V auf 5 V geschaltet und damit die Geschwindigkeitsmessung gestartet. Die Ultraschall- und Geschwindigkeitsdaten werden für eine voreingestellte Anzahl an Datenpunkten auf der Festplatte des Gerätes abgespeichert.

Messgröße	Verteilerpegel	Stopfenhub	Kokillenpegel	Druck Stopfenspitze
Sensor	LAS-Z-400	LAS-T-40-A	zws-15/CI/QS	PS001V-....
Max.	500 mm	70 mm	150 mm	100 kPa
Min.	100 mm	30 mm	20 mm	-100 kPa
Auflösung, Genauigkeit	0,50 mm	0,02 mm	0,20 mm	0,50 kPa
Analogmodul	I-7017C	I-7017Z	I-7019R	I-7017C
Genauigkeit	0,10 % 0,50 mm	0,10 % 0,05 mm	0,15 % 0,24 mm	0,10 % 0,25 kPa

Tabelle A.1: Messunsicherheiten in der Messung der Mini-LIMMCAST Prozessgrößen

## A.2. Messtechnik

### A.2.1. Magnetfeldverteilung – Sonde zur Vermessung des Magnetfeldes

Der Aufbau der 3-Komponenten-Magnetfeldsonde *NMZ-2508-UH* von *LakeShore* ist in [Abbildung A.2](#) zu sehen. Der Messbereich für die Magnetfeldkomponente in Achsrichtung des Sensors befindet sich mittig auf der Sensorachse. Die Messbereiche für die beiden anderen Magnetfeldkomponenten sind um gut 2 mm aus der Mitte versetzt. Dadurch kann es zu scheinbar leicht asymmetrischen Feldverteilungen führen.

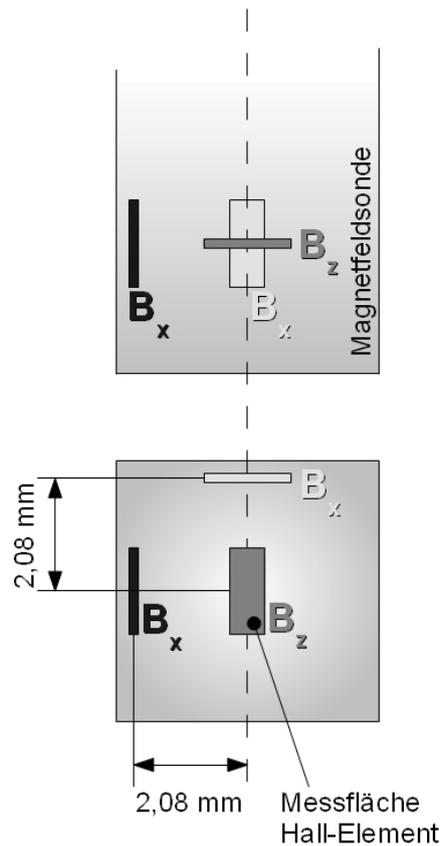


Abbildung A.2: Schematischer Aufbau der 3-Komponenten-Magnetfeldsonde von *LakeShore*

### A.2.2. Prozessablauf – Druckmessung am Tauchrohr

Für die Beschreibung des zeitlichen Versuchsablaufes sind teilweise ergänzend Druckmessungen an der Tauchrohrwand durchgeführt worden. Diese Messdaten dienen dem Vergleich mit den Berechnungen zum Versuchsablauf über die Bernoulli-Gleichung. Bei großen Stopfenhöhen ist eine Druckmessung an der Stopfenspitze nicht mehr möglich. Es wurden vereinzelt Experimente mit einer Druckmessung an der Tauchrohrwand durchgeführt. [Abbildung A.3](#) skizziert die Messposition des faseroptischen Drucksensors *FOP-M* von *FISO Technologies* am Tauchrohr. Dieses Tauchrohr mit dem Drucksensor wurde gebaut, um die Druckmessung an der Stopfenspitze zu verifizieren und auch bei hohen Stopfenhöhen eine Druckinformation zu haben. Bei kleinen Stopfenhöhen stimmten die Druckmessung über das Tauchrohr mit der an der Tauchrohrwand qualitativ gut überein. Von besonderem Interesse sind die Druckmessungen bei Experimenten zur Zweiphasenströmung mit Argoneinperlung über den Stopfen. Es lassen sich dabei in den Druckmessungen instationäre Vorgänge während des Experimentes feststellen.

### A.2.3. Übersicht – Messtechniken Flüssigmetall

[Tabelle A.2](#) gibt einen Überblick über die in [Unterabschnitt 2.5](#) vorgestellten Geschwindigkeits-Messtechniken in Flüssigmetallen. Die Tabelle führt auf, wie viele Geschwindigkeitskomponenten mit der jeweiligen Messtechnik erfasst werden können (2. Spalte). Weiterhin ist die Ausdehnung des Messbereiches aufgelistet, d. h. ob es sich bei der vorgestellten Messtechnik um eine auf einen Ort beschränkte Messung handelt (0D) bis hin zu Messtechniken welche eine räumliche Geschwindigkeitsverteilung erfassen können (3D). Ein weiteres wesentliches Unterscheidungsmerkmal ist die zeitliche und örtliche Auflösung der Messverfahren. Zuletzt wird die zulässige Schmelztemperatur angeführt. Die elektromagnetischen Verfahren arbeiten ohne Kontakt zur Schmelze und können daher bei entsprechender Abschirmung bzw. Kühlung auch an heißen Stahlgussanlagen eingesetzt werden.

