

Berührungslose induktive Strömungstomographie für Modelle des kontinuierlichen Stranggießens von Stahl

Dipl.-Ing. (FH) Matthias Ratajczak

Geboren am: 18. Dezember 1988 in Altenburg

Genehmigte Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

Erstgutachter

Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. habil. Uwe Hampel

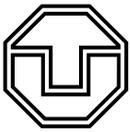
Zweitgutachter

Prof. Dr.-Ing. Egbert Baake

Prof. Dr. rer. nat. et Ing. habil. Kerstin Eckert

Eingereicht am: 22. August 2019

Verteidigt am: 8. Juli 2020

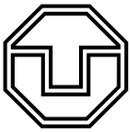


Zusammenfassung

Das Stranggießen von Stahl ist mit 96 % Marktanteil das weltweit wichtigste Verfahren zur Stahlherstellung. Im Gießprozess beeinflusst das Strömungsprofil in der Kokille entscheidend die Qualität des erstarrten Stahls. Um eine möglichst optimale Kokillenströmung einzustellen, werden Aktuatoren eingesetzt, die die sich bewegende Schmelze kontaktlos mithilfe der Lorentzkraft beeinflussen. Diese Aktuatoren würden auch eine Strömungsregelung ermöglichen, wenn eine geeignete Messtechnik für heiße Schmelzen vorhanden wäre. Allerdings lösen bislang verfügbare Messverfahren vor allem die Strömung im Randgebiet der Kokille auf und sind häufig in ihrer zeitlichen Auflösung limitiert. Eine neue infrage kommende Messtechnik ist die berührungslose induktive Strömungstomographie (contactless inductive flow tomography, CIFT), die aus der gemessenen strömungsinduzierten Verzerrung eines angelegten Magnetfeldes die dreidimensionale Strömung rekonstruieren kann.

In dieser Arbeit wird anhand eines 1:8-Labormodells einer Stranggusskokille und numerischen Simulationen untersucht, ob CIFT bei Anlagen mit elektromagnetischen Bremsen eingesetzt werden kann. Besondere Herausforderungen entstehen aufgrund der Verzerrung des CIFT-Anregungsmagnetfeldes durch die ferromagnetische Bremse, der großen Dynamik von 6 Größenordnungen zwischen dem Magnetfeld der Bremse und dem strömungsinduzierten Magnetfeld sowie intrinsischen Strömungsszillationen mit einer charakteristischen Frequenz im Bereich der üblicherweise verwendeten CIFT-Anregungsfrequenzen. Es wird dargelegt, dass sich CIFT in derartigen Aufbauten einsetzen lässt, wenn (a) eine geeignete Anregungsmagnetfeldstruktur erzeugt werden kann, (b) gradiometrische Induktionsspulen als Magnetfeldsensoren eingesetzt werden und (c) die Anregungsfrequenz in einem optimalen, schmalen Bereich gewählt wird. Diese Messungen werden erst durch in dieser Arbeit dargelegte theoretische und experimentell validierte Analysen der Induktionsspulen möglich, wofür Schwerpunkte auf deren Modellierung, Design und Messunsicherheit gelegt wurden. Außerdem werden für dieses Stranggussmodell erstmals experimentelle Ergebnisse mit horizontal anstatt vertikal orientierten Anregungsmagnetfeldern präsentiert.

Um die Skalierbarkeit von CIFT in Richtung industrieller Anlagen zu demonstrieren, werden zum einen CIFT-Strömungsrekonstruktionen in einem heißen 1:2-Labormodell einer Kokille vorgestellt. Eine weitere Herausforderung für CIFT ist die in industriellen Kokillen typischerweise aufgebrauchte ferromagnetische Nickelschicht, die eine verzerrende und abschirmende Wirkung auf umgebende Magnetfelder hat. Diese Beschichtung stellt aufgrund ihrer zeitlich und räumlich schwankenden Permeabilität eines der größten Hindernisse für die Anwendung von CIFT im industriellen Stahlguss dar. Die Auswirkung dieser Beschichtung auf CIFT wird mit numerischen Simulationen quantifiziert. Dabei werden neue, im Rahmen dieser Arbeit patentierte Anregungsgeometrien untersucht und erste Strömungsrekonstruktionen gezeigt.



Abstract

Continuous casting of steel is the most relevant steel casting method worldwide, with a 96 % market share. During the casting process, the flow profile in the mold has a decisive impact on the quality of the solidified steel. In order to obtain an optimal flow, electromagnetic actuators are employed to influence the melt by Lorentz forces in a contactless manner. Yet, tailored flow control is difficult, since conventional flow measurement techniques provide information with limited temporal or spatial resolution when applied to hot melts. One novel measurement technique that comes into question is contactless inductive flow tomography (CIFT), which relies on measuring the flow-induced perturbations to an applied magnetic field, and subsequent reconstructions of the three-dimensional flow.

Using a 1:8 lab model of a casting mold and numerical simulations, this thesis examines if CIFT can be applied to continuous casters with electromagnetic brakes. Specific challenges arise from the distortion of the CIFT excitation field by the ferromagnetic brake, the dynamic range of 6 orders of magnitude between the magnetic field of the brake and the flow-induced magnetic field, as well as intrinsic flow oscillations with a characteristic frequency close to the CIFT excitation frequency. It is demonstrated that CIFT can be applied to these kind of setups, if (a) a proper structure of the excitation field can be achieved, (b) gradiometric induction coil sensors are employed and (c) the excitation frequency is chosen within an optimum narrow range. These measurements were enabled by novel theoretical analyses of the induction coils with corresponding experimental validation. Furthermore, for the first time, experimental results using a horizontally applied magnetic field are presented, in contrast to older experiments relying on a vertical magnetic excitation field.

Additionally, this thesis presents CIFT flow reconstructions for a hot 1:2 model of a continuous casting mold, in order to demonstrate the scalability of CIFT towards industrial facilities. Moreover, the effects of ferromagnetic nickel coatings on CIFT, which are typically found in industrial casting molds, are quantified using numerical simulations. These coatings pose one of the most challenging obstacles for the industrial application of CIFT, since their temperature-dependent permeability shows temporal and spatial variations. For this scenario, new excitation geometries—developed and patented within the scope of this thesis—are investigated and first flow reconstructions are presented.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xi
Tabellenverzeichnis	xv
1 Einleitung	1
2 Berührungslose induktive Strömungstomographie	5
2.1 Einführung	5
2.2 Theorie im quasistationären Fall	7
2.3 Leitfähige Wände	13
2.4 Gradiometrische Sensoren	14
2.5 Anregung mit Wechselfeldern	15
2.5.1 Niedrige Anregungsfrequenzen	15
2.5.2 Hohe Anregungsfrequenzen	16
2.6 Einordnung und Strukturierung der Arbeit	18
3 Kontinuierliches Stranggießen von Stahl	21
3.1 Prozessbeschreibung	21
3.2 Dimensionslose Kennzahlen	23
3.3 Kokillenströmung im Brammenguss	24
3.4 Messtechniken für die Kokillenströmung	27
4 Signalerfassung und -verarbeitung für CIFT	33
4.1 Messkette	33
4.2 Induktionsspulen	34
4.2.1 Allgemeine Beschreibung	35
4.2.2 Ersatzschaltbild	36
4.2.3 Übertragungsfunktion	37
4.2.4 CIFT-Sensorspulen	38
4.2.5 Kalibrierung	39
4.2.6 Induktionsspulene Entwurf für LIMMCAST	41
4.3 Stromwandler	45
4.4 Analog-Digital-Wandler	46
4.5 Signalaufnahme und Vorverarbeitung	47
4.6 Demodulation	47
4.6.1 Quadraturdemodulation	48
4.6.2 Lomb-Scargle	49

4.7	Postprocessing	51
4.8	Rauschmessung und Messunsicherheitsbetrachtung der Induktionsspulen	51
5	CIFT mit vertikaler Anregung am Modell einer Brammenkokille unter Einfluss einer Magnetfeldbremse	55
5.1	Erster experimenteller Aufbau	56
5.2	UDV-Messungen	59
5.3	Simulationen mit einer Spule	61
5.3.1	Modellvalidierung	66
5.3.2	Anregungsmagnetfeld	67
5.3.3	Induziertes Magnetfeld	68
5.4	Testmessungen mit niedriger Anregungsfrequenz	70
5.5	Betrachtung der frequenzabhängigen Störungen aus der Strömung	72
5.5.1	Experimentell ermittelte marginale Spektren	72
5.5.2	Störpegel nach Demodulation	74
5.6	Rekonstruktionen aus einer simulierten Strömung, zweiter Aufbau	78
5.7	Messungen mit hoher Anregungsfrequenz	81
5.8	Strömungsrekonstruktionen	83
5.8.1	Isolierende Wände	83
5.8.2	Leitfähige Wände	93
5.9	Zusammenfassung	95
6	CIFT mit horizontaler Schmalseitenanregung am Modell einer Brammenkokille unter Einfluss einer Magnetfeldbremse	97
6.1	Simulationen	97
6.2	Experimente an Mini-LIMMCAST	99
6.2.1	Isolierende Wände	99
6.2.2	Leitfähige Wände	104
6.3	Zusammenfassung	104
7	CIFT am 1:2-Modell einer Brammenkokille mit heißer Schmelze	109
7.1	LIMMCAST-Anlage und Messaufbau	110
7.2	Messungen mit Einphasenströmung	111
7.3	Messungen mit Zweiphasenströmung	114
7.4	Zusammenfassung	119
8	CIFT im industriellen Strangguss	121
8.1	Zu erwartende Herausforderungen	121
8.2	Simulationsmodell mit temperaturabhängiger Permeabilität des Nickels	123
8.2.1	Mechanische und elektrische Parameter	123
8.2.2	Anregungsspulengeometrien	124
8.3	Simulation des Anregungsmagnetfeldes	125
8.4	Strömungsrekonstruktionen	126
9	Zusammenfassung und Ausblick	133
9.1	Experimentelle Erkenntnisse	133
9.2	Methodische Verbesserungen	136
9.3	Ausblick	137
	Anhang	139
A	Anmerkungen zur Herleitung des CIFT-Integralgleichungssystems	141
A.1	Integralidentität	141

A.2 Lösung der Poissongleichung	142
B Sensorpulenspannung im nichthomogenen Magnetfeld in Opera3D	145
C Theorie der empirischen Modenzerlegung und Hilbert-Huang-Transformation	147
Literatur	151
Abkürzungsverzeichnis	159
Symbolverzeichnis	160

Abbildungsverzeichnis

2.1	Beispiel der L-Kurve mit Tikhonov-Regularisierung	12
2.2	Zweidimensionaler Ausschnitt eines stückweise homogenen Leiters	13
2.3	Prinzip des gradiometrischen Sensors	14
2.4	Iteratives Induktionsschema	17
3.1	Übersicht über mögliche Querschnittsprofile beim Strangguss	21
3.2	Prinzip des Stranggussverfahrens für Stahl	22
3.3	Typische Probleme in der Kokille beim Gießen von Stahl	23
3.4	Strömungsstrukturen in der Kokille am Beispiel des Brammengießens	24
3.5	Arten elektromagnetischer Bremsen	25
3.6	Ruler-EMBr um eine Brammenkokille	25
3.7	Prinzip des MFC-Sensors	28
3.8	Prinzip der Local-Lorentz-Force-Velocimetry	28
3.9	Prinzip der Karman-Wirbel-Sonde	28
4.1	Signalflussplan der Experimente	34
4.2	Vergleich des Messbereiches gängiger Magnetfeldsensortypen	35
4.3	Übersicht über gängige Typen von Induktionsspulen	36
4.4	Ersatzschaltbild der Einfachspule	37
4.5	Kopplungsersatzschaltbild der gradiometrischen Spule	37
4.6	Skizze der Induktionsspulen im Schnitt	39
4.7	Foto der Induktionsspulen	39
4.8	Blockschaltbild des Kalibrierbaus	40
4.9	Amplituden- und Phasengang der Einfachspule	40
4.10	Amplituden- und Phasengang der gradiometrischen Spule 2x160k	41
4.11	Konstruktion von Induktionsspulen nach der Methode der Quadrate	42
4.12	Vergleich der Spule aus dem 5-Quadrat-Design mit der 340k-Spule	43
4.13	Induktionsspule für LIMMCAST	44
4.14	Amplituden- und Phasengang der Einfachspule 30k	44
4.15	Stromwandler LEM IT 60-S	45
4.16	Prinzipdarstellung des Stromwandlers IT 60-S	46
4.17	Analog-Digital-Wandler LTT24	46
4.18	Amplitudenverlauf der Butterworth-Filter	47
4.19	Analytisches äquivalentes Magnetfeldrauschen aller Induktionsspulen	52
4.20	Gemessenes äquivalentes Magnetfeldrauschen aller Induktionsspulen	53
5.1	Mini-LIMMCAST	56

5.2	Darstellung der Magnetfeldbremse	58
5.3	Magnetisierungskurve und relative Permeabilität der Magnetfeldbremse	58
5.4	Aufbau und Simulationsmodell für CIFT mit einer Anregungsspule	60
5.5	Horizontales Geschwindigkeitsprofil des Jets für isolierende Wände	62
5.6	Horizontales Geschwindigkeitsprofil des Jets für leitfähige Wände	63
5.7	Zeitgemittelte Vertikalkomponente der Strömung	64
5.8	Zeitaufgelöste vertikale UDV-Messung an den Kokillenschmalseiten	65
5.9	Vergleich des simulierten und gemessenen EMBr-Magnetfeldes	66
5.10	Vergleich des simulierten und des gemessenen Erregerfeldes	67
5.11	Anregungsmagnetfeld im Kokillenvolumen für eine Spule	68
5.12	Nachbildung des für CIFT typischen Stromsystems	69
5.13	Simuliertes induziertes Magnetfeld mit und ohne EMBr	69
5.14	Vergleich des induzierten Magnetfeldes bei niedriger Anregungsfrequenz	71
5.15	Mit EMD und HHT berechnetes marginales Spektrum der Kokillenströmung	73
5.16	Signal während der Durchführung der einzelnen Verarbeitungsschritte	74
5.17	Vergleich der zeitabhängigen Demodulation mit den berechneten Störpegeln	76
5.18	Erwartetes Sensorsignal aus dem marginalen Spektrum	77
5.19	Demodulationszeitkonstante zur Einhaltung des Toleranzbandes	77
5.20	Strömung im oberen Teil der Modellkokille	78
5.21	Induziertes Magnetfeld, rekonstruierte Strömung, eine Erregerspule ohne EMBr	79
5.22	Induziertes Magnetfeld, rekonstruierte Strömung, eine Erregerspule mit EMBr	80
5.23	Simulationsmodell mit zwei schmalen Erregerspulen	80
5.24	Induziertes Magnetfeld, rekonstruierte Strömung: zwei Erregerspulen mit EMBr	81
5.25	optimierter Aufbau für CIFT mit zwei Anregungsspulen	82
5.26	Frequenzabhängige Mittelwerte der Strömung	84
5.27	Frequenzabhängige Abweichungen der Mittelwerte	85
5.28	Beispielhafter Zeitverlauf der Kalibriermessungen	86
5.29	Simulation zur Sensorneigung und berechnetes scheinbares Signal	87
5.30	Vergleich der korrigierten HF-Messungen mit dem NF-Referenzfall	88
5.31	Rekonstruktion und induziertes Magnetfeld mit B_z , isolierende Wände	89
5.32	Rekonstruktionen mit B_z , isolierend, hohe Bremsenposition, variable Flussdichte	91
5.33	Rekonstruktionen mit B_z , isolierend, tiefe Bremsenposition, variable Feldstärke	92
5.34	Rekonstruktion und induziertes Magnetfeld mit B_z , leitfähige Wände	94
5.35	Rekonstruktionen mit B_z , leitfähig, hohe Bremsenposition, variable Flussdichte	96
6.1	Simulation in Opera3D mit 2 horizontalen Erregerspulen	98
6.2	Rekonstruktionen aus simulierten Strömungen mit B_x	100
6.3	Erregerspule für Schmalseitenanregung an der Sensorhalterung	101
6.4	Rekonstruktion und ind. Magnetfeld mit B_z , isolierende Wände	102
6.5	Rekonstruktionen mit B_x , isolierend, hohe Bremsenposition, variable Flussdichte	103
6.6	Rekonstruktionen mit B_x , isolierend, tiefe Bremsenposition, var. Feldstärke	105
6.7	Rekonstruktion und ind. Magnetfeld mit B_x , isolierende Wände	106
6.8	Rekonstruktionen mit B_x , leitfähig, hohe Bremsenposition, var. Feldstärke	107
7.1	LIMMCAST-Anlage	110
7.2	Experiment mit 1,6 L/s Flüssigmetалldurchfluss	112
7.3	Experiment mit variablem Flüssigmetалldurchfluss	113
7.4	Strömung in der oberen Kokillenhälfte für verschiedene Durchflüsse	115
7.5	Erstes Experiment mit Zweiphasenströmung	116
7.6	Zweites Experiment mit Zweiphasenströmung	117
7.7	Schwankungen des Jets in der Doppelrollenströmung	117
7.8	Rekonstruierte Strömung und induziertes Magnetfeld zum Strömungsumschlag	118

8.1	Hubprofile der Kokillenoszillation	121
8.2	Simulationsmodell zum Einfluss der Nickelbeschichtung	123
8.3	B-H-Kurve und μ_r für Nickel für verschiedene Temperaturen	124
8.4	Geometrien der Anregungsspulen	126
8.5	Magnetfeld in der Kokille bei $\mu_r = 1$ für 0 Hz und 1 Hz	127
8.6	Frequenzabhängigkeit des gemittelten Erregermagnetfeldes	127
8.7	Verwendetes Strömungsprofil für die Vorwärtsrechnungen	128
8.8	Temperaturabhängiges Magnetfeld in der Kokille für eine Spule	129
8.9	Temperaturabhängiges Magnetfeld in der Kokille für zwei Spulen	130
8.10	Induziertes Magnetfeld und Rekonstruktion für eine Erregerspule	131
8.11	Induziertes Magnetfeld und Rekonstruktion für zwei Erregerspulen	132
A.1	Veranschaulichung des um die ε -Umgebung erweiterten Volumens	143
B.1	Unterteilung einer Zylinderspule in radiale und axiale Segmente	145
C.1	Algorithmus der empirischen Modenzerlegung (EMD)	148

Tabellenverzeichnis

3.1	Vergleich der Messtechniken für den Strangguss	30
4.1	Gegenüberstellung der Eigenschaften der CIFT-Sensorspulen	45
5.1	Wichtige physikalische Parameter des Modellexperiments	57
5.2	Dimensionslose Kennzahlen im Experiment mit EMBr	57
8.1	Wesentliche Parameter des Simulationsmodells	125
8.2	Temperaturabhängige Permeabilität von Nickel	125

1 Einleitung

Das kontinuierliche Stranggießen ist das weltweit wichtigste Verfahren zur Herstellung von Stahl, bei einem Marktanteil von rund 96 % im Jahr 2016 [106]. Dabei strömt flüssiger Stahl von einem Verteiler vertikal durch ein Tauchrohr und tritt als Strahl in eine Kokille ein, die aus wassergekühlten Kupferwänden besteht. Durch die Kühlung beginnt an den Innenseiten der Kokille der Stahl zu erstarren, sodass sich eine feste Schale mit flüssigem Kern herausbildet. Dieser Strang wird kontinuierlich aus der Kokille abgezogen und erstarrt anschließend vollständig.

Die Qualität des gegossenen Stahls als Endergebnis eines umfangreichen Prozesses ist dabei vom Strömungsprofil der Schmelze abhängig, wenn diese das Tauchrohr verlässt und als Strahl in die gefüllte Kokille eintritt. Ungeeignete Strömungsprofile, die sich z. B. durch starke Oszillationen oder zu große Eindringtiefen des Flüssigmetallstrahls in die Kokille auszeichnen, können während des Erstarrungsprozesses die Entstehung von Defekten, wie Einlagerung von Argonblasen oder nicht-metallischen Einschlüssen, begünstigen.

Da flüssiger Stahl aufgrund seiner hohen Temperaturen von etwa 1600 °C nur schwer durch direkten Kontakt beeinflusst werden kann, ist es sinnvoll, kontaktlose Aktuatoren einzusetzen. Es existieren bspw. elektromagnetische Bremsen, die mit starken statischen Magnetfeldern die Strömung beruhigen sollen, oder auch elektromagnetische Rührer, deren zeitlich-veränderliche Felder eine gewünschte Strömung antreiben können.

Zur gezielten Regelung dieser Aktuatoren sind unmittelbare Informationen über den aktuellen Strömungszustand innerhalb der Kokille notwendig. Aufgrund der hohen Temperatur von etwa 1600 °C und seiner Undurchsichtigkeit sind Stahlschmelzen jedoch für die meisten konventionellen Strömungsmesstechniken, wie PIV (particle image velocimetry), unzugänglich. Obwohl die nach empirischen Gesichtspunkten optimalen Strömungsprofile bekannt sind, ist ohne Kenntnis des aktuellen Zustands der Strömung eine exakte Prozessregelung schwierig und stark von den Erfahrungen des Bedieners, aber auch von sich ständig verändernden und teilweise unbekanntem Randbedingungen des Prozesses, wie dem Temperaturprofil der Schmelze, abhängig.

Somit zeigt sich erst nach dem Gießen in der Qualitätskontrolle des erkalteten Stahls, ob dieser den Qualitätsanforderungen genügt. Im Falle von zu vielen Defekten müssen die betroffenen Stahlstränge wieder eingeschmolzen und, unter hohem Zeit- und Energieaufwand, erneut gegossen werden. Dass diese technologischen Herausforderungen zu enormen finanziellen Zwängen bei den Stahlproduzenten führen, wird anhand der Nachrichtenberichte über den japanischen Stahlproduzenten Kobe Steel im Jahr 2017 deutlich [39, 58]. Kobe Steel gab zu, über mehrere Jahre etwa 500 Kunden über die Qualität ihres Stahls getäuscht zu haben, wobei insgesamt mehrere tausend Tonnen Stahl von nicht ausreichender Qualität verkauft worden waren.

Es wäre daher wünschenswert, über eine Messtechnik zu verfügen, die die globale Strömung in der Kokille in Echtzeit und berührungslos messen kann. Ein vielversprechender Kandidat für eine entsprechende Messtechnik ist die berührungslose induktive Strömungstomographie, die darauf basiert, dass durch ein von außen angelegtes Magnetfeld in einer sich bewegenden, elektrisch leitfähigen Schmelze, ein Strom induziert wird, der wiederum ein neues Magnetfeld erzeugt. Das strömungsinduzierte Magnetfeld kann dann außerhalb des Behälters berührungslos gemessen werden. In Folge wird die Strömung rekonstruiert, indem das inverse Problem der Berechnung der Strömung aus den Messdaten gelöst wird.

Die Idee und erste theoretische Grundlagen für dieses Verfahren gehen auf Stefani und Gerbeth im Jahr 1999 zurück [87]. Ab 2004 wurde die Strömungstomographie von den beiden Autoren theoretisch weiter analysiert und die Machbarkeit in Form eines Demonstrationsexperiments gezeigt [88], wobei das Verfahren den Namen CIFT (contactless inductive flow tomography) erhielt. Durch Wondrak wurde ab 2009 gezeigt, dass sich mit CIFT das strömungsinduzierte Feld am Modell einer Stranggusskokille unter unterschiedlichen Randbedingungen, wie dem Einsatz eines Magnetührers am Tauchrohr und Argoneinperlung im Tauchrohr, messen und die Strömung rekonstruieren lässt [100]. Des Weiteren wurden methodische Verbesserungen erzielt, die bspw. die Verwendung von AC-Anregung ermöglichen, wobei das induzierte Magnetfeld aus den Rohdaten mittels Quadraturdemodulation berechnet wird. Dies hat den Vorteil, dass DC-magnetische Störsignale, die in industriellen Umgebungen stets auftreten, herausgefiltert werden können, was die Robustheit der Messung erhöht. Bei Wondrak wurde hauptsächlich mit Fluxgate-Sensoren gemessen. Durch die AC-Anregung konnten aber auch erste Experimente mit Induktionsspulen durchgeführt werden. Die Messungen widmeten sich vor allem der Strömung in Brammenkokillen, die einen rechteckigen Querschnitt mit großem Aspektverhältnis besitzen.

Als Experimentieranlage wurde das am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) zur Verfügung stehende Mini-LIMMCAST [95] verwendet. Diese Anlage dient der Modellierung von Strömungen in Kokillen mithilfe von hydrodynamisch skalierten Modellkokillen mit der kalten eutektischen Metallschmelze Gallium-Indium-Zinn (GaInSn), sodass die Strömung bspw. mit UDV (Ultraschall-Doppler-Velocimetrie) leicht untersucht werden kann. Die vorliegende Dissertation knüpft an die Ergebnisse der vorangehenden Arbeiten an und soll die Einsetzbarkeit der Messtechnik am Beispiel des kontinuierlichen Stranggießens von Stahl erweitern, wobei sich die erreichten Verbesserungen auch auf andere Szenarien, wie z. B. die Czochralski-Kristallzüchtung, übertragen lassen.

Die neuen Ergebnisse dieser Arbeit betreffen u. a. die Signalerfassung und -verarbeitung. Während in vorangegangenen Arbeiten bereits erfolgreiche CIFT-Messungen mit Induktionsspulen beschrieben wurden [38, 100], wurde die Messkette des induzierten Magnetfeldes bis jetzt nicht vollständig analysiert. Die bisher zur Messung eingesetzten Induktionsspulen wurden am HZDR nach empirischen Gesichtspunkten entworfen. Wichtige Informationen, bspw. bezüglich der geringstmöglich messbaren Magnetfeldstärke, aber auch der Amplituden- und Phasengang der Sensoren, waren daher bislang nicht bekannt. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit geeignete Modelle des Übertragungsverhaltens der Sensoren hergeleitet, die mithilfe von Experimenten validiert wurden. Gleichzeitig wurde das äquivalente frequenzabhängige Magnetfeldrauschen der Messspulen theoretisch vorhergesagt, das mit vergleichenden Messungen sehr gut übereinstimmt. Dies ermöglicht erstmalig die Angabe einer maximalen Messabweichung der Magnetfeldmessung. In Folge wird dargelegt, wie eine für CIFT optimale Induktionsspule zu entwerfen ist, wofür das Verhältnis aus Sensitivität und Eigenrauschen maximiert wird. Diese Berechnungsmethode wird anschließend herangezogen, um neue Induktionsspulen für den Einsatz an der LIMMCAST-Anlage zu entwerfen und fertigen zu lassen, wobei durch Messungen bestätigt wird, dass die neuen Spulen im Vergleich zu den bisher verwendeten Sensoren ein deutlich geringeres Eingangsrauschen bei gesteigerter Sensitivität aufweisen.

Im nächsten Teil der Arbeit werden neue Resultate für CIFT-Messungen am Modell einer Brammenkokille bei Mini-LIMMCAST vorgestellt, wobei die Strömung von einer elektromagnetischen Bremse beeinflusst wird. Diese Bremse stellt eine besondere Herausforderung für die Messung dar, da das starke statische Magnetfeld in der Größenordnung von 300 mT das strömungsinduzierte Magnetfeld mit einer typischen Stärke von etwa 100 nT überlagert. Mithilfe von Induktionsspulen ist es dabei trotz der enormen Dynamik von mehr als 6 Größenordnungen möglich, das strömungsinduzierte Magnetfeld zuverlässig zu detektieren. Weitere Effekte, wie die Verzerrung anwesender Magnetfelder durch die hohe relative Permeabilität der Bremse, werden in dieser Arbeit durch Simulationen berücksichtigt. Die Auswirkungen dieser Effekte auf CIFT werden dabei quantifiziert.

Basierend auf ersten vielversprechenden Messungen mit Induktionsspulen und niedriger Frequenz bei Wondrak und Klotsche für diesen Aufbau [38] werden in dieser Arbeit zuerst neue Messungen mit niedriger Frequenz gezeigt. Wie sich herausstellen wird, treten in diesem Szenario unter dem Einfluss des Feldes der Bremse Turbulenzen mit charakteristischen Frequenzen im Bereich von wenigen Hertz auf, die in Wechselwirkung mit dem statischen Feld der Bremse magnetische Störsignale erzeugen und das Messfeld im entsprechenden Frequenzbereich überlagern. In Folge werden Messungen ohne CIFT-Anregungsmagnetfeld, aber mit eingeschalteter Bremse durchgeführt, aus denen mithilfe der Empirischen Modenzerlegung mit nachfolgender Hilbert-Huang-Transformation die spektrale Verteilung dieser Störsignale berechnet wird. Aus den gewonnenen Spektralinformationen lässt sich dann vorhersagen, welches Wertepaar aus Anregungsfrequenz und Demodulationszeitkonstante notwendig ist, um eine Trennung des durch CIFT induzierten Magnetfeldes von den Magnetfeldstörungen zu ermöglichen.

Aus diesen Resultaten ergibt sich erstmalig die Notwendigkeit von Messungen mit einer hohen Anregungsfrequenz, wodurch die quasistationäre Approximation verletzt wird. Diese neuartigen Messungen werden in dieser Arbeit zunächst theoretisch betrachtet, wobei aufgezeigt wird, inwieweit die Gültigkeit der bisher zur Anwendung gekommenen quasistationären Approximation bei hohen Frequenzen sichergestellt werden kann. In Folge werden die theoretischen Erkenntnisse erfolgreich in Messungen angewendet. Zusätzliche Magnetfeldstörungen, die sich aus dem unter gewissen Bedingungen verändernden Aufbau ergeben, können dabei durch Verwendung von gradiometrischen Induktionsspulen unterdrückt werden. Die experimentell ermittelten Strömungsrekonstruktionen werden abschließend mit UDV-Referenzmessungen verglichen.

Um die Skalierbarkeit von CIFT zu demonstrieren, wird in dieser Arbeit die Anwendung von CIFT auf ein größeres Kokillenmodell gezeigt, wobei LIMMCAST, das größere Pendant zum Mini-LIMMCAST, zum Einsatz kommt. Dieses Einsatzszenario ist herausfordernd, da in der Kokille Temperaturen von etwa 250 °C herrschen und die elektrische Leitfähigkeit der verwendeten SnBi-Schmelze kleiner als bei GalnSn ist. Zugleich müssen die Sensoren in größerem Abstand von der Kokille positioniert werden, was die Stärke des induzierten Magnetfeldes reduziert. Hierbei werden die in dieser Arbeit neu entworfenen Induktionsspulen eingesetzt.

Abschließend werden in dieser Arbeit erste Betrachtungen zur Einsetzbarkeit von CIFT an industriellen Stahlgussanlagen vorgenommen. Dabei wird zuerst überblicksartig dargestellt, mit welchen Herausforderungen zu rechnen ist. Aus der Menge an möglichen Problemen wird die ferromagnetische Nickelbeschichtung in industriellen Kokillen näher betrachtet. Da auf der Innenseite der Kokillen ein räumlich und zeitlich variierendes Temperaturfeld existiert, das im Bereich der Curietemperatur von Nickel liegt und sich im Zeitverlauf lokal an verschiedenen Stellen derart ändert, dass die Temperatur über und unter der Curietemperatur liegen kann, ändert sich die relative Permeabilität dieses Metalls signifikant. Je nach thermischen Bedingungen wird somit das CIFT-Erregerfeld aus dem Kokillenvolumen abgeschirmt oder durchgelassen, wodurch sich Feldstrukturen und -amplituden in

erheblichem Maß verändern. Für ein erstes Simulationsmodell wird dabei untersucht, wie die Anordnung der Erregerspulen in einem solchen Szenario geeigneter Weise auszusehen hat und ob eine Strömungsrekonstruktion in diesem Fall möglich ist.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden zunächst die bestehenden theoretischen Grundlagen von CIFT dargelegt und die für diese Arbeit erstmalig notwendigen Erweiterungen eingeführt. Das folgende Kapitel 3 stellt die Grundzüge des kontinuierlichen Stranggießens von Stahl vor und beschreibt für das Gießen von Brammen die relevanten Strömungseigenschaften sowie die mögliche Beeinflussung der Strömung mit magnetischen Bremsen. Dabei erfolgt ein Vergleich der im Stahlguss einsetzbaren Messtechniken.

Anschließend werden in Kapitel 4 die für CIFT eingesetzten Sensoren und Messgeräte beschrieben sowie die verwendeten Methoden der digitalen Signalverarbeitung dargelegt, wobei ein Schwerpunkt auf der Modellierung der Induktionsspulen liegt. Kapitel 5 widmet sich der bereits erwähnten Brammenkokille mit gleichzeitiger Verwendung der Bremse unter Einsatz von CIFT. Ausgehend von früheren Aufbauten wird mithilfe von Simulationen und Experimenten gezeigt, wie sich für diese herausfordernde Messaufgabe eine korrekte Strömungsrekonstruktion erreichen lässt. Dazu wird die Richtung des angelegten Magnetfeldes verändert, was in Kapitel 6 dargestellt ist. Mithilfe dieser Anpassungen werden dann Strömungsrekonstruktionen für diesen Aufbau gezeigt und mit UDV-Referenzmessungen verglichen.

In Kapitel 7 folgen die experimentellen Ergebnisse zur LIMMCAST-Anlage. Kapitel 8 beschäftigt sich mit den Simulationen bezüglich der Nickelbeschichtung in industriellen Kokillen und den zugehörigen Rekonstruktionen. Die Arbeit endet in Kapitel 9 mit einer Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse und bietet einen Ausblick auf mögliche nächste Schritte zum Einsatz von CIFT im industriellen Stahlguss.

2 Berührungslose induktive Strömungstomographie

In diesem Kapitel wird zunächst die bisherige Entwicklung der berührungslosen induktiven Strömungstomographie überblicksartig dargestellt, bevor anschließend theoretische Grundlagen eingehend erläutert werden. Aus den Arbeiten anderer Autoren zu CIFT werden dabei die mathematische Beschreibung des Vorwärtsproblems und des inversen Problems abgeleitet. Ebenso werden aus der Literatur die Erweiterungen für die Fälle von leitfähigen Wänden, gradiometrischen Sensoren und Anregung mit niederfrequenten Wechselfeldern aufgezeigt. Abschließend werden in dieser Arbeit neue theoretische Grundlagen betreffend der Anregung mit hohen Frequenzen ausgeführt, die in Experimenten in den folgenden Kapiteln erstmalig angewendet werden.

2.1 Einführung

CIFT weist große Ähnlichkeit zur Magnetoenzephalographie (MEG) auf, bei der die Bereiche des Gehirns bestimmt werden, durch die aufgrund neuronaler Aktivität ein elektrochemischer Strom fließt. Zur Gewinnung der MEG-Messdaten wird in einer mit Mu-Metall mehrfach geschirmten Kammer das extrem schwache Magnetfeld der Gehirnströme im Bereich von einigen Femtotesla durch SQUIDs (superconducting quantum interference devices) gemessen und das zugehörige lineare inverse Problem gelöst [22]. Das Verfahren ist dabei nicht auf das Gehirn beschränkt, sondern kann auch auf andere Organe angewendet werden, bspw. als Magnetokardiographie (MKG) am Herzen [19].

Der wesentliche Unterschied zwischen MEG und induktiver Strömungsmessung ist, dass bei MEG kein Anregungsmagnetfeld existiert und daher eine definierte Gehirnaktivität stets das gleiche Stromsystem erzeugt, wohingegen bei der Strömungsmessung durch Anregungsmagnetfelder unterschiedlicher Ausrichtung und Topologie unterschiedliche Stromsysteme für ein und dasselbe Strömungsfeld erzeugt werden können. Damit können prinzipiell mehr Informationen über die Strömung gewonnen werden.

Erste Versuche zu induktiven berührungslosen Strömungsmessverfahren gehen bis auf den Anfang der neunziger Jahre zurück. Man strebte danach, invasive Methoden wie Hitzdraht-Anemometrie und nicht-invasive Methoden, wie bspw. Ultraschall-Doppler-Velocimetrie und X-Ray-Velocimetry, die das Einbringen von speziellen Tracerpartikeln voraussetzen, abzulösen.

Das erste in der Literatur erwähnte Verfahren zur berührungslosen Messung der Geschwindigkeitsverteilung von leitfähigen Schmelzen stammt von Baumgartl, Hubert und

Müller [2]. Sie interessierten sich für die Strömung im Modell eines Siliziumschmelztiegels nach der Bridgman-Stockbarger-Methode. In einem mit flüssigem Gallium gefüllten Modellzylinder mit Durchmesser 34 mm wurde eine instabile vertikale Temperaturschichtung erzeugt, die eine Strömung mit einer typischen Geschwindigkeit von 10 mm/s hervorrief. Unter Anlegen eines mit Helmholtz-Spulen erzeugten axialen Erregerfeldes von 2 mT konnte ein induziertes Magnetfeld generiert werden, dessen radiale Komponente etwa 10 nT betrug und unter der Verwendung von zwei gegenüberliegenden Fluxgate-Sensoren gemessen wurde. Vergleichende Temperaturmessungen an vier azimuthal gleichmäßig verteilten Thermistoren zeigten, dass Temperatur- und Magnetfeldmessungen deutlich korrelierten und gleiche, charakteristische Peaks in den Leistungsspektren der jeweiligen Daten auftraten.

Dadurch wurde experimentell erstmalig gezeigt, dass gewisse Merkmale der Strömung über das induzierte Magnetfeld extrahiert werden können. Diese Aussagen wurden durch begleitende Simulationen bestätigt. Baumgartl erwähnt, dass es möglich sei, die Strömung im Zylinder zu rekonstruieren, wenn man mehrere Magnetfelder in unterschiedlichen Richtungen anlegt, bleibt aber den Beweis schuldig.

Die Arbeit von Berkov und Gorn [3] baut auf dem Verfahren von Baumgartl auf: Sie untersuchten das inverse Problem und demonstrierten numerisch eine Strömungsrekonstruktion für eine Rohrströmung. Die Autoren stellten fest, dass das inverse Problem schlecht gestellt ist und verwendeten die Singulärwertzerlegung zur Regularisierung. Es wurde für eine eindimensionale Rohrströmung unter dem Einfluss eines nicht-homogenen Magnetfeldes demonstriert, dass die Strömung mit ringförmig um das Rohr angeordneten Magnetsensoren rekonstruiert werden kann, wobei die Anzahl der Messpunkte doppelt so groß wie die Anzahl der Gitterpunkte war. Im Falle einer zweidimensionalen Rohrströmung wurden unterschiedlich orientierte äußere Magnetfelder verwendet und das induzierte Feld wieder an den kreisförmig verteilten Magnetsensoren gemessen. Die zu rekonstruierende Strömung wurde durch Entwicklung einer geeigneten, orthogonalen Basis eines geeigneten Funktionenraums charakterisiert. Die Rekonstruktion war dabei auch mit schwach verrauschten Messdaten zuverlässig möglich. Für dreidimensionale Strömungen wird ohne Beweis oder Beispiel angegeben, dass die Magnetfeldmessung verteilt über die Oberfläche erfolgen müsste.

Unabhängig von beiden genannten Arbeiten untersuchten Kasuga et al. [36] numerisch die Möglichkeit zur Rekonstruktion der induzierten Ströme in einem Aufbau zum Kristallziehen nach Czochralski. Im Unterschied zu den vorherigen Arbeiten erfolgt die Rekonstruktion hier in 3D, berechnet aber nicht das Geschwindigkeitsprofil aus den Strömen.