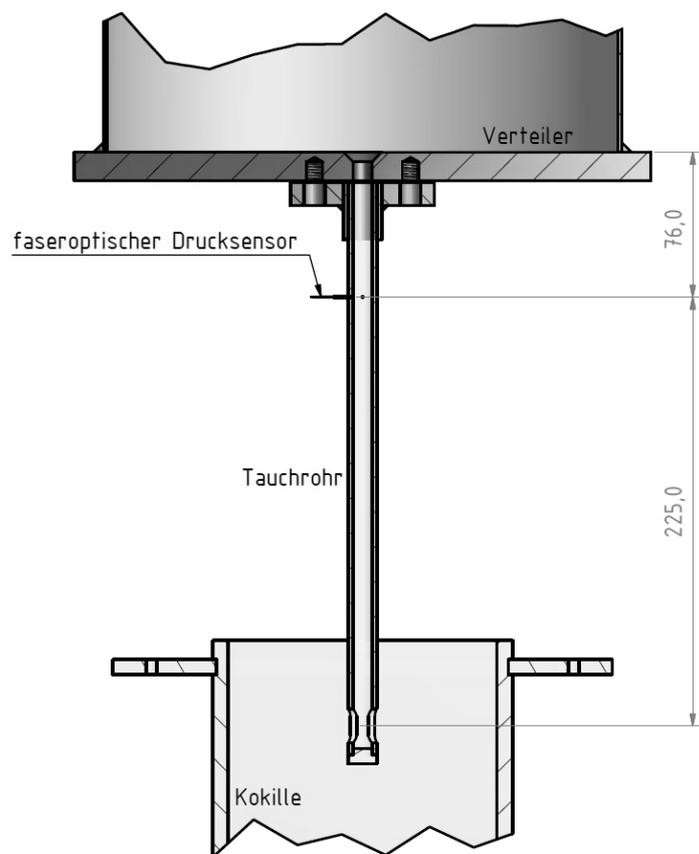


Abbildung A.3: Skizze zur Messposition des faseroptischen Drucksensors

Messmethode	Komponenten Geschw.	Ort	Zeit	Auflösung Raum	Schmelzen- Temp.	Verfügbarkeit Anmerkungen
<i>invasiv</i>						
Stabmethode	1 D	0 D	kont.	-	>1500 °C	nur an der Schmelzenoberfläche
Nagelbrett	1-2 D	1(-2) D	einmalig (a)	50 mm	>1500 °C	nur an der Schmelzenoberfläche
Potentialsonden	1-2 D	0 D	ca. 200 Hz	-	<300 °C	begrenzt durch max. Einsatztemperatur für den Permanentmagneten, wie z. B. Samarium-Cobalt-Magneten
<i>elektromagn.</i>						
MFC-Sensor	1 D	0 D	kont.	-	>1500 °C	nahe der Schmelzenoberfläche, ind. R&D-Projekt
CIFT	2-3 D	2-3 D	ca. 1 Hz	k.A.	>1500 °C	in der Entwicklung
<i>Ultraschall</i>						
	je nach Anzahl der Sensoren			axial (b): 1 mm		
Standard	1(-2) D	1-2 D	ca. 5 Hz	lateral (c): 10 mm	<60 °C	kommerziell verfügbar
Wellenleiter	1 D	1 D	ca. 50 Hz	lateral (c): 30 mm	<600 °C	in der Entwicklung
Array	1-2 D	2 D	ca. 10 Hz	lateral (c): 2,5 mm	<60 °C	seit kurzem verfügbar

- (a) Ji et al. [2013] berichtet über 4 Einzelmessungen im Abstand von je 30s  
(b) axial = Auflösung in Schallrichtung des Ultraschallsensors  
(c) lateral = typischer Abstand der Sensoren bzw. Messlinien untereinander, d. h. senkrecht zur Schallrichtung

Tabelle A.2: Übersicht und Gegenüberstellung der Messtechniken in Flüssigmetallen

### A.3. Versuchsmatrix

Die untenstehende [Tabelle A.3](#) gibt einen Überblick über die realisierten Versuchsbedingungen. Es werden die Kombinationen aus Position der elektromagnetischen Bremse, der magnetischen Flussdichte, der Wandleitfähigkeit und der Sensoranordnung für die Messung der horizontalen Geschwindigkeit aufgezeigt.

Bremsen- position	Fluss- dichte B (mT)	Lage Ultraschallsensoren, Messkonfiguration			Wand- leitfähig- keit
		I <i>Standard- Position</i>	III <i>horizontal beidseitig</i>	IV <i>Einzel- sensor, schnell</i>	
ohne	0	X	X	X	
hohe	90	X			isolierende Wände
	160	X			
	255	X			
	290	X			
	310	X	X	X	
tiefe	310	X	X		
hohe	90	X			leitfähige Wände
	160	X			
	255	X			
	290	X			
	310	X	X	X	
tiefe	310	X	X		

Tabelle A.3: Versuchsmatrix mit den Kombinationen der Sensoranordnung und den eingestellten Versuchsbedingungen für die Messung der horizontalen Geschwindigkeiten



## Literatur

- [Bai und Thomas 2001a] BAI, H. ; THOMAS, B. G.: Effects of clogging, argon injection, and continuous casting conditions on flow and air aspiration in submerged entry nozzles. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 32 (4), 2001, S. 707–722.  
DOI 10.1007/s11663-001-0125-4 – ISSN 1073-5615.
- [Bai und Thomas 2001b] BAI, H. ; THOMAS, B. G.: Turbulent flow of liquid steel and argon bubbles in slide-gate tundish nozzles: Part I. model development and validation. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 32 (2), 2001, S. 253–267.  
DOI 10.1007/s11663-001-0049-z – ISSN 1073-5615.
- [Bai und Thomas 2001c] BAI, H. ; THOMAS, B. G.: Turbulent flow of liquid steel and argon bubbles in slide-gate tundish nozzles: Part II. Effect of operation conditions and nozzle design. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 32 (2), 2001, S. 269–284.  
DOI 10.1007/s11663-001-0050-6 – ISSN 1073-5615.
- [Binns et al. 2001] BINNS, R. ; LYONS, A. R. A. ; PEYTON, A. J. ; PRITCHARD, W. D. N.: Imaging molten steel flow profiles. In: *Measurement Science and Technology* 12 (8), 2001, S. 1132.  
DOI 10.1088/0957-0233/12/8/320 – ISSN 0957-0233.
- [Bogaard et al. 1993] BOGAARD, R. ; DESAI, P. ; LI, H. ; HO, C.: Thermophysical properties of stainless steels. In: *Thermochimica Acta* 218, 1993, S. 373–393.  
DOI 10.1016/0040-6031(93)80437-F – ISSN 0040-6031.
- [Buchenau et al. 2011] BUCHENAU, D. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G. ; STIEGLITZ, R. ; DIERCKX, M.: Measurement technique developments for LBE flows. In: *Journal of Nuclear Materials* 415 (3), 2011, S. 396–403.  
DOI 10.1016/j.jnucmat.2011.04.026 – ISSN 0022-3115.
- [Buchenau et al. 2012] BUCHENAU, D. ; GERBETH, G. ; PRIEDE, J.: Kontaktlose Durchflussmessung in Metallschmelzen. In: *Technisches Messen* 79 (9), 2012, S. 389–393.  
DOI 10.1524/teme.2012.0261 – ISSN 0171-8096.
- [Buhmann 2000] BUHMANN, M. D.: Radial basis functions. In: *Acta Numerica* 9, 2000, S. 1–38.  
ISSN 0962-4929.
- [Buhmann 2003] BUHMANN, M. D.: *Radial basis functions: Theory and implementations*. Cambridge University Press, 2003.  
ISBN 9780521101332.