Allen bisher erwähnten Arbeiten ist gemeinsam, dass der Beitrag der durch das bei der Induktion entstehende elektrische Feld erzeugten Ohmschen Ströme zum induzierten Magnetfeld vernachlässigt wird. Dies führt i. A. zu einem großen Fehler, da diese sekundären Ströme in induktiven Strömungsmessungen oft in der gleichen Größenordnung wie die primären Ströme liegen, ihnen aber zumeist entgegengesetzt sind. Im Fall eines starren Zylinders, der um seine Achse rotiert und von einem achsparallelen Magnetfeld durchsetzt ist, lässt sich z. B. zeigen, dass die sekundären Ströme die primären Ströme exakt kompensieren und somit kein induziertes Magnetfeld messbar ist [32].

Erstmalig berücksichtigt wurden die sekundären Ströme in der theoretischen Arbeit von Stefani und Gerbeth [87], in der gezeigt wurde, dass eine dreidimensionale Strömungsrekonstruktion ausgehend von der Messung des induzierten Magnetfeldes und der elektrischen Potenzialmessung an der Behälteroberfläche möglich ist, was durch numerische Beispiele untermauert wurde. Die intrinsische Uneindeutigkeit und Instabilität des inversen Problems wurde mit der Tikhonov-Regularisierung unter Verwendung der L-Kurve behoben, was im folgenden Jahr ausführlicher demonstriert wurde [86]. Anschließend wurde die Methode so erweitert, dass die Potenzialmessung entfallen konnte, wenn stattdessen das

äußere Magnetfeld in mehreren Richtungen sukzessiv angelegt wird, wodurch das Messverfahren berührungslos wurde [85]. Dieses neue Verfahren erhielt den Namen berührungslose induktive Strömungstomographie (contactless inductive flow tomography, CIFT).

Im Jahr 2004 wurde durch Stefani, Gerbeth und Gundrum ein erstes Demonstrationsexperiment vorgestellt [88]. Es wurde ein Zylinder mit Leitblechen und einem Propeller so bestückt, dass mit unterschiedlichen Propellerdrehrichtungen verschiedene Strömungsstrukturen erzeugt werden konnten. Der Modellzylinder wurde dann mit GaInSn befüllt und an der Oberfläche mit 49 Hall-Sensoren ausgestattet. Nachfolgend wurde er nacheinander zwei zueinander orthogonalen Anregungsmagnetfeldern ausgesetzt, die induzierten Felder gemessen und die Strömung rekonstruiert, wobei sich die Rekonstruktion in guter Übereinstimmung mit gleichzeitigen UDV-Messungen befand.

Ab 2009 wurden wesentliche anwendungsorientierte Arbeiten zu CIFT vor allem durch Wondrak geleistet. Zunächst wurde eine effizientere Suche des optimalen Regularisierungsparameters implementiert und die numerische Genauigkeit der Rekonstruktion durch Verwendung der Gauß-Quadratur zur Berechnung der Oberflächenintegrale verbessert [105]. Anschließend wurde CIFT experimentell und numerisch an einem Modell einer Brammenkokille eingesetzt, wobei sich herausstellte, dass die vorwiegend zweidimensionale Strömung mit nur 7 Sensoren an jeder Schmalseite mit guter Genauigkeit rekonstruiert werden kann [103]. In Folge wurden dann komplexere, stranggussbezogene Strömungsphänomene untersucht. Dies war zuerst eine Zweiphasenströmung in derselben Kokille [101], wobei unter simultanem Einsatz der magnetic induction tomography (MIT) Aussagen über die Dynamik der Strömung bei unterschiedlichen Argondurchflüssen im Tauchrohr getroffen wurden. Danach wurden Experimente an einer „hybriden“ Anordnung durchgeführt, in der eine Brammenkokille gemeinsam mit einem Tauchrohr mit abwärtsgerichtetem Auslass eingesetzt wurde, wobei am Tauchrohr ein Magnetfeldrührer das Fluid in Rotation versetzte [104]. Die Theorie von CIFT wurde so erweitert, dass (a) gradiometrische Sensoren, (b) Wechselfeldanregung mit niedrigen Frequenzen und (c) leitfähige Wände in Experimenten eingesetzt werden konnten [100]. In allen Fällen wurden erfolgreiche Testmessungen mit Strömungsrekonstruktionen durchgeführt.

2.2 Theorie im quasistationären Fall

Ziel von CIFT ist die Rekonstruktion der globalen Geschwindigkeitsverteilung der Schmelze aus den gemessenen strömungsinduzierten Magnetfeldern. Hierzu ist es notwendig, ein mathematisches Modell zu schaffen, welches das Erregerfeld, das induzierte Feld und die Strömung miteinander verknüpft. Es gelten allgemein zunächst die Maxwellschen Gleichungen [31]

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.4)$$

Dabei sind die Variablen die dielektrische Verschiebung \mathbf{D} , das elektrische Feld \mathbf{E} , die magnetische Flussdichte \mathbf{B} und die magnetische Feldstärke \mathbf{H} . Die Variable \mathbf{j} steht für die Stromdichte; ρ und t beschreiben die Raumladungsdichte und die Zeit. Es gelten allgemein folgende Zusammenhänge:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.7)$$

wobei ε die elektrische Permittivität, μ die magnetische Permeabilität und σ die elektrische Leitfähigkeit des Mediums sind. Diese Gleichungen können in der Magnetohydrodynamik (MHD) vereinfacht werden, weil folgende Annahmen getroffen werden [12], die auch als MHD-Approximation bekannt sind:

1. Die Geschwindigkeit v des Fluids ist viel kleiner als die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 .
2. Es werden nur nicht-magnetisierbare Materialien betrachtet:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}. \quad (2.8)$$

3. Die Leitfähigkeit σ liegt in der Größenordnung von 10^6 S/m, was zu sehr kurzen Ladungsträgerrelaxationszeiten τ auf einer Zeitskala von etwa 10^{-18} s führt.
4. Damit ist das Fluid quasineutral. Im Ampèreschen Gesetz kann der Verschiebestrom $\partial \mathbf{D} / \partial t$ und das Gaußsche Gesetz (2.1) vollständig vernachlässigt werden.

Damit vereinfachen sich die Maxwell'schen Gesetze insgesamt zu

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}. \quad (2.11)$$

Es gilt des Weiteren das Ohmsche Gesetz:

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{E} - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (2.12)$$

Dabei ist \mathbf{A} das magnetische Vektorpotenzial

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B} \quad (2.13)$$

unter Anwendung der Coulomb-Eichung

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (2.14)$$

Im zunächst betrachteten quasistationären Fall wird davon ausgegangen, dass sich die Strömung \mathbf{v} nur langsam ändert und das Magnetfeld \mathbf{B} statisch ist. In Abschnitt 2.5 wird dargelegt, unter welchen Bedingungen die quasistationäre Approximation gültig ist.

Im Faradayschen Induktionsgesetz (2.2) verschwindet die Zeitableitung des Magnetfeldes, wodurch

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2.15)$$

ist und das elektrische Feld in der Form

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (2.16)$$

mit dem elektrischen Potenzial φ dargestellt werden kann. Dabei kann der Term $\partial \mathbf{A} / \partial t$ im Ohmschen Gesetz (2.12) vernachlässigt werden.

Wir betrachten ein Fluid in einem Volumen V , welches vom Rand $S_r = \partial V$ begrenzt wird, wobei das Fluid eine homogene elektrische Leitfähigkeit σ und ein Strömungsprofil \mathbf{v} besitzt. Der durch das Magnetfeld \mathbf{B} in der Schmelze induzierte Strom \mathbf{j} kann dann durch

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \nabla\varphi) \quad (2.17)$$

beschrieben werden. Dabei wird der Stromanteil aus $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ auch als primärer Strom bezeichnet, wohingegen der Beitrag aus φ sekundärer oder Ohmscher Strom genannt wird. Der induzierte Strom \mathbf{j} erzeugt in Folge ein neues magnetisches Feld \mathbf{b} , welches man durch Einsetzen des Ohmschen Gesetzes (2.17) in das Gesetz von Biot-Savart berechnen kann:

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \iiint_V \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}(\mathbf{r}') - \nabla'\varphi(\mathbf{r}')] \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'. \quad (2.18)$$

Hierbei ist \mathbf{r}' der Ortsvektor in V , dV' ein Volumenelement und ∇' der Nabla-Operator mit Ableitung nach \mathbf{r}' . Diese Integralgleichung wird dann in zwei Integrale aufgespalten, die die beiden Terme $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ und $\nabla\varphi$ enthalten:

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \iiint_V \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}(\mathbf{r}')] \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \iiint_V \frac{\nabla'\varphi(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'. \quad (2.19)$$

Das zweite Volumenintegral über den Gradienten des Potentials lässt sich in ein Oberflächenintegral über das Potential selbst umformen, wie in Anhang A.1 gezeigt wird:

$$\iiint_V \frac{\nabla'\varphi(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' = \oiint_{S_r} \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}'|^3} dS_r'. \quad (2.20)$$

Dabei ist $S_r = \partial V$ der Rand des Volumens V . Setzt man Gleichung (2.20) in Gleichung (2.19) ein, erhält man die erste Integralgleichung für CIFT:

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \iiint_V \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}(\mathbf{r}')] \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \oiint_{S_r} \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}'|^3} dS_r'. \quad (2.21)$$

Gleichung (2.21) würde bereits genügen, um das inverse Problem der Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung mittels gemessenem induziertem Magnetfeld und elektrischem Oberflächenpotential zu lösen.

Eine der frühen Formulierungen des inversen Problems von Stefani und Gerbeth im Jahr 1999 beruhte noch auf der Messung des Magnetfeldes und des Potentials [87]. Für die Praxis ist es allerdings oft wünschenswert, nicht nur nicht-invasiv, sondern auch berührungslos messen zu können, bspw. bei heißen oder chemisch aggressiven Schmelzen. In Folge wurde 2000 durch Stefani gezeigt, dass für dreidimensionale Rekonstruktionen die Messung der induzierten Magnetfelder von zwei zueinander orthogonalen Anregungsfeldern notwendig ist, wobei das Oberflächenpotential implizit behandelt werden kann [85]. Diese implizite Berechnung nutzt die Divergenzfreiheit des Stromes

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.22)$$

aus, indem dies auf das quasistationäre Ohmsche Gesetz (2.17) angewendet wird und die resultierende Poissongleichung

$$\Delta\varphi = \nabla \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.23)$$

gelöst wird. Wie in Anhang A.2 nachzulesen ist, kann folgender Ausdruck für φ gewonnen werden:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \iiint_V \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}(\mathbf{r}')] \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_r} \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}'|^3} dS'_r. \quad (2.24)$$

Die Gleichungen (2.21) und (2.24) ergeben ein gekoppeltes Integralgleichungssystem, das das induzierte Magnetfeld in Abhängigkeit der Geometrie des Behälters, des Magnetfeldes \mathbf{B} und der Strömung \mathbf{v} beschreibt.

Allgemein gilt, dass das Magnetfeld \mathbf{B} die Summe aus einem äußeren, angelegten Magnetfeld \mathbf{B}_0 und dem induzierten Magnetfeld \mathbf{b} ist. Diese Rückkopplung führt zu nichtlinearem Verhalten, welches die Lösung des Gleichungssystem verkompliziert. Dieses System kann sogar magnetische Selbsterregung aufweisen, wie sie bspw. in der Dynamotheorie auftritt [107]. Dabei können Lösungen des Gleichungssystem mit $\mathbf{b} \neq 0$ existieren, selbst wenn $\mathbf{B}_0 = 0$ ist.

Zur Lösung des inversen Problems, also der Berechnung von \mathbf{v} aus den bekannten Parametern \mathbf{B} , \mathbf{b} und der Geometrie, ist es hilfreich, die Gleichungen zu linearisieren. Aus der MHD kann zur Abschätzung der Linearität die magnetische Reynoldszahl Rm als dimensionslose Kenngröße verwendet werden, die das Verhältnis von magnetischer Konvektion zu magnetischer Diffusion beschreibt und als

$$Rm = \mu\sigma l v \quad (2.25)$$

definiert wird, wobei l eine typische Längenskala und v eine typische Geschwindigkeit der Strömung ist. Rm ist proportional zum Verhältnis von $|\mathbf{b}|$ zu $|\mathbf{B}_0|$. Wenn Rm kleiner als 1 ist, kann der Beitrag von \mathbf{b} zu \mathbf{B} vernachlässigt werden und in allen Gleichungen in guter Näherung

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \quad (2.26)$$

gesetzt werden. Für das kontinuierliche Stranggießen von Stahl erhält man für eine angenommene Kokillenbreite von 1 m, eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von 0,1 m/s und eine elektrische Leitfähigkeit von $7 \cdot 10^5$ S/m eine magnetische Reynoldszahl $Rm \approx 0,1$, womit die Linearisierung gerechtfertigt ist [69].

Zur numerischen Lösung des Gleichungssystem ist es notwendig, die Geometrie in n_{vol} Volumenelemente und n_{surf} Oberflächenelemente zu diskretisieren:

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}_i) = \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \sum_{j=1}^{n_{\text{vol}}} \iiint_{V_j} \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}')] \times (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'|^3} dV' - \frac{\mu_0\sigma}{4\pi} \sum_{j=1}^{n_{\text{surf}}} \iint_{S_{rj}} \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \times (\mathbf{r}_i - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{s}'|^3} dS'_r, \quad (2.27)$$

$$\varphi(\mathbf{r}_i) = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^{n_{\text{vol}}} \iiint_{V_j} \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}')] \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'|^3} dV' - \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^{n_{\text{surf}}} \iint_{S_{rj}} \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{s}'|^3} dS'_r. \quad (2.28)$$

Die vier Integrale können dann geeignet zusammengefasst werden:

$$\tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{R}\tilde{\mathbf{v}} + \mathbf{S}\tilde{\varphi}, \quad (2.29)$$

$$\tilde{\varphi} = \mathbf{T}\tilde{\mathbf{v}} + \mathbf{U}\tilde{\varphi}. \quad (2.30)$$

In diesen beiden Gleichungen sind mit $\tilde{\mathbf{b}}$, $\tilde{\varphi}$ und $\tilde{\mathbf{v}}$ die Vektoren des induzierten Magnetfeldes, des Potentials und der Fluidgeschwindigkeit an diskreten Stellen gemeint. Beide Gleichungen lassen sich dann in

$$\tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{R}\tilde{\mathbf{v}} + \mathbf{S}(\mathbf{I} - \mathbf{U})^{-1}\mathbf{T}\tilde{\mathbf{v}} \quad (2.31)$$

umformen. Dabei ist \mathbf{I} die Einheitsmatrix und $\overline{\mathbf{I} - \mathbf{U}}$ meint die Anwendung der Deflationsmethode nach Barnard [1] auf die Differenz der beiden Matrizen. Dies ist notwendig, weil das Potenzial in Gleichung (2.24) nur bis auf eine additive Konstante bestimmt ist, weswegen das Gleichungssystem $\mathbf{I} - \mathbf{U}$ singulär ist und exakt einen Eigenwert mit $\lambda = 0$ hat. Die Deflationmethode verschiebt dabei diesen Eigenwert, sodass das Gleichungssystem invertierbar wird.

Die Systemmatrix \mathbf{C} ergibt sich, wenn folgende Terme zusammengefasst werden:

$$\mathbf{C} = \mathbf{R} + \mathbf{S}(\overline{\mathbf{I} - \mathbf{U}})^{-1} \mathbf{T}, \quad (2.32)$$

und enthält Informationen über die Geometrie sowie das Anregungsmagnetfeld. Es folgt dann letztendlich

$$\tilde{\mathbf{b}} = \mathbf{C}\tilde{\mathbf{v}}. \quad (2.33)$$

Das entstehende Gleichungssystem wird nicht direkt gelöst, sondern es wird die Methode der kleinsten Fehlerquadrate angewendet, die die euklidische Norm

$$\left\| \mathbf{C}\tilde{\mathbf{v}} - \tilde{\mathbf{b}} \right\|_2^2 \quad (2.34)$$

minimiert.

Stefani und Gerbeth konnten 2000 zeigen, dass die CIFT-Rekonstruktion ohne Regularisierung nicht eindeutig ist [21], da die Tiefenabhängigkeit der Strömung nicht aufgelöst werden kann, was allerdings mittels Regularisierung behoben wird [86]. Dazu kommt die Tikhonov-Regularisierung [73] in Verbindung mit der L-Kurven-Methode nach Hansen [23] zum Einsatz. Dabei wird ein Kriterium zur Bewertung der Strömung benötigt. Das Theorem von Kelvin besagt, dass eine rotationsfreie Strömung eines homogenen inkompressiblen Fluids in einer einfach zusammenhängenden Region stets weniger kinetische Energie als jede andere Strömung unter gleichen Randbedingungen besitzt [75]. Großzügig interpretiert (das heißt, bei zusätzlicher Anwendung auf die rotationsbehafteten Komponenten, welche strenggenommen nicht gerechtfertigt ist), wird dieses Theorem für die Regularisierung des inversen Problems genutzt, indem aus der Vielzahl möglicher Lösungen solche gewählt werden, welche neben einem geringen Residuum gleichzeitig eine geringe kinetische Energie besitzen. Dies führt in der Anwendung zu eher glatten Geschwindigkeitsfeldern, was aus physikalischer Sicht durchaus sinnvoll erscheint. Dadurch werden allerdings kleinskalige Wirbel unterdrückt, was daraus resultiert, dass eine Strömung mit minimaler kinetischer Energie nicht notwendigerweise identisch mit der Lösung der Navier-Stokes-Gleichung ist.

Für die Tikhonov-Regularisierung wird daher ein Strafterm der Form

$$\sigma_{\text{reg}} \left\| \mathbf{G} \cdot \tilde{\mathbf{v}} \right\|_2^2 \quad (2.35)$$

zu (2.34) addiert, der abhängig vom Parameter σ_{reg} die kinetische Energie der Strömung minimiert. Dabei ist die Matrix \mathbf{G} so gewählt, dass einzelne Merkmale der Strömung betont oder gedämpft werden können; im einfachsten Fall kommt an dieser Stelle die Einheitsmatrix \mathbf{I} zum Einsatz. Nach Hansen ist dann so zu verfahren, dass das inverse Problem für verschiedene σ_{reg} gelöst wird und die Residuen über der mittleren quadratischen Geschwindigkeit aufgetragen werden. Die optimale Lösung erhält man dann an der Stelle der größten Krümmung der dabei entstehenden L-Kurve. Die Krümmung ist relativ aufwendig zu berechnen, weswegen sie in unserem Fall durch die zweite Ableitung der L-Kurve approximiert wird. In Abbildung 2.1 ist die L-Kurve aus einer Simulation beispielhaft dargestellt.

Zur dreidimensionalen Rekonstruktion sind zwei zueinander orthogonale Anregungsmagnetfelder mit jeweils einer Magnetfeldmessung nötig [85]. Die Orthogonalitätsbedingung resultiert daher, dass eine Strömungskomponente stets parallel zu einem Anregungsmagnetfeld liegt und daher mit nur einem Feld nicht aufgelöst werden kann, da das Kreuzprodukt für diese Komponente $\mathbf{v}_x \times \mathbf{B}_{0,x} = 0$ ist.