- [Chaudhary et al. 2011] CHAUDHARY, R. ; JI, C. ; THOMAS, B. G. ; VANKA, S. P.: Transient turbulent flow in a liquid-metal model of continuous casting, including comparison of six different methods. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 42 (5), 2011, S. 987–1007.  
DOI 10.1007/s11663-011-9526-1 – ISSN 1073-5615.
- [Chaudhary et al. 2008] CHAUDHARY, R. ; LEE, G.-G. ; THOMAS, B. G. ; KIM, S.-H.: Transient mold fluid flow with steel- and mountain-bottom nozzles in continuous casting of steel. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 39 (6), 2008, S. 870–884.  
DOI 10.1007/s11663-008-9192-0 – ISSN 1073-5615.
- [Chaudhary et al. 2012] CHAUDHARY, R. ; THOMAS, B. G. ; VANKA, S. P.: Effect of electromagnetic ruler braking (EMBr) on transient turbulent flow in continuous slab casting using large eddy simulations. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 43 (3), 2012, S. 532–553.  
DOI 10.1007/s11663-012-9634-6 – ISSN 1073-5615.
- [Crow und Champagne 1971] CROW, S. C. ; CHAMPAGNE, F. H.: Orderly structure in jet turbulence. In: *Journal of Fluid Mechanics* 48 (3), 1971, S. 547–591.  
DOI 10.1017/S0022112071001745 – ISSN 0022-1120.
- [Cukierski und Thomas 2008] CUKIERSKI, K. ; THOMAS, B. G.: Flow control with local electromagnetic braking in continuous casting of steel slabs. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 39 (1), 2008, S. 94–107.  
DOI 10.1007/s11663-007-9109-3 – ISSN 1073-5615.
- [Dauby 2012] DAUBY, P. H.: Continuous casting: make better steel and more of it! In: *Revue de Métallurgie (International Journal of Metallurgy)* 109 (2), 2012, S. 113–136.  
DOI 10.1051/metal/2012011 – ISSN 1156-3141.
- [Davidson 1995] DAVIDSON, P. A.: Magnetic damping of jets and vortices. In: *Journal of Fluid Mechanics* 299, 1995, S. 153–186.  
DOI 10.1017/S0022112095003466 – ISSN 0022-1120.
- [Davidson 2001] DAVIDSON, P.: *An Introduction to Magnetohydrodynamics*. Cambridge University Press, 2001.  
ISBN 0-512-79487-0.
- [Eckert und Gerbeth 2002] ECKERT, S. ; GERBETH, G.: Velocity measurements in liquid sodium by means of ultrasound Doppler velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 32 (5), 2002, S. 542–546.  
DOI 10.1007/s00348-001-0380-9 – ISSN 0723-4864.

- [Eckert et al. 2003] ECKERT, S. ; GERBETH, G. ; MELNIKOV, V.: Velocity measurements at high temperatures by ultrasound Doppler velocimetry using an acoustic wave guide. In: *Experiments in Fluids* 35 (5), 2003, S. 381–388.  
DOI 10.1007/s00348-003-0606-0 – ISSN 0723-4864.
- [Etay und Delannoy 2003] ETAY, J. ; DELANNOY, Y.: Low frequency wave at the meniscus of a continuous caster generated by a DC magnetic field. In: *Magnetohydrodynamics* 39 (4), 2003, S. 445–451.  
ISSN 0024-998X.
- [Etay et al. 2002] ETAY, J. ; DUMONT, B. ; HAMBURGER, J. ; BOLCATO, R. ; HAETTEL, R.: Resistive probe for continuous measurement of electroconductive liquid levels facing electromagnetic fields. In: *Experiments in Fluids* 32 (4), 2002, S. 518–526.  
DOI 10.1007/s00348-001-0398-z – ISSN 0723-4864.
- [Franke et al. 2013] FRANKE, S. ; LIESKE, H. ; FISCHER, A. ; BÜTTNER, L. ; CZARSKA, J. ; RÄBIGER, D. ; ECKERT, S.: Two-dimensional ultrasound Doppler velocimeter for flow mapping of unsteady liquid metal flows. In: *Ultrasonics* 53 (3), 2013, S. 691–700.  
DOI 10.1016/j.ultras.2012.10.009 – ISSN 0041-624X.
- [Garcia-Hernandez et al. 2010] GARCIA-HERNANDEZ, S. ; MORALES, R. D. ; TORRES-ALONSO, E.: Effects of EMBr position, mould curvature and slide gate on fluid flow of steel in slab mould. In: *Ironmaking & Steelmaking* 37 (5), 2010, S. 360–368.  
DOI 10.1179/030192309X12595763236969 – ISSN 0301-9233.
- [Gardin et al. 1996] GARDIN, P. ; GALPIN, J.-M. ; RÉGNIER, M.-C. ; RADOT, J.-P.: Influence of electromagnetic brake on molten steel flow and inclusion behaviour in a continuous casting mold. In: *Magnetohydrodynamics* 32 (2), 1996, S. 189–195.  
ISSN 0024-998X.
- [Gebert et al. 1998] GEBERT, B. M. ; DAVIDSON, M. R. ; RUDMAN, M. J.: Computed oscillations of a confined submerged liquid jet. In: *Applied Mathematical Modelling* 22 (11), 1998, S. 843–850.  
DOI 10.1016/S0307-904X(98)10026-4 – ISSN 0307-904X.
- [Geratherm Medical AG 2006] Geratherm Medical AG: *Sicherheitsdatenblatt Galinstan fluid*. 2006. 09 2006.
- [Gerbeth et al. 2012] GERBETH, G. ; ECKERT, S. ; STEFANI, F. ; TIMMEL, K. ; WONDRAK, T.: The LIMMCAST program at HZDR: Modelling of fluid flow and transport phenomena in the continuous casting process. In: *Journal of Iron and*