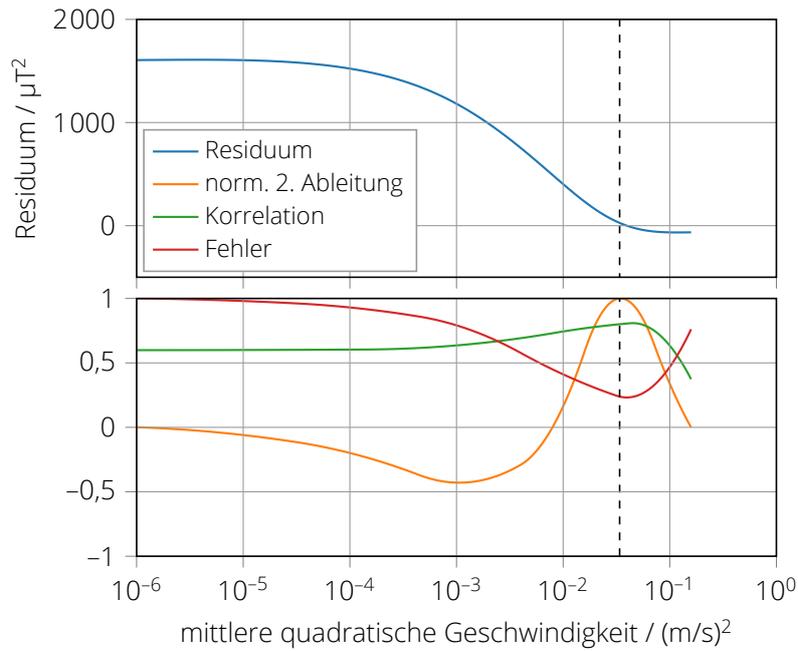


Abbildung 2.1: Beispiel der L-Kurve mit Tikhonov-Regularisierung, mit Darstellung der gefundenen, optimalen Rekonstruktion, der Korrelation und des Fehlers im Vergleich zum Ausgangsgeschwindigkeitsfeld (nach [105])

Mit diesen Informationen wird das folgende Funktional aufgestellt, welches zur Lösung des inversen Problems minimiert werden muss:

$$F[\tilde{\mathbf{V}}] = \sum_{n=1}^{n_b} F_{B_{0,n}}[\tilde{\mathbf{V}}] + F_{\text{div}}[\tilde{\mathbf{V}}] + F_{\text{reg}}[\tilde{\mathbf{V}}]. \quad (2.36)$$

Hierbei sind die einzelnen Funktionale wie folgt definiert:

$$F_{B_{0,n}}[\tilde{\mathbf{V}}] = \sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{\sigma_{i,B_{0,n}}^2} \left\{ \hat{b}_{i,B_{0,n}} - b_{i,B_{0,n}}[\tilde{\mathbf{V}}] \right\}^2, \quad (2.37)$$

$$F_{\text{div}}[\tilde{\mathbf{V}}] = \frac{1}{\sigma_{\text{div}}^2} \sum_{k=1}^{n_{\text{vol}}} \Delta V_k (\nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}}_k)^2, \quad (2.38)$$

$$F_{\text{reg}}[\tilde{\mathbf{V}}] = \frac{1}{\sigma_{\text{reg}}^2} \sum_{k=1}^{n_{\text{vol}}} \Delta V_k \tilde{\mathbf{v}}_k^2. \quad (2.39)$$

Das erste Funktional (2.37) stellt das Residuum aus den gemessenen und den aus der rekonstruierten Strömung modellierten induzierten Magnetfeldern an den n_s vorhandenen Sensoren für das n -te der n_b möglichen Anregungsmagnetfelder dar. Die $\sigma_{i,B_{0,n}}$ sind dabei die a priori Messunsicherheiten der Magnetfeldmessung, \hat{b} die Messwerte und b die modellierten Werte. Der Term F_{div} erzwingt die Divergenzfreiheit der Strömung; der zugehörige Parameter σ_{div} repräsentiert die zulässige Divergenz der Strömung und muss daher sehr klein sein. F_{reg} ist der Strafterm aus der Tikhonov-Regularisierung mit dem zu variierenden Parameter σ_{reg} . Bei ΔV_k handelt es sich um das Volumen eines Volumenelements.

Existiert im rekonstruierten Volumen ein Ein- oder Auslass, wie dies bspw. beim Strangguss im Tauchrohr der Fall ist, kann Gleichung (2.36) um

$$F_{\text{inlet}}[\tilde{\mathbf{V}}] = \frac{1}{\sigma_{\text{inlet}}^2} \sum_{k \in M_{\text{inlet}}} \{ \tilde{\mathbf{v}}_k - \tilde{\mathbf{v}}_{\text{inlet}} \}^2 \quad (2.40)$$

ergänzt werden. Diese Gleichung weist gewissen Geometrieelementen einer Menge M_{inlet} einen Strömungseinlass oder -auslass zu.

Das Funktional

$$F_{2D}[\tilde{\mathbf{V}}] = \frac{1}{\sigma_{2D}^2} \sum_{k=1}^{n_{\text{vol}}} v_{y,k}^2 \quad (2.41)$$

erlaubt es, die y -Komponente der Strömung zu Null zu setzen. Es kommt nur zum Einsatz, wenn die zu rekonstruierende Strömung sich in einer vorwiegend zweidimensionalen Geometrie abspielt, wie es bspw. beim Gießen von Brammen der Fall ist. Dies ermöglicht es, den Code zur Lösung des dreidimensionalen Problems mit nur geringen Änderungen auch für zweidimensionale Fälle einzusetzen, wobei σ_{2D} ebenfalls klein sein muss.

2.3 Leitfähige Wände

Wie bereits in Abschnitt 2.2 erwähnt, wurde zur Lösung der Poissongleichung (2.23) davon ausgegangen, dass das Fluid von einem Gebiet mit $\sigma = 0$ umgeben ist, womit sich Flüssigkeiten in elektrisch isolierenden Behältern beschreiben lassen. Im Strangguss bildet sich während des Gießprozesses eine leitfähige Strangschale aus erstarrtem Stahl aus, wodurch sich die induzierten Ströme nicht nur innerhalb des Fluids, sondern auch in der Wand schließen, was die Topologie des induzierten Magnetfeldes beeinflusst. Das Problem ist wiederum ähnlich zu MEG, wo Gebiete unterschiedlicher Leitfähigkeit im Gehirn, wie z. B. Hirnsubstanz und Kopfhaut, modelliert werden [13, 22]. Die folgenden Erläuterungen gelten, wenn die Grenzen zwischen den Bereichen räumlich fest stehen. Die Herleitung dieser Formulierung erfolgte durch Wondrak [100] auf Grundlage der Arbeiten von Geselowitz [19].

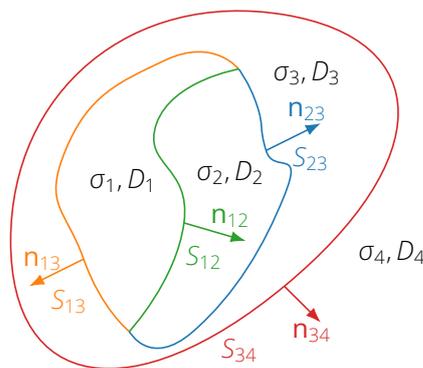


Abbildung 2.2: Zweidimensionaler Ausschnitt eines stückweise homogenen Leiters

Abbildung 2.2 illustriert das Problem anhand eines abschnittsweise homogenen Leiters, in dem M Regionen D_i mit den Leitfähigkeiten σ_i existieren, wobei D_M den umgebenden Isolator mit $\sigma_M = 0$ repräsentiert und das Fluid in Region 1 liegt. Die Menge \mathcal{S} umfasst die Ränder S_{ij} aller Regionen, wobei die den Rändern zugeordneten Normalenvektoren mit \mathbf{n}_{ij} bezeichnet werden und die Reihenfolge der Indizes die Richtung des Vektors definiert. Mit den Randbedingungen von stetigem Strom und stetigem Potenzial auf den Rändern wird das Integralgleichungssystem (2.21) und (2.24) wie folgt erweitert, wobei eine Bewegung in

Form der Fluidströmung nur in Gebiet 1 angenommen wird:

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sigma_1 \iiint_{D_1} \frac{(\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}')) \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'_1 - \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{S_{ij} \in \mathcal{S}} (\sigma_i - \sigma_j) \oiint_{S_{ij}} \frac{\varphi(\mathbf{s}') \mathbf{n}_{ij}(\mathbf{s}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}'|^3} dS'_{ij}, \quad (2.42)$$

$$\varphi_{lm}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_1}{\sigma_l + \sigma_m} \iiint_{D_1} \frac{(\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}')) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV'_1 - \frac{1}{2\pi} \sum_{S_{ij} \in \mathcal{S}} \frac{\sigma_i - \sigma_j}{\sigma_l + \sigma_m} \oiint_{S_{ij}} \frac{\varphi(\mathbf{s}') \mathbf{n}_{ij}(\mathbf{s}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}'|^3} dS'_{ij}. \quad (2.43)$$

Damit kann eine beliebige Anzahl an beliebig geformten Randgebieten korrekt modelliert werden [100].

2.4 Gradiometrische Sensoren

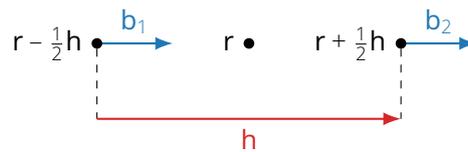


Abbildung 2.3: Prinzip des gradiometrischen Sensors: zwei achsparallele Magnetfeldsensoren mit den Messergebnissen \mathbf{b}_1 und \mathbf{b}_2 an der Position \mathbf{r} im Abstand \mathbf{h}

In dieser Arbeit werden Einfach- bzw. Absolutensoren, sowie auch gradiometrische Sensoren zur Messung des induzierten Magnetfeldes verwendet (siehe Abschnitt 4.2). Die Verwendung von gradiometrischen Sensoren und ihre theoretische Beschreibung bei CIFT erfolgte zuerst bei Wondrak [100]. Unter einem Einfachsensor versteht man einen Sensor, der den Wert der physikalischen Größe an einer Position quantitativ erfasst, wohingegen ein gradiometrischer Sensor aus mindestens zwei Einzelsensoren besteht, deren Ausgangssignale einer Einheit zur Differenzbildung zugeführt werden. Im Falle der CIFT-Magnetfeldmessung werden zwei Sensoren verwendet, deren Messachsen parallel ausgerichtet sind, aber die Sensoren um einen Vektor \mathbf{h} verschoben sind, siehe Abbildung 2.3. Weitere mögliche Bauformen werden in Abschnitt 4.2 gezeigt. Gradiometrische Magnetfeldsensoren weisen den Vorteil auf, dass ein homogenes Magnetfeld kein Ausgangssignal erzeugt und somit Signale aus größerer Entfernung stärker gedämpft werden als solche aus sehr nahen Quellen, wodurch gradiometrische Sensoren geeignet sind, Störsignale aus homogenen Magnetfeldern und Störern in einiger Entfernung zu unterdrücken. Diese Eigenschaften werden im Abschnitt 5.7 experimentell ausgenutzt.

Das Differenzsignal kann als

$$\delta \mathbf{b}(\mathbf{r}) = \left[\mathbf{b} \left(\mathbf{r} + \frac{1}{2} \mathbf{h} \right) - \mathbf{b} \left(\mathbf{r} - \frac{1}{2} \mathbf{h} \right) \right] \cdot \frac{\mathbf{h}}{|\mathbf{h}|} \quad (2.44)$$

berechnet werden, was in dieser Arbeit als „Gradient“ bezeichnet wird [67]. Setzt man dies in Gleichung (2.21) ein, erhält man die Gleichung für das Vorwärtsproblem für gradiometri-

sche Sensoren.

$$\begin{aligned}
\delta b(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{h}}{|\mathbf{h}|} \cdot \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \left\{ \left[\iiint_V \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}')] \times ((\mathbf{r} + \frac{1}{2}\mathbf{h}) - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} + \frac{1}{2}\mathbf{h} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \right. \right. \\
\left. \left. \oint_S \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \times ((\mathbf{r} + \frac{1}{2}\mathbf{h}) - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} + \frac{1}{2}\mathbf{h} - \mathbf{s}'|^3} dS' \right] - \right. \\
\left[\iiint_V \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}_0(\mathbf{r}') \times ((\mathbf{r} - \frac{1}{2}\mathbf{h}) - \mathbf{r}')] }{|\mathbf{r} - \frac{1}{2}\mathbf{h} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \right. \\
\left. \left. \oint_S \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \times ((\mathbf{r} - \frac{1}{2}\mathbf{h}) - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} - \frac{1}{2}\mathbf{h} - \mathbf{s}'|^3} dS' \right] \right\} \quad (2.45)
\end{aligned}$$

2.5 Anregung mit Wechselfeldern

Die Anregung mit Wechselfeldern ist ebenfalls eine Maßnahme zur Verringerung der Störanfälligkeit gegenüber der Anregung mit einem Gleichfeld. Jeder Messaufbau ist von einem ubiquitären statischen Magnetfeld umgeben, welches sich als Überlagerung aus dem Magnetfeld der Erde und dessen Beeinflussung durch magnetische Materialien sowie aus dem Feld anwesender Magneten oder elektrischer Ströme ergibt. Da mit CIFT Magnetfelder im Bereich von einigen Nanotesla gemessen werden müssen, werden kleinste Änderungen des Umgebungsmagnetfeldes mit erfasst, welche dann das strömungsinduzierte Magnetfeld überdecken. Diese Änderungen können bspw. auftreten, wenn ein Stuhl in der Nähe des Experiments bewegt wird, eine Schranktür geöffnet oder geschlossen wird oder jemand mit einem Werkzeug aus Stahl am Messaufbau vorbeigeht [70]. Auch die auf der Erde zu messenden Magnetfeldänderungen aufgrund der veränderlichen Sonnenaktivität liegen mit einigen 10 nT im bei CIFT messbaren Bereich [84]. Regt man die Schmelze mit einem Wechselfeld an, kann eine Auswertung des Signals bezüglich der Anregungsfrequenz erfolgen, was Störer in anderen Frequenzbereichen unterdrückt (Prinzip eines Lock-In-Verstärkers, siehe [61]). Darüber hinaus gestattet der Einsatz von Wechselfeldern die Anwendung von Induktionsspulen als Sensoren, die außerdem grundsätzlich unempfindlich gegen alle statischen Störfelder sind (Abschnitt 4.2).

2.5.1 Niedrige Anregungsfrequenzen

Auch diese Formulierung stammt aus den methodischen Beiträgen zu CIFT von Wondrak [100]. Das bisher als statisch angesehene Erregerfeld \mathbf{B}_0 wird nun als zeitharmonisches Feld der Form

$$\mathbf{B}_{0,t}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) \cdot \sin(2\pi f t + \varphi_0) \quad (2.46)$$

betrachtet, wobei f die Frequenz und φ_0 die Nullphase des Feldes darstellt. In der Gegenwart elektrisch leitfähiger Materialien erzeugt das Feld Wirbelströme gemäß des Faradayschen Gesetzes (2.9). Diese Ströme generieren dann ein neues Magnetfeld, das laut der Lenzschen Regel dem äußeren Magnetfeld entgegengerichtet ist. Dies führt zu einer Verdrängung des äußeren Feldes aus dem Inneren des leitfähigen Materials, was als Skinneffekt bezeichnet wird. Aufgrund der Zeitableitung in Gleichung (2.2) ist das Magnetfeld aus den Wirbelströmen gegenüber dem äußeren Feld sowie dem strömungsinduzierten Feld um 90° phasenverschoben. Während das strömungsinduzierte Feld (aus $\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$) bei geringen Anregungsfrequenzen ausschließlich Informationen über die Strömung enthält, beinhaltet das phasenverschobene Feld (aus $\partial \mathbf{A} / \partial t$) lediglich Informationen über den Gradienten der

Leitfähigkeit (Gleichung (2.12)) und lässt somit Rückschlüsse auf den Füllstand zu. In komplexer Schreibweise lässt sich das induzierte Feld nun als

$$\mathbf{b} = \text{Re}\{\mathbf{b}\} + j \text{Im}\{\mathbf{b}\} \quad (2.47)$$

darstellen. Mithilfe eines geeigneten Demodulationsverfahrens, das auch bei Lock-In-Verstärkern eingesetzt wird, müssen beide Komponenten des Magnetfeldes getrennt werden, was in Abschnitt 4.6 näher erläutert wird.

Zur Quantifizierung der Stärke der Wirbelströme existieren zwei Kenngrößen: die Skin-Tiefe und der Shieldingparameter. Die Skin-Tiefe kann als

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \sigma \pi f}} \quad (2.48)$$

berechnet werden und gibt an, in welcher Tiefe die Amplitude des Feldes auf $1/e$ abgefallen ist [31]. Durch den Skineffekt ist es prinzipiell möglich, Informationen aus verschiedenen Tiefen der Schmelze zu erhalten, indem mit hohen Anregungsfrequenzen die äußeren Schichten aufgelöst werden und Felder mit niedrigen Frequenzen Ströme im gesamten Schmelzenvolumen anregen. Diese Idee wurde erstmalig in [38] beschrieben. Die Rekonstruktion verlangt dann allerdings die Invertierung des Gleichungssystems (2.21) und (2.24), welches um den zeitabhängigen Term $\partial \mathbf{A} / \partial t$ erweitert werden muss [107], was in Zukunft behandelt werden soll. In dieser Arbeit werden hinreichend kleine Anregungsfrequenzen verwendet, sodass die Skin-Tiefe größer als die Ausdehnung des Fluids in Eindringrichtung des Feldes ist.

In dieser Arbeit erfolgt erstmalig eine Abschätzung der maximalen Frequenz, bis zu welcher die quasistationäre Näherung Gültigkeit hat, wobei der Shieldingparameter R_ω verwendet wird. Dieser ist als

$$R_\omega = \mu_0 \sigma \omega l^2 \quad (2.49)$$

definiert und beschreibt das Verhältnis der Diffusionszeit $\mu_0 \sigma l^2$ zur Kreisperiode $1/\omega$ [56], wobei $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz darstellt. Die Variable l ist die Ausdehnung des Fluids in Eindringrichtung des Feldes. Der Shieldingparameter kann daher als Verhältnis von durch die Wirbelströme erzeugtem Feld zum äußeren Feld angesehen werden. Es konnte durch Zürner gezeigt werden, dass für experimentelle Anordnungen, wie sie bei CIFT typischerweise zum Einsatz kommen, das Magnetfeld der Wirbelströme für $R_\omega \leq 0,2$ als ideal 90° phasenverschoben gegenüber dem Magnetfeld aus der Strömung angenommen werden kann [111]. Aus diesem Grund muss der Term $\partial \mathbf{A} / \partial t$ im Ohmschen Gesetz (2.12) für geringe Frequenzen nicht berücksichtigt werden.

2.5.2 Hohe Anregungsfrequenzen

In dieser Arbeit müssen erstmalig Experimente mit hoher Anregungsfrequenz im Sinne des Shieldingparameters durchgeführt werden, wozu neue theoretische Betrachtungen notwendig sind. Die Bedingung der hohen Anregungsfrequenz ergibt sich aus in der Schmelze auftretenden Wirbeln, die sich mit einer Frequenz von wenigen Hertz vom Jet ablösen und dabei einem starken statischen Magnetfeld ausgesetzt sind. Die Wechselwirkung zwischen zeitlich-veränderlicher Strömung und statischem Magnetfeld erzeugt ein neues zeitabhängiges Magnetfeld, welches deutlich stärker als das durch die Erregerspulen von CIFT erzeugte strömungsinduzierte Feld sein kann und sich im gleichen Frequenzbereich befindet (siehe Abschnitt 5.4), wodurch das strömungsinduzierte Feld überdeckt wird. Als einzige bislang bekannte Alternative bietet sich die Messung bei höheren Frequenzen an, was im Rahmen dieser Arbeit erstmalig theoretisch untersucht wird.