- Steel Research, International* 19 (Supplement 1), 2012, S. S1–S8.  
ISSN 1006-706X.
- [Ginnings und Furukawa 1953] GINNINGS, D. C. ; FURUKAWA, G. T.: Heat capacity standards for the range 14 to 1200 °K. In: *Journal of the American Chemical Society* 75 (3), 1953, S. 522–527.  
DOI 10.1021/ja01099a004 – ISSN 0002-7863.
- [Gupta und Lahiri 1996a] GUPTA, D. ; LAHIRI, A.: A water model study of the flow asymmetry inside a continuous slab casting mold. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 27 (5), 1996, S. 757–764.  
DOI 10.1007/BF02915604 – ISSN 1073-5615.
- [Gupta et al. 1997] GUPTA, D. ; CHAKRABORTY, S. ; LAHIRI, A. K.: Asymmetry and oscillation of the fluid flow pattern in a continuous casting mould: a water model study. In: *ISIJ International* 37 (7), 1997, S. 654–658.  
DOI 10.2355/isijinternational.37.654 – ISSN 0915-1559.
- [Gupta und Lahiri 1994] GUPTA, D. ; LAHIRI, A.: Water-modeling study of the surface disturbances in continuous slab caster. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 25 (2), 1994, S. 227–233.  
DOI 10.1007/BF02665205 – ISSN 1073-5615.
- [Gupta und Lahiri 1996b] GUPTA, D. ; LAHIRI, A.: Cold model study of the surface profile in a continuous slab casting mold: Effect of second phase. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 27 (4), 1996, S. 695–697.  
DOI 10.1007/BF02915671 – ISSN 1073-5615.
- [Gutmark und Ho 1983] GUTMARK, E. ; HO, C.-M.: Preferred modes and the spreading rates of jets. In: *Physics of Fluids* 26 (10), 1983, S. 2932–2938.  
DOI 10.1063/1.864058 – ISSN 0031-9171.
- [Hall und Ewing 2006] HALL, J. W. ; EWING, D.: On the dynamics of the large-scale structures in round impinging jets. In: *Journal of Fluid Mechanics* 555, 2006, S. 439–458.  
DOI 10.1017/S0022112006009323 – ISSN 0022-1120.
- [Hall und Ewing 2005] HALL, J. ; EWING, D.: The development of the large-scale structures in round impinging jets exiting long pipes at two Reynolds numbers. In: *Experiments in Fluids* 38 (1), 2005, S. 50–58.  
DOI 10.1007/s00348-004-0883-2 – ISSN 0723-4864.
- [Harada et al. 2001] HARADA, H. ; TOH, T. ; ISHII, T. ; KANEKO, K. ; TAKEUCHI, E.: Effect of magnetic field conditions on the electromagnetic braking efficiency. In:

- ISIJ International* 41 (10), 2001, S. 1236–1244.  
DOI 10.2355/isijinternational.41.1236 – ISSN 0915-1559.
- [Heinicke et al. 2012] HEINICKE, C. ; TYMPEL, S. ; PULUGUNDLA, G. ; RAHNEBERG, I. ; BOECK, T. ; THESS, A.: Interaction of a small permanent magnet with a liquid metal duct flow. In: *Journal of Applied Physics* 112 (12), 2012, S. 124914.  
DOI 10.1063/1.4770155 – ISSN 0021-8979.
- [Honeyands und Herbertson 1995] HONEYANDS, T. ; HERBERTSON, J.: Flow dynamics in thin slab caster moulds. In: *Steel Research* 66 (7), 1995, S. 287–293.  
ISSN 0177-4832.
- [Idogawa et al. 1993] IDOGAWA, A. ; SUGIZAWA, M. ; TAKEUCHI, S. ; SORIMACHI, K. ; FUJII, T.: Control of molten steel flow in continuous casting mold by two static magnetic fields imposed on whole width. In: *Materials Science and Engineering A* 173 (1-2), 1993, S. 293–297.  
DOI 10.1016/0921-5093(93)90231-3 – ISSN 0921-5093.
- [Iguchi et al. 1999] IGUCHI, M. ; KOSAKA, H. ; HAYASHI, A. ; TERAUCHI, Y. ; MIZUKAMI, H. ; HANAO, M. ; KAWAMOTO, M. ; KAWABATA, H.: Development and calibration of a karman vortex probe for measurement of molten-steel velocities. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 30 (1), 1999, S. 53–59.  
DOI 10.1007/s11663-999-0006-9 – ISSN 1073-5615.
- [Ji et al. 2013] JI, C. ; LI, J. ; TANG, H. ; YANG, S.: Effect of EMBr on flow in slab continuous casting mold and evaluation using nail dipping measurement. In: *Steel Research International* 84 (3), 2013, S. 259–268.  
DOI 10.1002/srin.201200117 – ISSN 1869-344X.
- [Kalter et al. 2013] KALTER, R. ; TUMMERS, M. ; KENJERES, S. ; RIGHOLT, B. ; KLEIJN, C.: Oscillations of the fluid flow and the free surface in a cavity with a submerged bifurcated nozzle. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 44, 2013, S. 365–374.  
DOI 10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.07.007 – ISSN 0142-727X.
- [Kansa 1990] KANSA, E.: Multiquadrics – A scattered data approximation scheme with applications to computational fluid-dynamics – 1 surface approximations and partial derivative estimates. In: *Computers & Mathematics with Applications* 19 (8-9), 1990, S. 127–145.  
DOI 10.1016/0898-1221(90)90270-T – ISSN 0898-1221.
- [Kollberg et al. 1996] KOLLBERG, S. G. ; HACKL, H. ; HANLEY, P.: Improving quality of flat rolled products using electromagnetic brake (EMBR) in continuous casting. In: *Iron and Steel Engineer* 73, 1996, S. 24–28.  
ISSN 0021-1559.