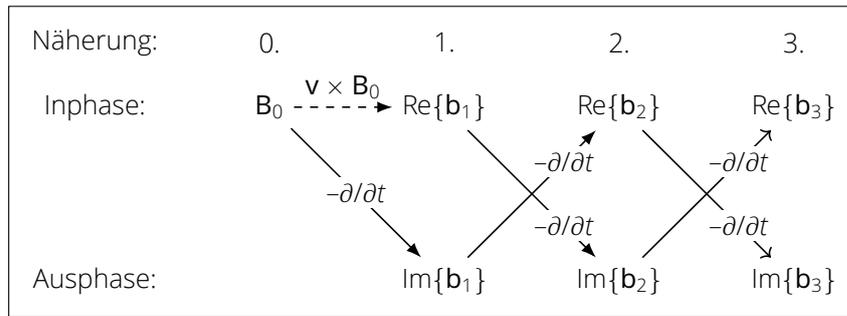


Abbildung 2.4: Iteratives Induktionsschema (nach [111])

Im quasistationären Fall wurde davon ausgegangen, dass die Schmelze ein immer gleiches Volumen einnimmt. Mögliche Volumenänderungen wirken sich bei geringen Anregungsfrequenzen nicht auf das Messsignal aus. Sowohl im industriellen Strangguss als auch in Modellexperimenten ändert sich allerdings der Kokillenfüllstand im Verlauf des Gießens, was bei hohen Frequenzen aufgrund der signifikanten Wirbelströme und den durch sie entstehenden Magnetfeldern eine Rolle spielt.

In der Ausgangssituation (0. Näherung) existiert nur das äußere Feld, welches als Phasenreferenz gilt und daher nur Signalanteile in der Inphase hat. In der 1. Iteration entsteht so ein Strom aus Ohms Gesetz, der in Phase zum äußeren Feld ist, sowie durch Faradays Gesetz ein Wirbelstrom, der -90° phasenverschoben ist und das zugehörige Ausphase-Feld erzeugt. Es wird dadurch in 1. Näherung, welche bis $R_\omega \leq 0,2$ gültig ist, das induzierte Feld \mathbf{b}_1 generiert, das die Summe aus einem Inphase- und einem Ausphasefeld ist:

$$\mathbf{b}_1 = \text{Re}\{\mathbf{b}_1\} + j \text{Im}\{\mathbf{b}_1\}. \quad (2.50)$$

Die Informationen aus der Strömung sind ausschließlich in $\text{Re}\{\mathbf{b}_1\}$ enthalten, während Informationen aus der Schmelze an sich (Füllstand und Leitfähigkeit) in $\text{Im}\{\mathbf{b}_1\}$ abgebildet sind. Im 2. Iterationsschritt (für $0,2 < R_\omega < 1$) sind zu Beginn beide Felder aus der 1. Iteration vorhanden, die nun jeweils neue Wirbelströme und neue Magnetfelder erzeugen, welche ein weiteres Mal phasenverschoben werden. Somit überlagern die Informationen aus dem Fluid $\text{Im}\{\mathbf{b}_1\}$ in Form von $\text{Re}\{\mathbf{b}_2\}$ als Offset die Informationen aus der Strömung $\text{Re}\{\mathbf{b}_1\}$, wodurch eine Trennung zwischen Geschwindigkeits- und Füllstandsinformationen nicht mehr möglich ist. Wäre der Füllstand in der Kokille statisch, könnten auch die Magnetfelder aus den Wirbelströmen über eine Kalibrierung zu Beginn des Experiments, wenn noch keine Strömung vorhanden ist, eliminiert werden. Die 3. Näherung und folgende werden erst ab $R_\omega > 1$ benötigt und spielen in dieser Arbeit keine Rolle.

Um trotz des unerwünschten Offsets eine korrekte Rekonstruktion zu ermöglichen, existieren zwei mögliche Verfahren. Einerseits ist es möglich im Integralgleichungssystem den Term $\partial \mathbf{A} / \partial t$ für sich ändernde Volumina zu berücksichtigen und die drei neu entstehenden Gleichungen wieder zu invertieren, was bei CIFT eine noch offene Forschungsaufgabe ist. Andererseits kann eine korrekte Messung bei hohen Frequenzen ermöglicht werden, indem die variablen Signalanteile über eine *vorhergehende* Kalibrierung getrennt werden.

Dazu wird eine Messung durchgeführt, während derer ohne nennenswerte Strömung der Füllstand in der Kokille zwischen den auftretenden Pegeln verändert wird. Die den Pegeln zugeordneten Messwerte können dann als Korrekturwerte für die eigentliche Strömungsmessung eingesetzt werden, was in Abschnitt 5.7 ausgenutzt wird. Simulationen haben gezeigt, dass sich die Korrekturwerte für nicht zu große R_ω auch berechnen lassen, wenn ein hinreichend gutes Simulationsmodell für den Experimentalaufbau verfügbar ist [111]. Im Modellmaßstab funktioniert die Messung und Anwendung der Korrekturwerte bereits zuverlässig, allerdings ist zu erwarten, dass dies im industriellen Einsatz schwierig

wird, da hier weitere Effekte auftreten. Beispielsweise führt der nicht-isotherme Gießprozess zu deutlichen Veränderungen der elektrischen Leitfähigkeit der Kupferwand und damit zu einer weiteren Beeinflussung der Felder.

Neben dem unerwünschten Effekt der Überdeckung des induzierten Feldes können die Felder aus der Schmelze dazu verwendet werden, mittels CIFT-Sensoren den Füllstand der Kokille berührungslos zu bestimmen. Das zugrundeliegende Messprinzip wird seit einigen Jahrzehnten in der Industrie mit unterschiedlichsten Sensorformen und -anordnungen angewendet [14, 53, 108]. Für Modellexperimente kann mit eigens für diesen Zweck entworfenen Füllstandssensoren eine zeitliche Auflösung besser als 20 Hz und eine räumliche Auflösung von etwa 1 mm erreicht werden [112, 113].

2.6 Einordnung und Strukturierung der Arbeit

Bevor auf experimentelle Aspekte eingegangen wird, führt Kapitel 3 in das kontinuierliche Stranggießen von Stahl ein, beschreibt den Prozess und zeigt Anknüpfungspunkte für CIFT.

In den vorangegangenen Arbeiten wurde demonstriert, dass CIFT die großskaligen Strömungskomponenten in einer Brammenkokille unter verschiedenen Randbedingungen, namentlich einer Zwei-Phasen-Strömung und einem magnetischen Tauchrohrührer, weitgehend korrekt wiedergeben kann. Es wurden die methodischen Grundlagen dafür geschaffen, dass gradiometrische Sensoren, Wechselfeldanregung und Induktionsspulen eingesetzt werden können. Ein wesentlicher ausstehender Punkt ist die exakte, umfassende Beschreibung der CIFT-Messkette, insbesondere der verwendeten Spulen, die in Kapitel 4 beschrieben wird. Die dadurch gewonnenen Erkenntnisse sind essenziell für die Auswertung der durchzuführenden Experimente.

Mit den zur Verfügung stehenden Messmethoden soll zuerst experimentell und numerisch gezeigt werden, dass Strömungsmessungen in Modellkokillen auch dann möglich sind, wenn die Strömung von einer elektromagnetischen Bremse (EMBr) beeinflusst wird, wie sie prinzipiell an einer Vielzahl von Stranggussanlagen eingesetzt wird, um die Strömung in gewissen Bereichen zu beruhigen. Hier ergeben sich einige neue Herausforderungen.

Zum einen beeinflussen solche Bremsen die Schmelze mit einem statischen Magnetfeld einer Stärke bis zu einigen hundert Millitesla, was das Erregerfeld (ca. 1 mT) und das induzierte Feld (ca. 100 nT, Details bis 10 nT) vollständig überdeckt. Die sich dabei ergebende Dynamik von 6 Größenordnungen und mehr stellt auch aktuellste Messtechnik vor Herausforderungen und muss durch geschickte analoge Signalerfassung bewältigt werden. Zum anderen besteht eine Bremse stets aus einem ferromagnetischen Kern, der den magnetischen Fluss an bestimmten Stellen der Kokille bündelt. Dieser magnetische Kern verzerrt aufgrund seiner hohen magnetischen Permeabilität das Erregerfeld und das induzierte Feld. Da für CIFT laut Gleichungen (2.21) und (2.24) streng genommen nur Strömungen in nichtmagnetischer Umgebung gemessen werden können, ist dieser Effekt gesondert zu behandeln und zu zeigen, unter welchen Bedingungen dennoch eine Strömung gemessen werden kann.

Die Messaufgabe wird dadurch weiter verkompliziert, dass durch das starke statische Magnetfeld der Bremse Oszillationen im Flüssigmetallstrahl der Kokille ausgelöst werden, die mit der CIFT-Messtechnik wechselwirken, wodurch gleichfalls das strömungsinduzierte Magnetfeld überdeckt wird. Dieses Phänomen muss durch eine geeignete Wahl der Anregungsfrequenz umgangen werden, wobei erstmalig Experimente mit hoher Anregungsfrequenz im Sinne von Abschnitt 2.5.2 durchgeführt werden.

Im 5. Kapitel werden Testmessungen mit CIFT am Modell einer Brammenkokille unter dem Einfluss einer magnetischen Bremse vorgestellt, wobei das Anregungsmagnetfeld vertikal orientiert ist. Die so gewonnenen Ergebnisse fließen in einen optimierten Aufbau mit

horizontalem Anregungsmagnetfeld in Abschnitt 6 ein, in dem gezeigt wird, wie valide Strömungsrekonstruktionen in Anwesenheit einer magnetischen Bremse erreicht werden können. Die Laborexperimente mit Brammenkokillen schließen mit Kapitel 7 ab, in dem die gewonnenen Erfahrungen eines kleinen, kalten Modells auf ein größeres, heißes Modell übertragen und neue Messungen durchgeführt werden, was die Skalierbarkeit von CIFT illustrieren soll.

Die Arbeit endet dann mit ersten Überlegungen und Simulationen zu einem angestrebten Einsatz von CIFT an einer industriellen Stranggussanlage in Kapitel 8. Hier sind neben konstruktiven Randbedingungen weitere Details des Gießprozesses zu berücksichtigen, wie Temperaturveränderungen und ferromagnetische Beschichtungen im Inneren der Kokille.

3 Kontinuierliches Stranggießen von Stahl

3.1 Prozessbeschreibung

Das kontinuierliche Stranggießen von Stahl [78] hat sich aufgrund seines hohen Durchsatzes und der variablen Gussquerschnitte, die den gewünschten Endabmessungen bereits weitestgehend entsprechen, in der Industrie als wichtigstes Stahlherstellungsverfahren durchgesetzt. Abbildung 3.1 stellt beim Strangguss vorkommende Querschnitte exemplarisch dar.

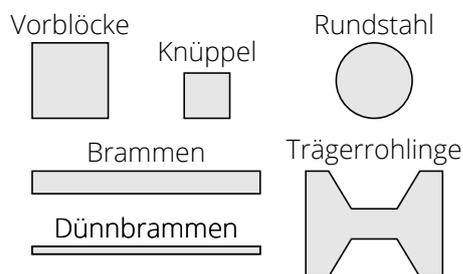


Abbildung 3.1: Übersicht über mögliche Querschnittsprofile beim Strangguss

Im Strangguss (Abbildung 3.2) wird Stahl nach dem Schmelzen mittels der Gießpfanne in den Verteiler transferiert, in dem sich noch in der Schmelze enthaltene Verunreinigungen absetzen können. Getrieben vom hydrostatischen Druck strömt die Schmelze durch das Tauchrohr (submerged entry nozzle, SEN) in die Kokille. Die Form des Tauchrohrauslasses unterscheidet sich in Abhängigkeit von der Kokillengeometrie: Bei Brammenkokillen werden typischerweise zwei runde Auslässe verwendet, die in Richtung der Kokillenschmalseiten orientiert sind, wohingegen bspw. abwärtsgerichtete Auslässe eher bei Rundstrangkokillen zu finden sind. Die frische Schmelze dringt als Freistrahler in das bereits bestehende Schmelzenvolumen ein und erzeugt dabei sekundäre Strömungsstrukturen.

Die Kokille besteht aus wasserdurchfluteten Kupferplatten, die der Schmelze Wärme entziehen, wodurch der Stahl an der Wand erstarrt und sich eine Strangschale an den Kokillenwänden bildet. Die Kupferplatten sind innen mit Nickel oder keramischen Materialien beschichtet, um sie gegen Abnutzung durch mechanischen Abrieb und Materialdiffusion zu schützen. Der in der Kokille entstehende Strang wird unter der Kokille über Transportrollen kontinuierlich abgezogen, wobei die Abzugsgeschwindigkeit in der Größenordnung von 1 m/s liegt. Im Anschluss wird der Strang in der Biegezone horizontal umgelenkt und

mit Sprühwasser weiter gekühlt. In Folge erstarrt der verbleibende Sumpf vollständig und der gegossene Stahl wird der Weiterverarbeitung (Walzen, Schneiden, Qualitätskontrolle, etc.) zugeführt.

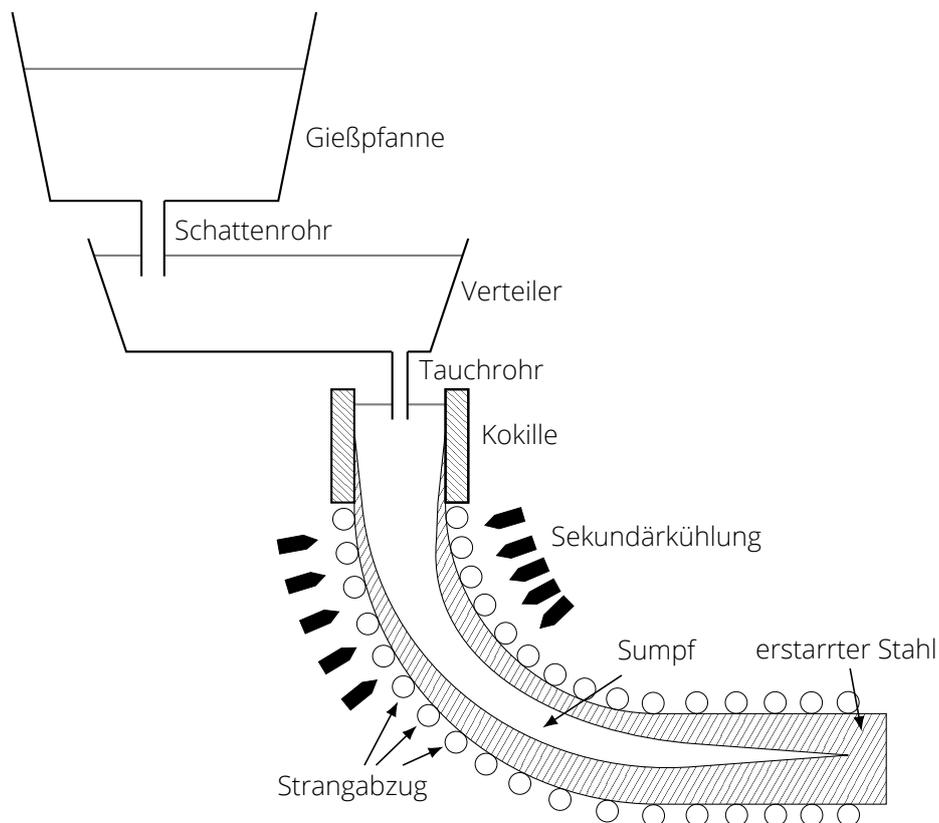


Abbildung 3.2: Prinzip des Stranggussverfahrens für Stahl

Im Laufe eines Jahres müssen weltweit insgesamt 39 Millionen Tonnen Stahl am Ende des Gusses als Ausschuss wieder eingeschmolzen werden [9]. Der Ausschuss unterteilt sich dabei in Anfangs- und Endausschuss des Stranges, Ablagerungen in Verteiler und Gießpfanne, durch Gießfehler unbrauchbarem Stahl und anderes. Die Datenlage ist dabei dürftig, sodass genaue industrieweite Zahlen für diese Aufschlüsselung nicht möglich sind [65]. Nimmt man eine Wärmekapazität für V2A-Stahl von $477 \text{ J}/(\text{kg K})$ an [98], sowie eine näherungsweise Temperaturerhöhung zum Aufschmelzen von etwa 1600 K , so werden dafür jährlich rund $8,3 \text{ TWh}$ Energie benötigt, was ungefähr der Jahresproduktion eines Kraftwerks mit 1 GW Ausgangsleistung entspricht. Davon könnte ein wesentlicher Anteil eingespart werden, wenn sich der Ausschuss durch Gießfehler reduzieren ließe.

Gießfehler wie Einschlüsse, Löcher und Seigerung wirken sich negativ auf die Formbarkeit und die Ermüdungseigenschaften des Stahls aus [109]. Der eigentliche Gussvorgang ist – neben anderen Aspekten, wie dem Rühren, dem Schmelzentransfer und dem Verteilerdesign – als letzter Raffinationsschritt entscheidend zur Defektminimierung, wobei das Strömungsprofil im oberen Teil der Kokille eine wesentliche Rolle spielt.

An die Strömung in der Kokille werden unterschiedliche Anforderungen gestellt. Die Geschwindigkeit im oberen Bereich muss z. B. hoch genug sein, damit sich die Oberfläche ausreichend bewegt, um ein Einfrieren des Meniskus vorzubeugen, darf aber nicht zu hoch sein, da sonst aufgrund der Kelvin-Helmholtz-Instabilität oberhalb des Meniskus Schlacke abgeschert und in tiefere Schmelzenregionen transportiert wird. Die globale Strömung hängt vor allem von der Gießgeschwindigkeit, der Brammenbreite, dem Argondurchfluss, thermischer Konvektion, der Eintauchtiefe des Tauchrohrs und dem Einsatz elektromagne-

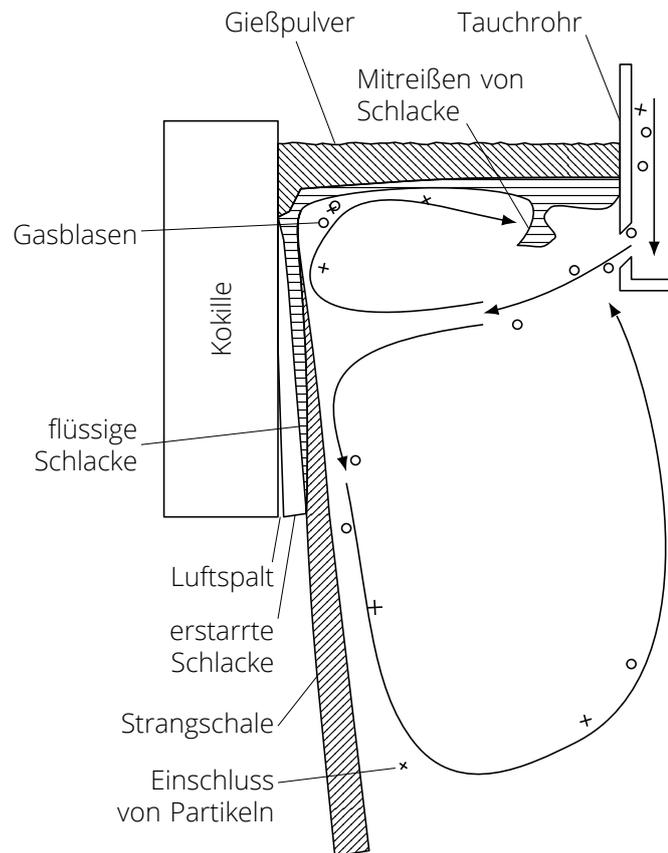


Abbildung 3.3: Typische Probleme in der Kokille beim Gießen von Stahl (nach [90])

tischer Aktuatoren ab [90]. Abbildung 3.3 zeigt eine Übersicht über mögliche Probleme beim Strangguss innerhalb der Kokille.

Zunächst gibt dieses Kapitel eine Einführung in die dimensionslosen Kennzahlen zur Beschreibung von Strömungen und auf sie wirkende Magnetfelder unabhängig von der Größe von Modellexperimenten. Die komplexen Zusammenhänge zwischen elektromagnetischen Bremsen (EMBr) und der Strömungsstruktur in der Kokille werden für Brammen im folgenden Abschnitt dargestellt. Das Kapitel schließt mit einer Übersicht über gängige Strömungsmesstechniken im Stahlguss.

3.2 Dimensionslose Kennzahlen

Damit Modellexperimente mit ihren zugrundeliegenden realen Aufbauten verglichen werden können, ist bei Strömungen die Ähnlichkeit im hydrodynamischen Sinn herzustellen, sodass physikalische Vorgänge in Modell und Realität möglichst gleich ablaufen. Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit von Prozessen auf verschiedenen Skalen existiert eine Vielzahl von dimensionslosen Kennzahlen, von denen die für Kokillenströmungen relevanten hier kurz erläutert werden.

Die **Reynoldszahl** Re gibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu viskosen Kräften an und ist definiert als

$$Re = \frac{vl}{\nu}, \quad (3.1)$$

wobei v eine für die Strömung charakteristische Geschwindigkeit, l eine charakteristische Länge und ν die kinematische Viskosität der Schmelze ist. Die Reynoldszahl erlaubt Rückschlüsse auf den Turbulenzgrad einer Strömung.

Der **Interaktionsparameter** N , auch Stuartzahl genannt, setzt die Lorentzkraft und Trägheitskräfte ins Verhältnis:

$$N = \frac{\sigma B^2 l}{\rho v}. \quad (3.2)$$

Er erlaubt die Quantifizierung des Einflusses eines Magnetfeldes auf ein Fluid. Es kommen als Größen die elektrische Leitfähigkeit σ , die Stärke des Magnetfeldes B und die Dichte ρ hinzu. Für $N < 1$ ist die Beeinflussung häufig vernachlässigbar.

Als drittes ist die **Hartmannzahl** Ha zu nennen, die die Lorentzkraft im Verhältnis zu viskosen Kräften beschreibt:

$$Ha = Bl \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}}. \quad (3.3)$$

Diese Zahl ist ausschlaggebend für die Herausbildung von Hartmann-Grenzschichten in der Nähe von Wänden. Eine solche Schicht ist für Werte $Ha < 1$ vernachlässigbar.

Das **Wandleitfähigkeitsverhältnis** c_w gibt an, inwieweit es in das Fluid induzierten Strömen möglich ist, auch durch die Wand zu fließen:

$$c_w = \frac{2\delta_w \sigma_w}{\delta_f \sigma_f}. \quad (3.4)$$

Hierbei sind δ_w und δ_f die Dicke der Wand bzw. des Fluids, sowie σ_w und σ_f die zugehörigen elektrischen Leitfähigkeiten.

Zu den dimensionslosen Kennzahlen zählt auch die **magnetische Reynoldszahl** R_m aus Gleichung (2.25), die bereits in Kapitel 2 beschrieben wurde und das Verhältnis von induziertem zu äußerem Magnetfeld determiniert.

Der **Shieldingparameter** R_ω ist ebenfalls in Kapitel 2 schon verwendet worden (Gleichung (2.49), S. 16). Er repräsentiert das Verhältnis von Diffusionszeit des Magnetfeldes zu seiner Kreisperiode und ist ein Maß für das Verhältnis von durch die Wirbelströme erzeugtem Feld zum äußeren Feld.

3.3 Kokillenströmung im Brammenguss

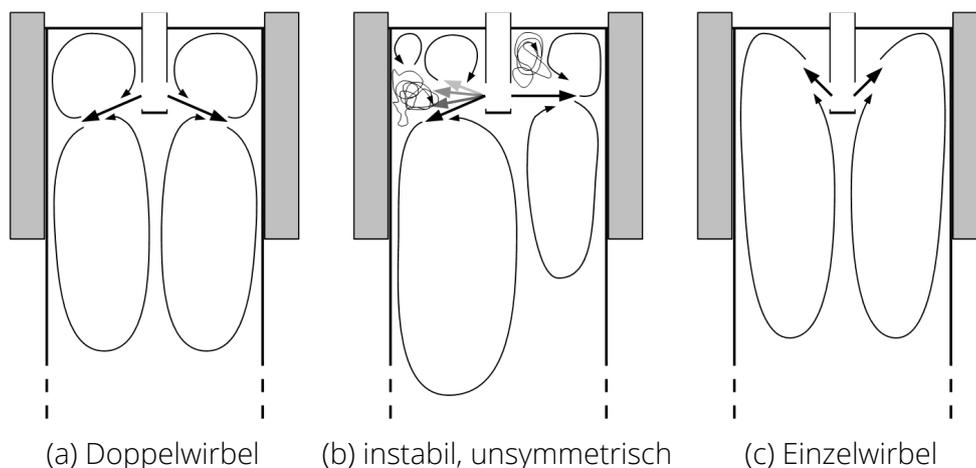


Abbildung 3.4: Typische Strömungsstrukturen in der Kokille während des Brammengießens (aus [92])

Im Brammenguss werden grundsätzlich die drei Strömungsarten Doppelwirbel, Einfachwirbel und instabile Strömung unterschieden (siehe Abbildung 3.4). Bei der Doppelwirbelstruktur verlässt der Flüssigmetallstrahl (auch Jet genannt) das Tauchrohr in einem gewissen Winkel und trifft auf die Kokillenschmalseiten auf, wo er sich in einen großen unteren und einen kleinen oberen Wirbel aufspaltet. Dahingegen bewegt sich der Jet in der Einfachwirbelstruktur nach Eintritt in die Kokille direkt nach oben zur Schmelze und schließt sich über eine tiefe Rezirkulationszone. Die instabile Strömung ist durch unerwünschte transiente Vorgänge gekennzeichnet und geht typischerweise mit Asymmetrien in der Strömung einher [90]. Sie resultiert bspw. in lokal überhöhten Meniskusgeschwindigkeiten, mit der Folge, dass Gießpulver abgeschert und in den Strang eingelagert wird, sowie in globalen Füllstandsschwankungen, was zu einer ungleichmäßigen Strangschale führt.

Im Vergleich dazu hat die Einfachwirbelstruktur zur Folge, dass die Schlackeschicht am Tauchrohr zu dünn wird und Einschlüsse zu tief in die Schmelze eingetragen werden, was Risse und Einschlüsse unterhalb der Strangoberfläche nach sich ziehen kann. Die Oberflächengeschwindigkeit ist dabei zu hoch; die entstehende Scherströmung zwischen Schlacke und Schmelze führt über die Kelvin-Helmholtz-Instabilität zur teilweisen Abscherung und Einlagerung der Schlackeschicht in die Schmelze [76, 90]. Man geht davon aus, dass nur die Doppelrollenstruktur optimaler Intensität ideale Ergebnisse in Form einer gleichmäßigen Strangschale und Defektfreiheit liefert. Selbst ein zu starker Flüssigmetallstrahl der Doppelrollenstruktur kann durch den hohen Wärmeeintrag in die Wand für eine zu dünne Strangschale verantwortlich sein, was in der Folge zu einem Ausbruch der Schmelze aus dem Strang im Bereich der Rollen führen kann [10].

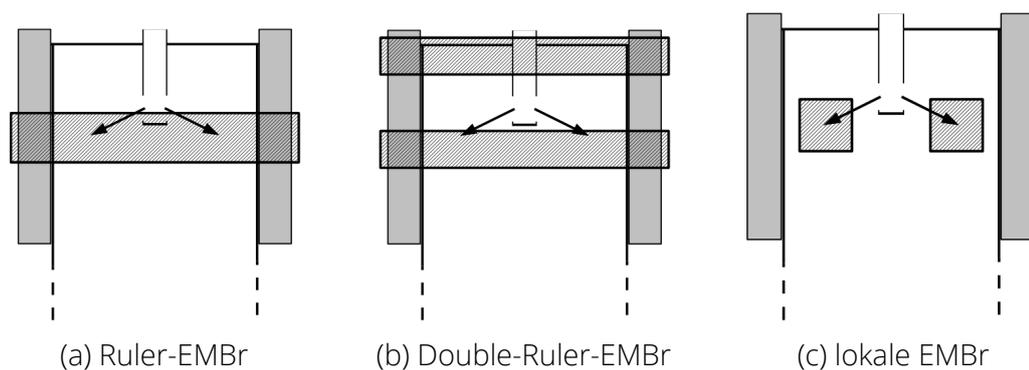


Abbildung 3.5: Arten elektromagnetischer Bremsen (aus [92])

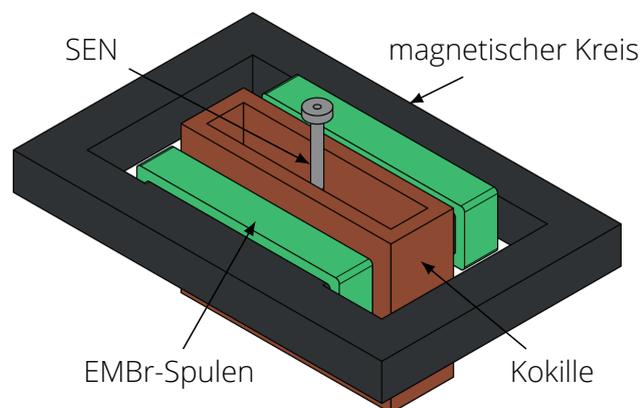


Abbildung 3.6: Ruler-EMBr um eine Brammenkokille

Da die Ursachen für eine unerwünschte Kokillenströmung vielfältig sein können, werden in der Industrie elektromagnetische Bremsen eingesetzt, die mit starken magnetischen DC-Feldern von einigen hundert Millitesla orthogonal zur Kokillenbreitseite mittels Lorentzkräften Einfluss auf die Strömung nehmen. Es werden grundsätzlich drei Arten von elektromagnetischen Bremsen (kurz EMBr) unterschieden (siehe Abbildungen 3.5 und 3.6):

Ruler-EMBr Dieser Typ erzeugt ungefähr im Bereich des Tauchrohrauslasses ein Feld, das die gesamte Breite der Kokille überdeckt und damit vor allem den Jet beeinflusst.

Double-Ruler-EMBr Zusätzlich zum Bereich des Auslasses wird separat die Oberfläche der Schmelze beeinflusst.

lokale EMBr Es wird nur ein kleiner Bereich beidseitig des Auslasses beeinflusst, in dem vermutlich der Jet liegt.

Diese Arbeit beschränkt sich auf die Ruler-EMBr.

Der Effekt der Bremse auf die Strömung ist stark vom Wandleitfähigkeitsverhältnis abhängig. Bei isolierenden Wänden, wie sie in manchen numerischen und experimentellen Modellen verwendet werden, schließen sich die Ströme aufgrund der Divergenzfreiheit immer innerhalb der Schmelze, was dazu führen kann, dass keine globale Beruhigung erreicht wird, da jede Abbremsung an einer Stelle eine Beschleunigung an anderer Stelle zur Folge hat. In Szenarien mit leitfähigen Wänden (wie sie grundsätzlich in der Praxis auftreten) können sich die Ströme in der Strangschale schließen, sodass tatsächlich ein beruhigender Effekt sowie eine Umstrukturierung der Strömung eintreten kann [92].

Im Falle von isolierenden Wänden wird der mittlere Jetaustrittswinkel flacher, sodass sich die Auftreffpunkte an der Schmalseite nach oben verschieben. Gleichzeitig wird der Flüssigmetallstrahl in niederfrequente Oszillationen um die Mittellage versetzt, die in beiden Kokillenhälften gegenphasig erfolgen. Die mittlere Strömung und Intensität der turbulenten Oszillationen sind dabei stark ortsabhängig. Der Jet wird aus dem Bereich des stärksten Feldes verdrängt. Außerdem entstehen Rezirkulationsgebiete über- und unterhalb des Flüssigmetallstrahls [54, 92]. Des Weiteren wird in der Literatur beschrieben, dass DC-Felder die Turbulenz des Jets unterdrücken und ihn relaminarisieren können, wenn das Magnetfeld den Tauchrohrauslass überdeckt. Wird das Feld stattdessen unter dem Auslass eingesetzt, wird der Strahl nach oben gelenkt, wobei die Turbulenz erhalten bleibt und somit die Homogenisierung der Schmelze gefördert wird [7].

Die Kokillenströmung ist dabei sehr empfindlich gegenüber leichten Asymmetrien des DC-Feldes, welche starke, lang anhaltende Asymmetrien im Geschwindigkeitsfeld erzeugen können [7]. Obwohl die Bezeichnung „Bremse“ nahelegt, dass der Durchfluss der Kokille reduziert wird, konnte dies in der Literatur nicht bestätigt werden [92].

Bei Experimenten mit leitfähigen Wänden unter EMBr-Einfluss verlässt der Jet gleichermaßen das Tauchrohr unter einem flacheren Winkel [54], ist allerdings sehr stabil und die Oszillationen verschwinden [93]. Dadurch verringert sich die Auftrefftiefe an der Schmalseite, was wiederum die Wahrscheinlichkeit reduziert, dass Einschlüsse tief im Strang eingefangen werden [49, 109]. Die Rezirkulationsgebiete ober- und unterhalb des Jets bleiben erhalten, wobei diese mit unterschiedlicher Intensität beschrieben werden [18]. Eine Änderung der Strömungsrichtung an der freien Oberfläche ist möglich [54]. Die Aufströmung der unteren Rolle verschwindet in diesem Fall, sodass unter dem Jet nur eine Abströmung vorhanden ist [92].

Unter beiden Randbedingungen wird die Strömung in Richtung des Magnetfeldes homogenisiert [18, 92]. Neben den periodischen Strahlauslenkungen sind auch sich aus dem Jet ablösende Wirbel als zeitharmonischer Effekt beschrieben worden, die diagonal mit der Strömung transportiert werden [92].

Die Effekte der Bremse auf die Strömung unterscheiden sich teilweise deutlich in Abhängigkeit vom eingesetzten EMBr-Typ. So wird etwa bei Einsatz von lokalen EMBr ein tieferer Auftreffpunkt des Jets berichtet [8].

3.4 Messtechniken für die Kokillenströmung

Es ist offensichtlich, dass für den Prozessverantwortlichen die Kenntnis der Strömung von entscheidender Wichtigkeit ist, da nur so die Strömung gezielt beeinflusst werden kann. Die Kokillenströmung ist für viele Messtechniken nur schwer zugänglich, denn die hohe Temperatur von mehr als 1500 °C erschwert direkte und invasive Messungen, die Undurchsichtigkeit macht optische Methoden wie Particle Image Velocimetry (PIV) unmöglich und die hohe Röntgenabsorption von Stahl verhindert den Einsatz der Röntgenvelocimetrie.

Die anwendbaren Messtechniken lassen sich in direkte und indirekte Methoden unterscheiden, wobei die folgenden zu den direkten gehören:

1. **Paddel:** Ein an einer Achse aufgehängtes Paddel wird von oben mit einer definierten Tiefe in die Schmelze eingetaucht und von ihr angeströmt. Die resultierende Kraft auf das Paddel kann am oberen Ende des Paddelstabs entweder indirekt über die Auslenkung oder direkt per Kraftmessung bestimmt werden. Damit kann eine qualitative, zeitaufgelöste Aussage über die Strömung an sehr wenigen Stellen in der Kokille getroffen werden [18].
2. **Nagelbrettmethode:** In eine Platte werden Stahl- und Aluminiumstifte eingelassen. Die Platte wird für einige Sekunden herabgelassen, sodass die Stifte vollständig im Gießpulver verschwinden. Die Aluminiumstifte werden innerhalb der Schlackeschicht verflüssigt, sodass die Bestimmung der Dicke der Schlackeschicht und der Gießpulverschicht über die verbleibende Länge der Stifte ermöglicht wird. An den Stahlstiften ist nach dem Herausziehen ein erstarrter Tropfen zu sehen, anhand dessen Form Rückschlüsse auf Betrag und Richtung der Strömung unmittelbar an der Schmelzenoberfläche gezogen werden können [74, 91].
3. **MFC-Sensor:** Der Mould Flow Control (MFC) Sensor besteht aus einem starken Permanentmagneten mit zwei daran montierten Hall-Sensoren, siehe Abbildung 3.7. Der Permanentmagnet wird außen an die Kupferkokille montiert und erzeugt ein die flüssige Schmelze lokal durchdringendes Magnetfeld, das in der sich bewegenden Stahlschmelze einen Strom induziert, der wiederum ein neues Magnetfeld erzeugt. Die Strömung in der Kokille ist stark turbulent, sodass kleinskalige Wirbel mit der großskaligen Hauptströmung mittransportiert werden. Wenn ein Wirbel den Sensor passiert, erzeugt er zuerst am einen, dann am anderen Hall-Sensor ein charakteristisches Signal. Über eine Kreuzkorrelation der beiden Signale kann die Geschwindigkeit der Schmelze abgeschätzt werden. Mit geeigneter Positionierung einer Vielzahl von Sensoren kann das globale, wandnahe Strömungsprofil abgeleitet werden [11, 17, 91].
4. **Local-Lorentz-Force-Velocimetry (LLFV):** Ein starker Permanentmagnet wird in die Nähe der Schmelze positioniert, sodass diese vom Magnetfeld durchsetzt wird und Wirbelströme induziert werden, wie Abbildung 3.8 zeigt. Die Interaktion der Wirbelströme mit dem statischen Magnetfeld erzeugt Lorentzkräfte, die nach dem 3. Newtonschen Gesetz auf die Schmelze und auf den Magneten gleichermaßen wirken. Die Kraft auf den Magneten ist proportional zur Strömungsgeschwindigkeit, sodass über eine Kraftmessung die Strömungsgeschwindigkeit an der Schmelzenoberfläche lokal bestimmt werden kann [25, 83, 89]. In den vergangenen Jahren wurde der Sensor

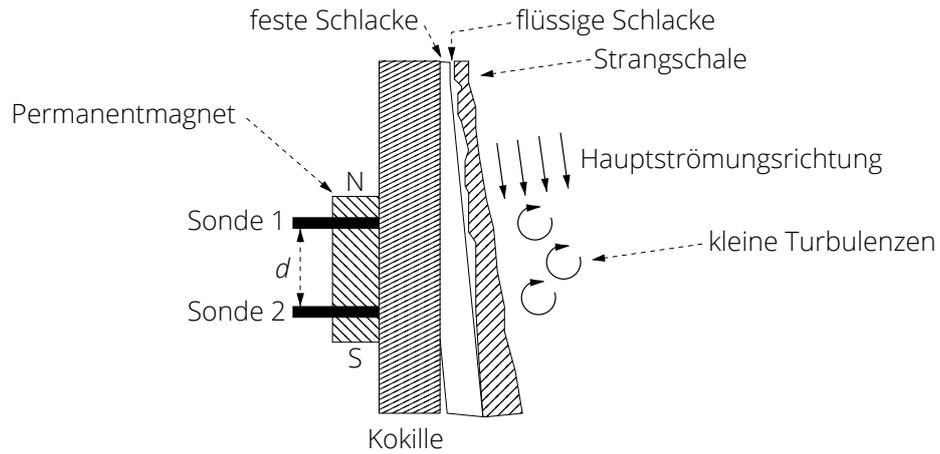


Abbildung 3.7: Prinzip des MFC-Sensors (nach [100])

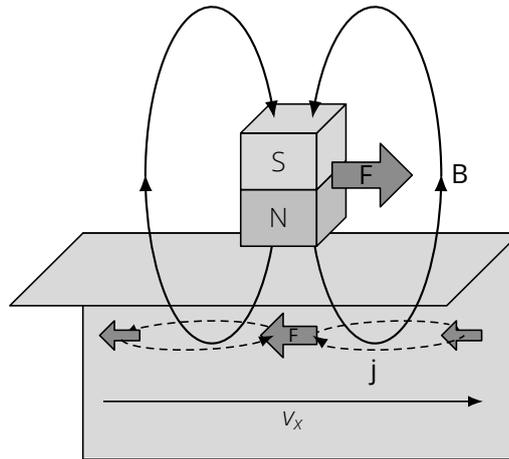


Abbildung 3.8: Prinzip der Local-Lorentz-Force-Velocimetry (nach [114])

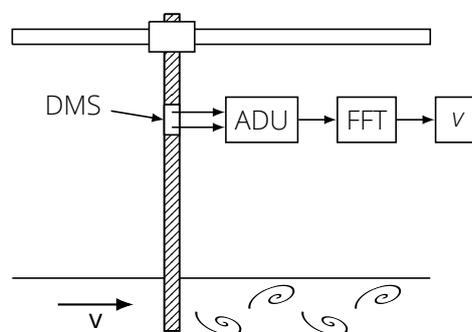


Abbildung 3.9: Prinzip der Karman-Wirbel-Sonde

weiterentwickelt, sodass er nicht nur eine Kraft, sondern alle drei Kraft- und Drehmomentkomponenten gleichzeitig messen kann. Der Sensor wurde in dieser Form erfolgreich am Mini-LIMMCAST für eine stationäre Doppelrollenströmung in einer Brammenkokille validiert [26, 71]. Für eine globale Strömungsmessung sind eine große Anzahl von Sensoren notwendig, wobei die gegenseitige Beeinflussung der Sensoren durch geeignete Maßnahmen ausgeschlossen werden muss, was eine noch offene Forschungsaufgabe darstellt. Zudem findet beim Einsatz von starken Magneten eine lokale Beeinflussung der Strömung statt, da der Interaktionsparameter $N > 1$ ist.