- [Kubo et al. 2004] KUBO, N. ; ISHII, T. ; KUBOTA, J. ; IKAGAWA, T.: Numerical simulation of molten steel flow under a magnetic field with argon gas bubbling in a continuous casting mold. In: *ISIJ International* 44 (3), 2004, S. 556–564.  
DOI 10.2355/isijinternational.44.556 – ISSN 0915-1559.
- [Kubo et al. 2007] KUBO, N. ; KUBOTA, J. ; SUZUKI, M. ; ISHII, T.: Molten steel flow control under electromagnetic level accelerator in continuous casting mold. In: *ISIJ International* 47 (7), 2007, S. 988–995.  
DOI 10.2355/isijinternational.47.988 – ISSN 0915-1559.
- [Kunstreich und Dauby 2005] KUNSTREICH, S. ; DAUBY, P.: Effect of liquid steel flow pattern on slab quality and the need for dynamic electromagnetic control in the mould. In: *Ironmaking & Steelmaking* 32 (1), 2005, S. 80–86.  
DOI doi:10.1179/174328105X15823 – ISSN 0301-9233.
- [Kunstreich et al. 2005] KUNSTREICH, S. ; DAUBY, P. H. ; BAEK, S.-K. ; LEE, S.-M.: Multi-mode EMS in thick slab caster molds and effect on coil quality and machine performance. In: *5th European Continuous Casting Conference*, Nizza (Frankreich) 2005.
- [Lawson und Davidson 2001] LAWSON, N. J. ; DAVIDSON, M. R.: Self-sustained oscillation of a submerged jet in a thin rectangular cavity. In: *Journal of Fluids and Structures* 15 (1), 2001, S. 59–81.  
DOI 10.1006/jf1s.2000.0327 – ISSN 0889-9746.
- [Lawson und Davidson 2002] LAWSON, N. J. ; DAVIDSON, M. R.: Oscillatory flow in a physical model of a thin slab casting mould with a bifurcated submerged entry nozzle. In: *Journal of Fluids Engineering* 124 (2), 2002, S. 535–543.  
DOI 10.1115/1.1459077 – ISSN 0098-2202.
- [Lee und Kwon 2003] LEE, S.-M. ; KWON, O.-D.: Electromagnetic stirring in the mould at the newly rebuilt posco pohang no. 3-3 machine. In: *ISS International Technology Conference & Exhibition*, Indianapolis (USA) 2003.
- [Lehner 2006] LEHNER, G.: *Elektromagnetische Feldtheorie*. 5. Auflage. Springer, 2006.
- [Lei et al. 2009] LEI, Z. ; ZHANG, H. ; REN, Z. ; DENG, K. ; ZHONG, Y.: Gas bubble statistical behavior in continuous casting mold under static magnetic field. In: *6th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials*, Dresden 2009, S. 575–578.
- [Li et al. 2000] LI, B. ; OKANE, T. ; UMEDA, T.: Modeling of molten metal flow in a continuous casting process considering the effects of argon gas injection and static magnetic-field application. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 31

- (6), 2000, S. 1491–1503.  
DOI 10.1007/s11663-000-0034-y – ISSN 1073-5615.
- [Li et al. 2001] LI, B. ; OKANE, T. ; UMEDA, T.: Modeling of biased flow phenomena associated with the effects of static magnetic-field application and argon gas injection in slab continuous casting of steel. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 32 (6), 2001, S. 1053–1066.  
DOI 10.1007/s11663-001-0094-7 – ISSN 1073-5615.
- [Li und Tsukihashi 2005] LI, B. ; TSUKIHASHI, F.: Vortexing flow patterns in a water model of slab continuous casting mold. In: *ISIJ International* 45 (1), 2005, S. 30–36.  
DOI 10.2355/isijinternational.45.30 – ISSN 0915-1559.
- [Li und Tsukihashi 2006] LI, B. ; TSUKIHASHI, F.: Effects of electromagnetic brake on vortex flows in thin slab continuous casting mold. In: *ISIJ International* 46 (12), 2006, S. 1833–1838.  
DOI 10.2355/isijinternational.46.1833 – ISSN 0915-1559.
- [Light et al. 2005] LIGHT, T. S. ; LICHT, S. ; BEVILACQUA, A. C. ; MORASH, K. R.: The fundamental conductivity and resistivity of water. In: *Electrochemical and Solid-State Letters* 8 (1), 2005, S. E16–E19.  
DOI 10.1149/1.1836121 – ISSN 1099-0062.
- [Likhachev 2003] LIKHACHEV, E.: Dependence of water viscosity on temperature and pressure. In: *Technical Physics* 48 (4), 2003, S. 514–515.  
DOI 10.1134/1.1568496 – ISSN 1063-7842.
- [Ma et al. 2006] MA, X. ; PEYTON, A. J. ; HIGSON, S. R. ; LYONS, A. ; DICKINSON, S. J.: Hardware and software design for an electromagnetic induction tomography (EMT) system for high contrast metal process applications. In: *Measurement Science and Technology* 17 (1), 2006, S. 111–118.  
DOI 10.1088/0957-0233/17/1/018 – ISSN 0957-0233.
- [Maiwald et al. 2009] MAIWALD, A. ; TIMMEL, K. ; SCHWARZE, R. ; GERBETH, G.: Comparison of numerical and experimental flow data from a liquid-metal model of a continuous casting mould. In: *6th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials*, Dresden 2009, S. 239–242.  
ISBN 978-3-936104-65-3.
- [Matsushita et al. 1988] MATSUSHITA, A. ; ISOGAMI, K. ; TEMMA, M. ; NINOMIYA, T. ; TSUTSUMI, K.: Direct observation of molten steel meniscus in cc mold during casting. In: *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan* 28 (7), 1988, S. 531–534.  
DOI 10.2355/isijinternational1966.28.531 – ISSN 0021-1583.