5. **Schmelzkugel-Methode:** Hierbei werden Metallkugeln innen mit mehreren Temperatursonden versehen. Die Kugeln werden in das Schmelzbad eingetaucht und die Zeit gemessen, die die Kugeln zum Aufschmelzen benötigen. Diese Zeit ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und der Temperatur der Schmelze. Die Kugeln inklusive Sensorik sind sehr aufwendig herzustellen und es werden stets mehrere Kugeln benötigt, weswegen sich dieses Verfahren nicht durchgesetzt hat [51, 52, 55].
6. **Karman-Wirbel-Sonde:** Ein Zylinder aus einem beständigen Material, beispielsweise SiALON, wird in die Schmelze eingetaucht. Der Zylinder ist an der Oberseite starr mit einem ihn tragenden Metallstab verbunden. Die Anströmung des Zylinders durch die Schmelze erzeugt in Strömungsrichtung hinter dem Zylinder eine Karmansche Wirbelstraße, deren Wirbel-Ablösefrequenz abhängig von der Schmelzengeschwindigkeit ist. Durch die periodische Wirbelablösung wird der Zylinder in Schwingung versetzt, was durch einen an dem Stab montierten dynamischen Dehnungsmesser registriert wird. Über eine FFT des Sensorsignals wird dann die charakteristische Frequenz der Wirbelablösung ermittelt, woraus über die Strouhalzahl die Geschwindigkeit der Schmelze berechnet werden kann [28]. Dieses Verfahren ist in Abbildung 3.9 noch einmal illustriert.

Die folgende Methode zählt zu den indirekten Messverfahren.

7. **Faser-Bragg-Gitter:** Hierbei wird eine zeitlich-räumlich hochaufgelöste Temperaturmessung in der Kokillenwand durchgeführt. Dazu werden mehrere Lichtwellenleiter (LWL) mit jeweils mehreren Faser-Bragg-Gittern in die Kokille eingelassen. Bei Faser-Bragg-Gittern handelt es sich um Interferenzfilter mit periodisch moduliertem Brechungsindex, wobei sich die charakteristische Reflexionsfrequenz eines Gitters mit der Temperatur ändert. Durch an den LWL angeschlossene optische Messtechnik wird diese Frequenz während des Gießens bestimmt und damit die Temperatur ermittelt. Aus der zweidimensionalen Temperaturverteilung in der Kokillenwand kann die Form des Meniskus bestimmt werden, was indirekte Rückschlüsse auf die Kokillenströmung in der Nähe der freien Oberfläche zulässt [24, 79]. Die Zeitableitung des Temperaturprofils kann Hinweise auf entstehende Risse und zu dünne Strangschalen geben, wodurch einem möglichen Ausbruch der Schmelze aus dem Strang entgegengewirkt werden kann [80]. Gängig ist auch die Verwendung von wenigen, räumlich verteilten Thermoelementen in der Kokillenwand, wobei die räumliche Auflösung geringer ist.

Von den existierenden Methoden sind die Verfahren 1, 2, 5 und 6 invasiv, was bei heißen Schmelzen nachteilig ist. Bei der Anwendung der Paddel muss besonderer Wert auf die thermische Widerstandsfähigkeit der Sensoren gelegt werden. Die Methoden 1 bis 6 sind darüber hinaus lokal; sie lassen nur Messungen an wenigen Stellen zu. Aus lokalen Messungen zuverlässige und exakte Rückschlüsse auf die interessierende Gesamtströmung in der Kokille zu ziehen stellt eine große Herausforderung dar. Die Verfahren 2 und 5 haben darüber hinaus den Nachteil der sehr schlechten zeitlichen Auflösung. Verfahren 7 bietet

Methode	invasiv	destruktiv	Zeitauflösung	Ortsauflösung	Komponenten	Sensorenzahl	Umbauten notwendig
Paddel	ja	nein	gut	schlecht	1D	gering	nein
Nagelbrett	ja	ja	schlecht	gut	2D (Oberfläche)	hoch	nein
MFC-Sensor	nein	nein	gut	gut	1D (Wand)	mittel	ja
LFV	(ja)	nein	gut	mittel	2D (Oberfläche)	mittel	ja
Schmelzkugel	ja	ja	schlecht	mittel	2D	hoch	nein
Wirbel-Sonde	ja	nein	gut	gut	1D (Oberfläche)	gering	nein
Faser-Bragg-Gitter	nein	nein	gut	gut	2D (Temperatur)	mittel	ja
CIFT	nein	nein	gut	mittel	2D oder 3D	mittel	ja

Tabelle 3.1: Vergleich der Messtechniken für den Strangguss

zwar viele Messstellen mit guter zeitlicher Auflösung, allerdings ist die Messung durch die notwendige thermische Diffusion in der Kokillenwand prinzipiell zeitverzögert und grundsätzlich auf eine zwei-dimensionale Approximation des Temperaturfeldes beschränkt. Tabelle 3.1 fasst den Vergleich der Messtechniken noch einmal zusammen.

Es existiert in der Industrie also kein Verfahren, welches die globale Strömungsstruktur wiedergeben kann und sich als Monitoringwerkzeug für den Anlagenbediener eignet, wobei Faser-Bragg-Gitter noch die vielversprechendste Methode darstellen. Somit erscheint die Anwendung von CIFT für das Stranggießen sinnvoll und wünschenswert.

4 Signalerfassung und -verarbeitung für CIFT

In diesem Kapitel sollen die Eckpunkte des analogen und digitalen Signalweges dargestellt werden. Dies umfasst die Erzeugung des Erregerfeldes, die Detektion des induzierten Magnetfeldes, die Messung des Erregerstroms, die Analog-Digital-Umsetzung des Magnetfeldes und des Stromes sowie die Extraktion des induzierten Magnetfeldes aus den Rohdaten. Diese Aspekte von CIFT wurden in früheren Arbeiten von Wondrak [100], Klotsche [38] und Qin [66] nur verkürzt betrachtet.

Im analogen Bereich entfällt der größte Teil auf die Magnetfeldsensoren, die in vorangegangenen Arbeiten bereits zur Messung des induzierten Feldes erfolgreich eingesetzt wurden, aber erst in dieser Arbeit theoretisch vollständig beschrieben werden. Bezüglich der Induktionsspulen wurde zuvor vor allem die Definition und Kalibrierung der Sensitivität erbracht, deren alleinige Angabe ohne Berücksichtigung der zusätzlichen Phasenverschiebung bei Messungen mit hohen Frequenzen allerdings zu erheblichen Messabweichungen führt. Gleichfalls wurde das Rauschen der Sensoren und des Messsystems bisher nicht betrachtet, sodass für die CIFT-Magnetfeldmessung mit Induktionsspulen bisher keine Messunsicherheit angegeben werden konnte. Daher werden in diesem Kapitel für CIFT zum ersten Mal die zur Messung verwendeten Induktionsspulen theoretisch bezüglich Frequenzgang und Eigenrauschen beschrieben. Die aus den theoretischen Überlegungen abgeleiteten Modelle werden anhand von Messungen validiert. Ebenso werden Hinweise gegeben, wie eine für CIFT optimale Induktionsspule zu entwerfen ist. Die gewonnenen Erkenntnisse werden dann für ein neues Design von Induktionsspulen für die LIMMCAST-Anlage genutzt.

Darüber hinaus wird im Abschnitt über digitale Signalverarbeitung (DSV) eine Einführung in die Quadraturdemodulation und den darauf aufbauenden Amplitudenschätzer nach Lomb und Scargle [45, 77] gegeben und die zum Erhalt eines exakten Ergebnisses notwendigen Randbedingungen erklärt. Zudem werden die unterschiedlichen Filter erläutert, die auf die Rohdaten und die extrahierten induzierten Felder angewendet werden.

4.1 Messkette

Im ersten Teil dieses Kapitels wird auf die Induktionsspulen zur Magnetfeldmessung, den Stromwandler zur Messung des Erregerstroms und den Analog-Digital-Umsetzer (ADU) als Dreh- und Angelpunkte der Messkette eingegangen. Die Messkette ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Ein Signalgenerator erzeugt eine Sinusspannung, die von der Stromquelle in einen Sinusstrom umgewandelt wird. Der Erregerstrom wird der Erregerspule zugeführt, nach-

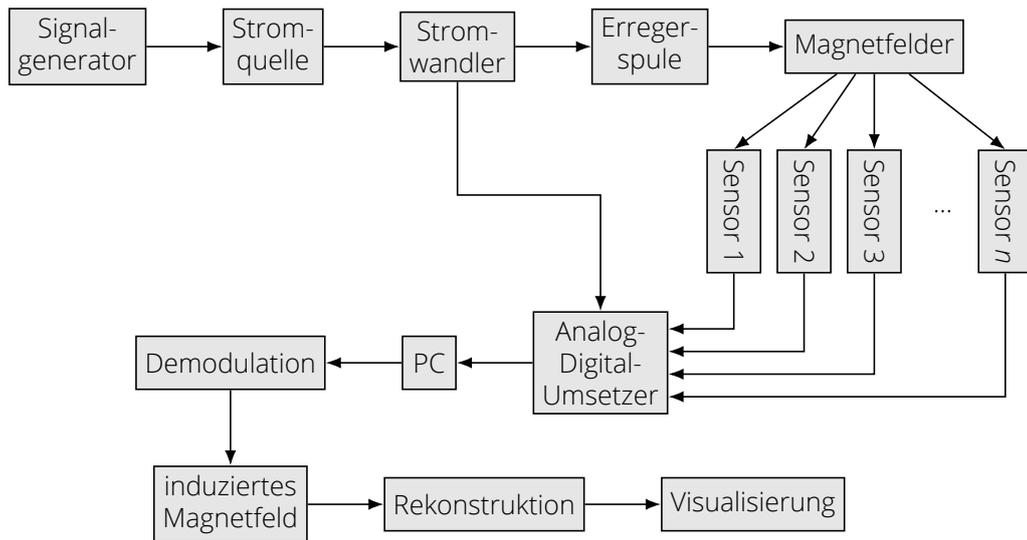


Abbildung 4.1: Signalflussplan der Experimente

dem er den Stromwandler durchflossen hat, der einen proportional verkleinerten Strom zur Messung bereitstellt. Durch die Erreger-spule entsteht das Anregungsmagnetfeld, welches durch das induzierte Magnetfeld aus der Schmelze überlagert wird. Mittels mehrerer Induktionsspulen wird die Überlagerung beider Felder gemessen und die entstehenden elektrischen Spannungen werden gemeinsam mit dem umgewandelten Erregerstrom dem Analog-Digital-Wandler zugeführt. In Folge führt ein Computer die Demodulation aus, womit das induzierte Magnetfeld aus den Daten extrahiert wird. Abschließend wird die Rekonstruktion und Visualisierung der Strömung aus den Messdaten durchgeführt.

4.2 Induktionsspulen

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit dem Einsatz von CIFT in der Gegenwart einer elektromagnetischen Bremse (EMBr). Diese erzeugt ein starkes statisches Magnetfeld in der Größenordnung von 300 mT zwischen den Polschuhen. Es wird ein Sensor benötigt, der in diesem statischen Magnetfeld das induzierte Magnetfeld in der Größenordnung von etwa 100 nT sicher messen kann.

Frühere Arbeiten [103] verwendeten vorzugsweise Fluxgatesensoren des Typs *Foerster 1.782* [30] bzw. *Foerster 1.783* [29] als Messwandler. Diese haben eine sehr geringe Messunsicherheit von höchstens 0,5% des Messbereiches und sehr geringes Rauschen von $b_n \leq 35 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$, haben aber aufgrund von Sättigungseffekten im ferromagnetischen Kern einen maximalen Messbereich von 1,2 mT. Es existieren keine marktverfügbaren Fluxgatesensoren, die in einem deutlich stärkeren Magnetfeld funktionieren.

Abbildung 4.2 zeigt eine Übersicht über den Messbereich von gängigen Magnetfeldsensoren. Für das geplante Einsatzszenario zwischen 100 nT und 300 mT kommen grundsätzlich SQUIDs, Induktionsspulen (search coils oder pickup coils) und magnetoresistive Sensoren (GMR) infrage. Von diesen eignen sich weder SQUIDs noch GMR, da erstere auf Supraleitung basieren, wofür die benötigten extrem tiefen Temperaturen die Komplexität der Messung auf ein unerwünschtes Maß erhöhen würden, und letztere intrinsische Hysterese-Effekte und Nichtlinearitäten in der R - H -Kennlinie im Bereich von einigen Prozent des Messbereichs aufweisen [60]. Diese Effekte zu kompensieren ist Gegenstand aktueller Forschung [4, 34], sodass zurzeit nur die Messung mit Induktionsspulen möglich ist.

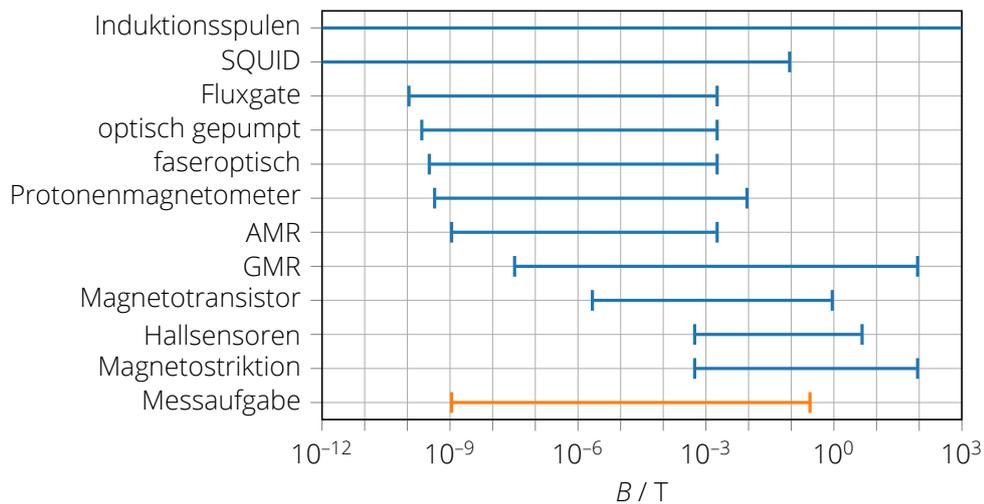


Abbildung 4.2: Vergleich des Messbereiches gängiger Magnetfeldsensortypen (Daten – mit Ausnahme von Fluxgatesensoren – aus [97])

4.2.1 Allgemeine Beschreibung

Induktionsspulen basieren auf dem Faradayschen Induktionsgesetz (2.2), welches besagt, dass die zeitliche Änderung eines magnetischen Feldes ein elektrisches Feld erzeugt. Wird eine ebene, offene Leiterschleife mit der Windungszahl n und Fläche S von einem magnetischen Feld der Amplitude B orthogonal durchsetzt, so entsteht eine induzierte Spannung

$$U_{\text{ind}} = -nS \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (4.1)$$

welche an den Klemmen der Leiterschleife abgegriffen werden kann. Die Ausgangsspannung ist also direkt proportional zur zeitlichen Änderung des die Leiterschleife durchsetzenden magnetischen Flusses. Ist das Magnetfeld stationär, bspw. bei einer magnetischen Bremse, ist die induzierte Spannung aufgrund der verschwindenden Zeitableitung gleich null.

Ausgehend von einem Feld der Bremse $B_{\text{EMBr}} \approx 100 \text{ mT}$, einem periodischen Erregerfeld $B_0 \approx 1 \text{ mT}$ und einem induzierten Feld $b \approx 100 \text{ nT}$, reduziert sich die durch die Messkette sicherzustellende Dynamik von

$$\frac{B_{\text{EMBr}}}{b} = 10^6 \quad (4.2)$$

durch den Einsatz von Induktionsspulen um 2 Größenordnungen auf

$$\frac{B_0}{b} = 10^4. \quad (4.3)$$

Wie bereits in Abschnitt 2.4 erläutert, können für CIFT sowohl Absolutensoren als auch gradiometrische Sensoren eingesetzt werden, wofür bei Induktionsspulen die Bezeichnungen Einfachspule und gradiometrische Spule üblich sind. Eine Einfachspule besteht typischerweise aus einem einzelnen Wicklungskörper, in dem alle Windungen gleichsinnig gewickelt sind. Im Gegensatz dazu besitzt eine gradiometrische Spule zwei versetzte Teilspulen, die antiseriell in Reihe geschaltet sind. Die Teilspulen müssen dabei nicht zwangsläufig gleich gestaltet sein. Abbildung 4.3 zeigt einige bekannte Arten von Einfachspulen und gradiometrischen Spulen, wie sie bspw. auch bei MEG eingesetzt werden.

Wird eine gradiometrische Spule von einem äußeren harmonischen Magnetfeld durchsetzt, wird in beiden Teilspulen eine Ausgangsspannung erzeugt. Ist dieses Feld homogen, so sind beide Ausgangsspannungen identisch, vorausgesetzt, dass beide Teilspulen bis auf

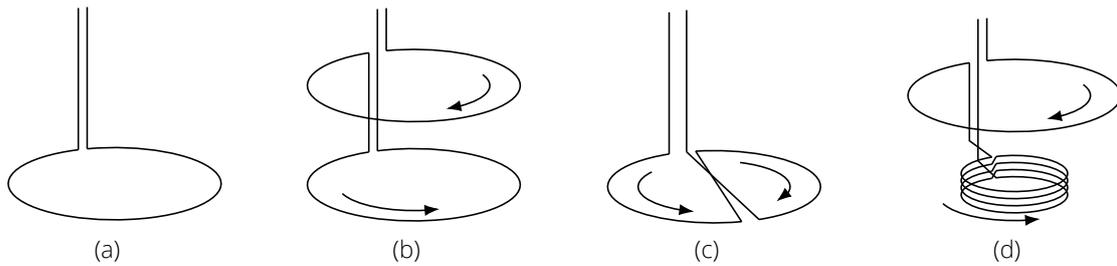


Abbildung 4.3: Übersicht über gängige Typen von Induktionsspulen: (a) Einfachspule, (b) axiale gradiometrische Spule 1. Ordnung, (c) planare gradiometrische Spule, (d) asymmetrische gradiometrische Spule (nach [97])

den Wicklungssinn identisch sind. Durch die antiserielle Reihenschaltung ist die Gesamtspannung null. Weist das Magnetfeld allerdings einen räumlichen Gradienten auf, so sind die beiden Ausgangsspannungen unterschiedlich und eine messbare Gesamtspannung kann an den äußeren Klemmen abgegriffen werden. Damit kann der räumliche Gradienten des Magnetfeldes gemessen werden.