- [McDavid und Thomas 1996] MCDAVID, R. M. ; THOMAS, B. G.: Flow and thermal behavior of the top surface flux/powder layers in continuous casting molds. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 27 (4), 1996, S. 672–685.  
DOI 10.1007/BF02915666 – ISSN 1073-5615.
- [Miao et al. 2012] MIAO, X. ; TIMMEL, K. ; LUCAS, D. ; REN, Z. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G.: Effect of an electromagnetic brake on the turbulent melt flow in a continuous-casting mold. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 43 (4), 2012, S. 954–972.  
DOI 10.1007/s11663-012-9672-0 – ISSN 1073-5615.
- [Mizoguchi et al. 1981] MIZOGUCHI, S. ; OHASHI, T. ; SAEKI, T.: Continuous casting of steel. In: *Annual Review of Materials Science* 11 (1), 1981, S. 151–169.  
DOI 10.1146/annurev.ms.11.080181.001055 – ISSN 0084-6600.
- [Müller und Bühler 2001] MÜLLER, U. ; BÜHLER, L.: *Magnetofluidynamics in Channels and Containers*. Springer, 2001.  
ISBN 3-540-41253-0.
- [Moon et al. 1996] MOON, K. ; SHIN, H. ; KIM, B. ; CHUNG, J. ; HWANG, Y. ; YOON, J.: Flow control of molten steel by electromagnetic brake in the continuous casting mold. In: *ISIJ International* 36 (Supplement), 1996, S. S201–S203.  
DOI 10.2355/isijinternational.36.Suppl\_S201 – ISSN 0915-1559.
- [Morley et al. 2008] MORLEY, N. B. ; BURRIS, J. ; CADWALLADER, L. C. ; NORNBERG, M. D.: GaInSn usage in the research laboratory. In: *Review of Scientific Instruments* 79 (5), 2008, S. 056107.  
DOI 10.1063/1.2930813 – ISSN 0034-6748.
- [Nagai et al. 1984] NAGAI, J. ; KOJIMA, S. ; SUZUKI, K.-I. ; KOLLBERG, S.: Steel flow in a high-speed continuous slab caster using an electromagnetic brake. In: *Iron and Steel Engineer* 61, 1984, S. 41–47.  
ISSN 0021-1559.
- [Najjar et al. 1995] NAJJAR, F. M. ; THOMAS, B. G. ; HERSHEY, D. E.: Numerical study of steady turbulent flow through bifurcated nozzles in continuous casting. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 26 (4), 1995, S. 749–765.  
DOI 10.1007/BF02651721 – ISSN 1073-5615.
- [Okazawa et al. 2001] OKAZAWA, K. ; ; TOH, T. ; FUKUDA, J. ; KAWASE, T. ; MASAHIRO, T.: Fluid flow in a continuous casting mold driven by linear induction motors. In: *ISIJ International* 41 (8), 2001, S. 851–858.  
DOI 10.2355/isijinternational.41.851 – ISSN 0915-1559.

- [Priede et al. 2011] PRIEDE, J. ; BUCHENAU, D. ; GERBETH, G.: Contactless electromagnetic phase-shift flowmeter for liquid metals. In: *Measurement Science and Technology* 22 (5), 2011, S. 055402.  
DOI 10.1088/0957-0233/22/5/055402 – ISSN 0957-0233.
- [Ramires et al. 1995] RAMIRES, M. L. V. ; CASTRO, C. A. N. de ; NAGASAKA, Y. ; NAGASHIMA, A. ; ASSAEL, M. J. ; WAKEHAM, W. A.: Standard reference data for the thermal conductivity of water. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 24 (3), 1995, S. 1377–1381.  
DOI 10.1063/1.555963 – ISSN 0047-2689.
- [Ramos-Banderas et al. 2004] RAMOS-BANDERAS, A. ; SÁNCHEZ-PÉREZ, R. ; DEMEDICES-GARCÍA, L. ; PALAFOX-RAMOS, J. ; DÍAZ-CRUZ, M. ; MORALES, R.: Mathematical simulation and physical modeling of unsteady fluid flows in a water model of a slab mold. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 35 (3), 2004, S. 449–460.  
DOI 10.1007/s11663-004-0046-0 – ISSN 1073-5615.
- [Räbiger et al. 2010] RÄBIGER, D. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G.: Measurements of an unsteady liquid metal flow during spin-up driven by a rotating magnetic field. In: *Experiments in Fluids* 48 (2), 2010, S. 233–244.  
DOI 10.1007/s00348-009-0735-1 – ISSN 0723-4864.
- [Rietow und Thomas 2008] RIETOW, B. ; THOMAS, B. G.: Using nail board experiments to quantify surface velocity in the CC mould. In: *AISTech 2008 Steelmaking Conference Proceedings*, Pittsburgh (USA) 2008.
- [Sanchez-Perez et al. 2003] SANCHEZ-PEREZ, R. ; MORALES, R. D. ; DÍAZ-CRUZ, M. ; OLIVARES-XOMETL, O. ; PALAFOX-RAMOS, J.: A physical model for the two-phase flow in a continuous casting mold. In: *ISIJ International* 43 (5), 2003, S. 637–646.  
DOI 10.2355/isijinternational.43.637 – ISSN 0915-1559.
- [Savolainen et al. 2010] SAVOLAINEN, J. ; ROUSU, A. ; FABRITIUS, T. ; MATTILA, O. ; SULASALMI, P.: Modelling of pressure distribution inside the SEN in a stopper-rod controlled system. In: *Steel Research International* 81 (11), 2010, S. 980–986.  
DOI 10.1002/srin.201000012 – ISSN 1869-344X.
- [Schrewe 1987] SCHREWE, H.: *Stranggießen von Stahl - Einführung und Grundlagen*. Verlag Stahleisen mbH, 1987.  
ISBN 3-514-00347-5.
- [Signal Processing S.A. ] Signal Processing S.A.: *DOP2000 User's manual*. 4.03.

- [Singh et al. 2013] SINGH, R. ; THOMAS, B. G. ; VANKA, S. P.: Effects of a magnetic field on turbulent flow in the mold region of a steel caster. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 44 (5), 2013, S. 1201–1221.  
DOI 10.1007/s11663-013-9877-x – ISSN 1073-5615.
- [Sivaramakrishnan et al. 2000] SIVARAMAKRISHNAN, S. ; BAI, H. ; THOMAS, B. G. ; VANKA, S. P. ; DAUBY, P. H. ; ASSAR, M. B.: Transient flow structures in continuous casting of steel. In: *83rd steelmaking conference proceedings*, Pittsburgh (USA) 2000, S. 541–557.
- [Stefani und Gerbeth 2000] STEFANI, F. ; GERBETH, G.: A contactless method for velocity reconstruction in electrically conducting fluids. In: *Measurement Science and Technology* 11 (6), 2000, S. 758–765.  
DOI 10.1088/0957-0233/11/6/319 – ISSN 0957-0233.
- [Stefani et al. 2004] STEFANI, F. ; GUNDRUM, T. ; GERBETH, G.: Contactless inductive flow tomography. In: *Physical Review E* 70 (5), 2004, S. 056306.  
DOI 10.1103/PhysRevE.70.056306 – ISSN 1539-3755.
- [Stefani et al. 2007] STEFANI, F. ; GUNDRUM, T. ; GERBETH, G. ; RÜDIGER, G. ; SZKLARSKI, J. ; HOLLERBACH, R.: Experiments on the magnetorotational instability in helical magnetic fields. In: *New Journal of Physics* 9 (8), 2007, S. 295.  
DOI 10.1088/1367-2630/9/8/295 – ISSN 1367-2630.
- [Takatani 2003] TAKATANI, K.: Effects of electromagnetic brake and meniscus electromagnetic stirrer on transient molten steel flow at meniscus in a continuous casting mold. In: *ISIJ International* 43 (6), 2003, S. 915–922.  
DOI 10.2355/isijinternational.43.915 – ISSN 0915-1559.
- [Takatani et al. 1989] TAKATANI, K. ; NAKAI, K. ; KASAI, N. ; WATANABE, T. ; NAKAJIMA, H.: Analysis of heat transfer and fluid flow in the continuous casting mold with electromagnetic brake. In: *ISIJ International* 29 (12), 1989, S. 1063–1068.  
DOI 10.2355/isijinternational.29.1063 – ISSN 0915-1559.
- [Takeda 1986] TAKEDA, Y.: Velocity profile measurement by ultrasound Doppler shift method. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 7 (4), 1986, S. 313–318.  
DOI 10.1016/0142-727X(86)90011-1 – ISSN 0142-727X.
- [Takeda 1991] TAKEDA, Y.: Development of an ultrasound velocity profile monitor. In: *Nuclear Engineering and Design* 126 (2), 1991, S. 277–284.  
DOI 10.1016/0029-5493(91)90117-Z – ISSN 0029-5493.

- [Takeda 1995] TAKEDA, Y.: Velocity profile measurement by ultrasonic doppler method. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 10 (4), 1995, S. 444–453.  
DOI 10.1016/0894-1777(94)00124-Q – ISSN 0894-1777.
- [Takeuchi und Brimacombe 1984] TAKEUCHI, E. ; BRIMACOMBE, J.: The formation of oscillation marks in the continuous casting of steel slabs. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 15 (3), 1984, S. 493–509.  
DOI 10.1007/BF02657380 – ISSN 0360-2141.
- [Tanaka et al. 2001] TANAKA, M. ; GIRARD, G. ; DAVIS, R. ; PEUTO, A. ; BIGNELL, N.: Recommended table for the density of water between 0 °C and 40 °C based on recent experimental reports. In: *Metrologia* 38 (4), 2001, S. 301–309.  
DOI 10.1088/0026-1394/38/4/3 – ISSN 0026-1394.
- [Terzija et al. 2011a] TERZIJA, N. ; YIN, W. ; GERBETH, G. ; STEFANI, F. ; TIMMEL, K. ; WONDRAK, T. ; PEYTON, A. J.: Use of electromagnetic induction tomography for monitoring liquid metal/gas flow regimes on a model of an industrial steel caster. In: *Measurement Science and Technology* 22 (1), 2011, S. 015501.  
DOI 10.1088/0957-0233/22/1/015501 – ISSN 0957-0233.
- [Terzija et al. 2011b] TERZIJA, N. ; YIN, W. ; GERBETH, G. ; STEFANI, F. ; TIMMEL, K. ; WONDRAK, T. ; PEYTON, A. J.: Electromagnetic inspection of a two-phase flow of GaInSn and argon. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 22 (1), 2011, S. 10–16.  
DOI 10.1016/j.flowmeasinst.2010.10.003 – ISSN 0955-5986.
- [Thess et al. 2007] THESS, A. ; VOTYAKOV, E. ; KNAEPEN, B. ; ZIKANOV, O.: Theory of the Lorentz force flowmeter. In: *New Journal of Physics* 9 (8), 2007, S. 299.  
DOI 10.1088/1367-2630/9/8/299 – ISSN 1367-2630.
- [Thomas 2003] THOMAS, B. G.: *Fluid flow in the mold*. Kap. 14, S. 14.1–14.41. In: CRAMB, A. (Hrsg.): *Shaping and treating of steel*. AISE Steel Foundation. Oct. 2003.
- [Thomas 2002] THOMAS, B. G.: Modeling of the continuous casting of steel – past, present, and future. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 33 (6), 2002, S. 795–812.  
DOI 10.1007/s11663-002-0063-9 – ISSN 1073-5615.
- [Thomas et al. 2001] THOMAS, B. G. ; SHI, T. ; SIVARAMAKRISHNAN, S. ; VANKA, S. P. ; YUAN, Q. ; ASSAR, M. B.: Comparison of four methods to evaluate fluid velocities in a continuous slab casting mold. In: *ISIJ International* 41 (10), 2001, S. 1262–1271.  
DOI 10.2355/isijinternational.41.1262 – ISSN 0915-1559.

- [Thomas und Zhang 2001] THOMAS, B. G. ; ZHANG, L.: Mathematical modeling of fluid flow in continuous casting. In: *ISIJ International* 41 (10), 2001, S. 1181–1193. DOI 10.2355/isijinternational.41.1181 – ISSN 0915-1559.
- [Timmel et al. 2010a] TIMMEL, K. ; MIAO, X. ; ECKERT, S. ; LUCAS, D. ; GERBETH, G.: Experimental and numerical modelling of the steel flow in a continuous casting mould under the influence of a transverse DC magnetic field. In: *Magnetohydrodynamics* 46 (4), 2010, S. 437–448. ISSN 0024-998X.
- [Timmel et al. 2013] TIMMEL, K. ; MIAO, X. ; WONDRAK, T. ; STEFANI, F. ; LUCAS, D. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G.: Experimental and numerical modelling of the fluid flow in the continuous casting of steel. In: *The European Physical Journal – Special Topics* 220 (1), 2013, S. 151–166. DOI 10.1140/epjst/e2013-01804-5 – ISSN 1951-6355.
- [Timmel et al. 2012] TIMMEL, K. ; WONDRAK, T. ; RÖDER, M. ; STEFANI, F. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G.: Experimental modelling of the impact of a dc magnetic field on the melt flow in a continuous casting mold. In: *Journal of Iron and Steel Research, International* 19 (Supplement 1), 2012, S. 862–865. ISSN 1006-706X.
- [Timmel et al. 2011] TIMMEL, K. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G.: Experimental investigation of the flow in a continuous-casting mold under the influence of a transverse, direct current magnetic field. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 42 (1), 2011, S. 68–80. DOI 10.1007/s11663-010-9458-1 – ISSN 1073-5615.
- [Timmel et al. 2010b] TIMMEL, K. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G. ; STEFANI, F. ; WONDRAK, T.: Experimental modeling of the continuous casting process of steel using low melting point metal alloys – the LIMMCAST program. In: *ISIJ International* 50 (8), 2010, S. 1134–1141. DOI 10.2355/isijinternational.50.1134 – ISSN 0915-1559.
- [Vargaftik et al. 1983] VARGAFTIK, N. B. ; VOLKOV, B. N. ; VOLJAK, L. D.: International tables of the surface tension of water. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 12 (3), 1983, S. 817–820. DOI 10.1063/1.555688 – ISSN 0047-2689.
- [Vives 1989] VIVES, C.: Electromagnetic refining of aluminum alloys by the CREM process: Part I. Working principle and metallurgical results. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 20 (5), 1989, S. 623–629. DOI 10.1007/BF02655919 – ISSN 1073-5615.

- [Wang und Zhang 2011] WANG, Y. ; ZHANG, L.: Fluid flow-related transport phenomena in steel slab continuous casting strands under electromagnetic brake. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 42 (6), 2011, S. 1319–1351. DOI 10.1007/s11663-011-9554-x – ISSN 1073-5615.
- [Wondrak et al. 2012] WONDRAK, T. ; ECKERT, S. ; GALINDO, V. ; GERBETH, G. ; STEFANI, F. ; TIMMEL, K. ; PEYTON, A. J. ; YIN, W. ; RIAZ, S.: Liquid metal experiments with swirling flow submerged entry nozzle. In: *Ironmaking & Steelmaking* 39 (1), 2012, S. 1–9. DOI 10.1179/1743281211Y.0000000045 – ISSN 0301-9233.
- [Wondrak et al. 2010] WONDRAK, T. ; GALINDO, G. ; GUNDRUM, T. ; STEFANI, F. ; TIMMEL, K.: Contactless inductive flow tomography for a model of continuous steel casting. In: *Measurement Science and Technology* 21 (4), 2010, S. 045402. DOI 10.1088/0957-0233/21/4/045402 – ISSN 0957-0233.
- [Wondrak 2014] WONDRAK, T.: *Beiträge zur Methodik und Anwendung der kontaktlosen induktiven Strömungstomographie*. Reihe Maxwell (1). TUDpress, 2014. ISBN 978-3-944331-47-8.
- [Wondrak et al. 2011] WONDRAK, T. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G. ; KLOTSCHKE, K. ; STEFANI, F. ; TIMMEL, K. ; PEYTON, A. J. ; TERZIJA, N. ; YIN, W.: Combined electromagnetic tomography for determining two-phase flow characteristics in the submerged entry nozzle and in the mold of a continuous casting model. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 42 (6), 2011, S. 1201–1210. DOI 10.1007/s11663-011-9553-y – ISSN 1073-5615.
- [worldsteel 1978] WORLDSTEEL: *A Handbook of world steel statistics*. International Iron and Steel Institute, 1978.
- [worldsteel 1982] WORLDSTEEL: *Steel Statistical Yearbook*. International Iron and Steel Institute, 1982.
- [worldsteel 1991] WORLDSTEEL: *Steel Statistical Yearbook 1991*. International Iron and Steel Institute, 1991.
- [worldsteel 2001] WORLDSTEEL: *Steel Statistical Yearbook 2001*. International Iron and Steel Institute, 2001.
- [worldsteel 2011] WORLDSTEEL: *Steel Statistical Yearbook 2011*. World Steel Association, 2011.
- [Wouters et al. 2000] WOUTERS, H. A. ; DUURSMA, R. P. J. ; KAMPERMAN, A. A. ; DAMEN, W. F.: Modification of a turbulent two-phase flow by a magnetic field as applied to the continuous casting of steel. In: *The 3rd International Symposium on Electromagnetic Processing of Materials*, Nagoya (Japan) 2000.

- [Yamamura et al. 2001] YAMAMURA, H. ; TOH, T. ; HARADA, H. ; TAKEUCHI, E. ; ISHII, T.: Optimum magnetic flux density in quality control of casts with level DC magnetic field in continuous casting mold. In: *ISIJ International* 41 (10), 2001, S. 1229–1235.  
DOI 10.2355/isijinternational.41.1229 – ISSN 0915-1559.
- [Yasuda et al. 2007] YASUDA, H. ; TOH, T. ; IWAI, K. ; MORITA, K.: Recent progress of EPM in steelmaking, casting, and solidification processing. In: *ISIJ International* 47 (4), 2007, S. 619–626.  
DOI 10.2355/isijinternational.47.619 – ISSN 0915-1559.
- [Yoon 2008] YOON, J.-K.: Applications of numerical simulation to continuous casting technology. In: *ISIJ International* 48 (7), 2008, S. 879–884.  
DOI 10.2355/isijinternational.48.879 – ISSN 0915-1559.
- [Yu et al. 2009] YU, Z. ; LEI, Z. ; ZHANG, Z. ; ZHANG, H. ; REN, Z. ; DENG, K.: Experimental investigation on influence of static electromagnetic field on the fluid flow in slab continuous casting mold. In: *6th International Conference on Electromagnetic Processing of Materials*, Dresden 2009, S. 227–230.
- [Yuan et al. 2004] YUAN, Q. ; VANKA, S. P. ; THOMAS, B. G. ; SIVARAMAKRISHNAN, S.: Computational and experimental study of turbulent flow in a 0.4-scale water model of a continuous steel caster. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 35 (5), 2004, S. 967–982.  
DOI 10.1007/s11663-004-0091-8 – ISSN 1073-5615.
- [Yule 1978] YULE, A. J.: Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 89, 1978, S. 413–432.  
DOI 10.1017/S0022112078002670 – ISSN 0022-1120.
- [Zhang et al. 2007] ZHANG, C. ; ECKERT, S. ; GERBETH, G.: Modification of bubble-driven liquid metal flows under the influence of a DC magnetic field. In: *ISIJ International* 47 (6), 2007, S. 795–801.  
DOI 10.2355/isijinternational.47.795 – ISSN 0915-1559.