Die Unterdrückung eines weitestgehend homogenen, aber zeitlich veränderlichen äußeren Feldes hat Vorteile, wie sich in Abschnitt 5.7 zeigen wird. Gleichzeitig verbessert sich die Dynamik des Sensorsignals in solchen Szenarien, in denen am gradiometrischen Sensor ein wenigstens teilweise homogenes Erregerfeld vorliegt.

4.2.2 Ersatzschaltbild

Die Ersatzschaltbilder der Induktionsspulen beschreiben ihre für diese Arbeit relevanten elektrischen Eigenschaften. Für die bei CIFT eingesetzten Sensoren ist die Analyse des Übertragungsverhaltens in vorhergehenden Arbeiten nicht exakt erfolgt und wird daher im Folgenden erstmalig durchgeführt. Gegeben ist ein harmonisches Magnetfeld

$$B(t) = -\hat{B} \cdot \sin(2\pi f \cdot t + \varphi_0) \quad (4.4)$$

mit der Amplitude \hat{B} , der Frequenz f und der Nullphase φ_0 . Es wird Gleichung (4.1) angewendet, sodass sich die induzierte Spannung zu

$$U_{\text{ind}}(t) = \underbrace{nS \cdot 2\pi \cdot f}_{=S_b} \cdot \hat{B} \cdot \cos(2\pi f \cdot t + \varphi_0) \quad (4.5)$$

ergibt. Das Produkt aus Windungszahl n , Querschnitt S und der doppelten Kreiszahl 2π wird nun als Sensitivität der Induktionsspule S_b mit der Einheit $[S_b] = \text{V}/(\text{T Hz})$ bezeichnet. Sie ist unabhängig vom Material der Spule und ist durch deren geometrischen Aufbau exakt bestimmt.

Eine technische Spule besitzt zudem resistive und parasitäre kapazitive Komponenten, welche durch den Draht und dessen Isolation hervorgerufen werden. Eine zusätzliche frequenzabhängige Phasenverschiebung der Ausgangsspannung ist die Folge. Diese Effekte lassen sich durch ein RLC-Glied, wie es in Abbildung 4.4 zu sehen ist, vollständig beschreiben. Der Phasenunterschied ist für die bei CIFT verwendeten Sensoren und Frequenzen signifikant und wird daher im Folgenden hergeleitet.

Das Ersatzschaltbild der Einfachspule folgt dem einer technischen Spule (Vierpol) mit einer Spannungsquelle an einem Klemmenpaar und dem ggf. vorhandenen Abschluss am anderen Paar (Abbildung 4.4). Die technische Spule selbst weist eine Serieninduktivität L_s , einen Serienwiderstand R_s und eine parasitäre Parallelkapazität C_p auf. Der Abschluss ist

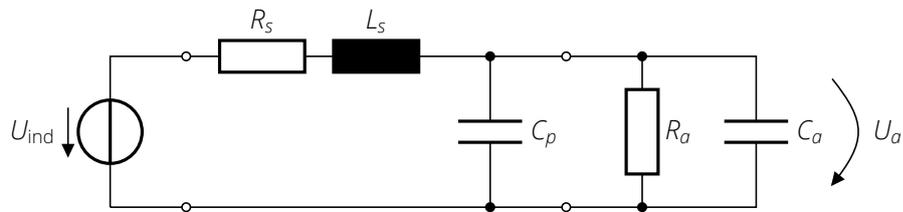


Abbildung 4.4: Ersatzschaltbild der Einfachspule

in diesem Fall eine Parallelschaltung aus einem ohmschen Widerstand und einem Kondensator. Bei dem Widerstand handelt es sich um den Eingangswiderstand der ersten Verstärkerstufe des folgenden ADU; die Kapazität ist die Summe aus dem im ADU eingebauten Kondensator, seiner parasitären Kapazität sowie der Kapazität des Anschlusskabels.

Da eine gradiometrische Spule aus zwei einzelnen Spulen besteht, die magnetisch verknüpft sind, handelt es sich um einen Transformator. In der üblichen Form besitzt ein Transformator auf der Primärseite eine Spannungsquelle mit einer Primärwicklung und auf der Sekundärseite eine Sekundärwicklung mit einem Verbraucher. Die magnetische Kopplung wird mit einem weichmagnetischen Kern sichergestellt, der beide Spulen verbindet. Wendet man das Kopplungsersatzschaltbild des Transformators [41, S. 447] auf die gradiometrische Spule an, ergibt sich Abbildung 4.5.

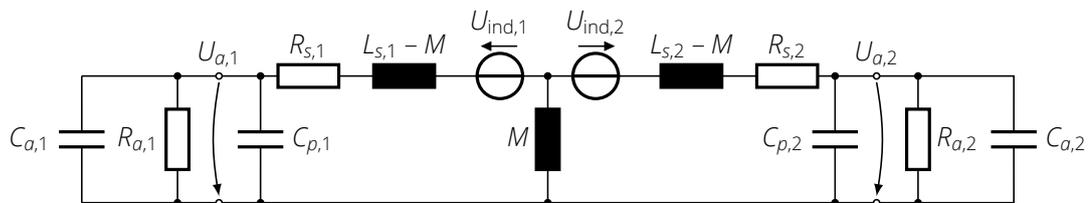


Abbildung 4.5: Kopplungsersatzschaltbild der gradiometrischen Spule

Der linke und der rechte Zweig der Schaltung korrespondiert jeweils mit der Schaltung der beiden Teilspulen mit den jeweiligen Abschlüssen. Beide Zweige sind über die Gegeninduktivität M verknüpft, die als

$$M = k_k \sqrt{L_{s,1} L_{s,2}} \quad \text{mit } |k_k| \leq 1 \quad (4.6)$$

definiert ist. Dabei ist k_k der Kopplungsfaktor, welcher das Maß der magnetischen Kopplung zwischen beiden Spulen beschreibt. Durch die gegensinnige Verschaltung bei CIFT ist k_k negativ; seine Bestimmung wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Die wirkenden Serieninduktivitäten $L_{s,1}$ und $L_{s,2}$ sind jeweils um die Gegeninduktivität reduziert und werden auch als Streuinduktivität $L_{\sigma,n} = L_{s,n} - M$ mit $n \in [1, 2]$ bezeichnet. Normalerweise existiert noch eine parasitäre Kapazität zwischen $R_{a,1}$ und $R_{a,2}$. Diese ist allerdings bei den betrachteten Frequenzen nicht signifikant und wird daher weggelassen, was die Berechnung des Netzwerks vereinfacht.

4.2.3 Übertragungsfunktion

Mit den Ersatzschaltbildern kann nun die Übertragungsfunktion aufgestellt werden. Für die Einfachspule ist dies der komplexe Spannungsteiler

$$U_a(j\omega) = \underbrace{\frac{R_a \frac{1}{j\omega(C_p+C_a)}}{R_s + j\omega L_s + \left(R_a \frac{1}{j\omega(C_p+C_a)} \right)}}_{=a(j\omega)} U_{\text{ind}}(j\omega), \quad (4.7)$$

wobei

$$(x_1) (x_2) = \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2} \quad (4.8)$$

eine Parallelschaltung darstellt. Die Systemfunktion wird als $a(j\omega)$ bezeichnet.

Die Berechnung der Übertragungsfunktion der gradiometrischen Spule erfolgt nach dem Überlagerungsverfahren bei linearen Systemen. Es wird angenommen, dass beide Zweige des Ersatzschaltbildes symmetrisch sind:

$$R_{a,1} = R_{a,2} = R_a,$$

$$R_{s,1} = R_{s,2} = R_s,$$

$$L_{s,1} = L_{s,2} = L_s,$$

$$C_{a,1} = C_{a,2} = C_a,$$

$$C_{p,1} = C_{p,2} = C_p.$$

Für das Überlagerungsverfahren werden nacheinander alle Spannungsquellen bis auf eine durch einen Kurzschluss ersetzt und die Ausgangsspannungen $U_{a,1}$ über $R_{a,1}$ sowie $U_{a,2}$ über $R_{a,2}$ berechnet. Dazu werden die Bauelemente folgendermaßen zweckmäßig zusammengefasst:

$$Z_a = R_a \parallel \frac{1}{j\omega C_a} \parallel \frac{1}{j\omega C_p}, \quad (4.9)$$

$$Z_s = Z_a + R_s + j\omega(L_s - M), \quad (4.10)$$

$$Z_g = Z_s \cdot j\omega M, \quad (4.11)$$

$$Z = Z_s + Z_g. \quad (4.12)$$

Die Gesamtspannungen an den Abschlusswiderständen berechnen sich aus der Überlagerung der Teilspannungen, die wiederum aus den Quellenspannungen resultieren. Die durch eine folgende differentielle Eingangsstufe messbare Spannung kann dann als U_a berechnet werden:

$$U_{a,1} = U_{\text{ind},1} \frac{Z_a}{Z_s + Z_g} + U_{\text{ind},2} \frac{Z_g \cdot Z_a}{Z \cdot Z_s}, \quad (4.13)$$

$$U_{a,2} = U_{\text{ind},2} \frac{Z_a}{Z_s + Z_g} + U_{\text{ind},1} \frac{Z_g \cdot Z_a}{Z \cdot Z_s}, \quad (4.14)$$

$$U_a = U_{a,1} - U_{a,2}. \quad (4.15)$$

Damit sind die Amplituden- und Phasengänge für Einfachspule und gradiometrische Spule jeweils hinreichend bestimmt.

4.2.4 CIFT-Sensorspulen

Für CIFT wurde im Rahmen von [38] eine Einfachspule (genannt 340k-Spule, nach der Anzahl der Windungen von 340 000) und eine gradiometrische Spule (zwei Wicklungen zu je 160 000 Windungen, 2x160k-Spule) entworfen. Abbildung 4.6 zeigt beide Spulentypen als Skizze und Abbildung 4.7 als Foto.

Beide Spulen bestehen aus einem gedrehten Teflon-Grundkörper (PTFE), auf den ein Backlackdraht mit einem Kerndurchmesser von 25 μm aufgewickelt ist. Nach dem Bewickeln wird die Spule bei mindestens 130°C verbacken, sodass sich die Isolationen der einzelnen Drähte miteinander verbinden und einen festen Gesamtverbund ergeben. Der Wicklungskörper besteht dann nicht mehr aus einzelnen Drähten, sondern bildet eine Einheit,

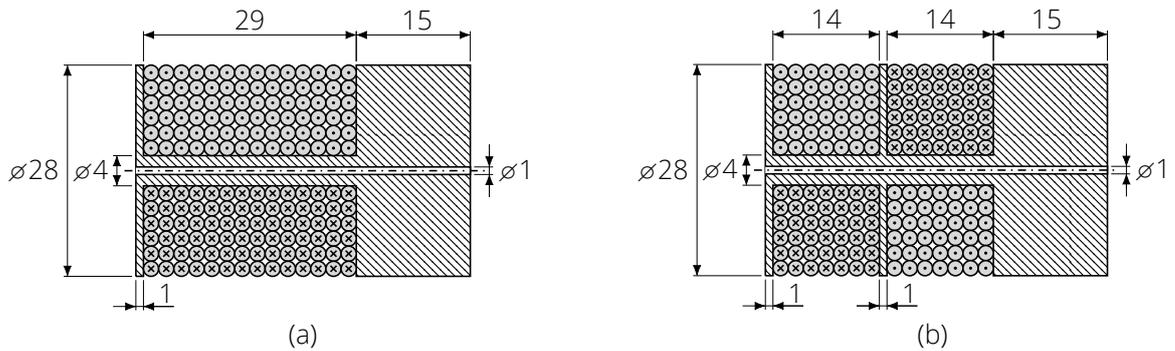


Abbildung 4.6: Skizze der Induktionsspulen im Schnitt: (a) Einfachspule, (b) gradiometrische Spule, alle Maße in mm



Abbildung 4.7: Foto der Induktionsspulen: gradiometrische Spule und Einfachspule

sodass es nicht möglich ist, dass sich einzelne Drähte – bspw. durch thermische Ausdehnung – bewegen und sich dadurch das Sensorsignal ändert.

An der hinteren Stirnseite (in Abbildung 4.6 jeweils rechts) befindet sich eine Leiterplatte, auf der die Backlackdrähte aufgelötet sind und einer Miniaturbuchse zugeführt werden. Bei der Einfachspule werden beide Enden der Wicklung herausgeführt; bei der gradiometrischen Spule sind die Wicklungen so verschaltet, dass eine Mittenanzapfung und die beiden äußeren Klemmen der Wicklungen auf der Leiterplatte herausgeführt werden.

4.2.5 Kalibrierung

Um die Stärke des Magnetfeldes aus der induzierten Spannung zu bestimmen, müssen die Spulen kalibriert werden. Mit den so ermittelten Sensitivitäten, Amplituden- und Phasengängen können die elektrischen Ersatzbauelemente mittels Ausgleichsrechnung bestimmt werden. Sind die Parameter bekannt, kann die notwendige Amplituden- und Phasenkorrektur für jede beliebige Frequenz berechnet werden¹.

Der Kalibrieraufbau ist in Abbildung 4.8 als Blockschaltbild gezeigt. Ein PC steuert einen Signalgenerator vom Typ *Agilent 33220A* per Telnet-Verbindung. Für ein definiertes Intervall wird eine stationäre Sinusspannung erzeugt, die einer Helmholtz-Spulenordnung zugeleitet wird. Der dabei fließende Strom wird mit einer Stromzange *Tektronix TCP 0030* in Kombination mit dem Signalwandler *Tektronix TCPA 300* gemessen und von einem *LTT24 ADU* digitalisiert. Die Erregerspulen sind entweder gleichsinnig (Helmholtz-Spule, homogenes Feld für Einfachspulen) oder gegensinnig (Maxwell-Spule, Gradientenfeld für gradiometrische Spulen) in Reihe geschaltet. Der magnetische Mittelpunkt des Sensors wird mit dem

¹Die Kalibrierung ist im Rahmen von [66] erfolgt, allerdings enthielt die dort durchgeführte Auswertung einen Fehler, weswegen sie wiederholt wurde; es gelten ausschließlich die in dieser Arbeit gezeigten Werte.

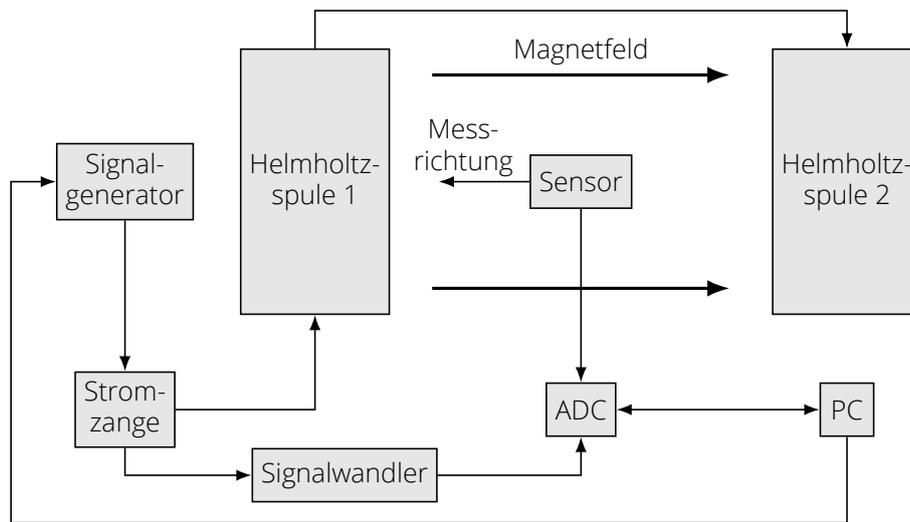


Abbildung 4.8: Blockschaltbild des Kalibrieraufbaus

Mittelpunkt zwischen beiden Feldspulen in Übereinstimmung gebracht und der Sensor so ausgerichtet, dass die Messrichtung mit der Feldrichtung zusammenfällt. Die Ausgangsspannung des Sensors wird gleichfalls vom ADU digitalisiert und im PC abgespeichert. Nach dem Ende des Intervalls wird die nächste Frequenz aus einer Menge an interessierenden Frequenzen eingestellt und die Messung wiederholt. Die Frequenzen werden so gewählt, dass in den interessierenden Bereichen (sehr kleine Frequenzen und Resonanz) möglichst viele Messwerte vorhanden sind. In den übrigen Bereichen werden die Frequenzabstände zur Zeitersparnis erhöht.

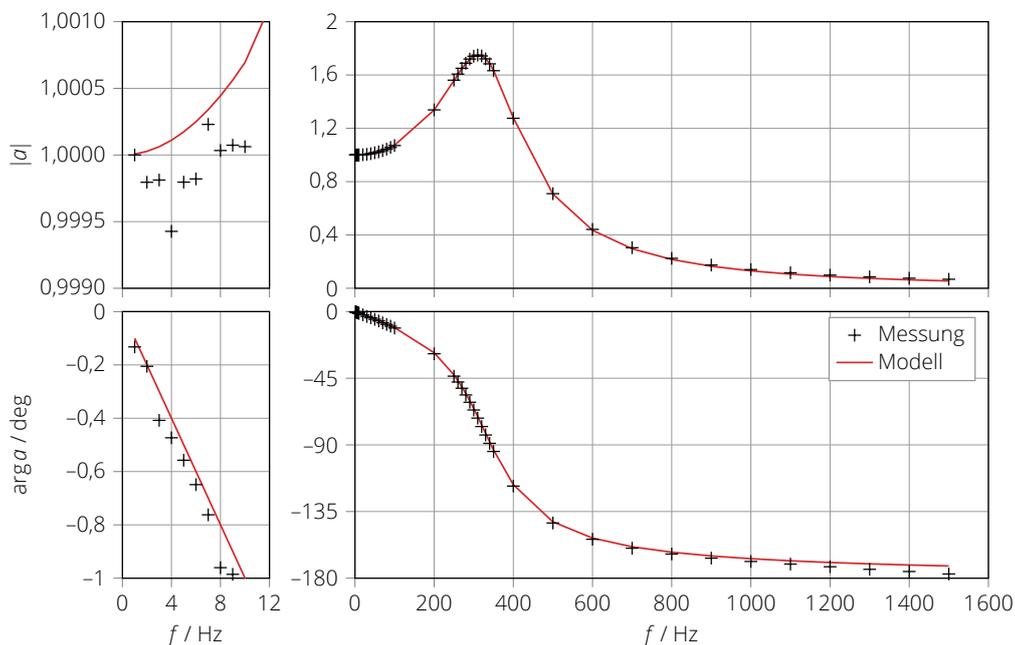


Abbildung 4.9: Amplituden- und Phasengang der Einfachspule 340k mit numerischem Modell

Nach Ende der Messung kann mittels Demodulation (siehe Abschnitt 4.6) pro Intervall die Amplitude und die Phase der Sensorspannung gegenüber dem Erregerstrom abzüglich einer Differenz von 90° ermittelt werden. Mittels Ausgleichsrechnung über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate werden die Parameter der Amplitudengänge gemäß Gleichun-

gen 4.7 bis 4.15 bestimmt. Die Stabilität der Ausgleichsrechnung wird deutlich verbessert, wenn die Anzahl unbekannter Parameter verringert wird und nur L_S und C_p bestimmt werden müssen. Der ohmsche Widerstand wurde mit einem Multimeter gemessen; die Induktivität L_S und die magnetische Kopplung k wurden zur Vorgabe eines geeigneten Startwertes über eine elektromagnetische 2D-Simulation abgeschätzt.

Die Simulation erfolgte in *Opera 2D* und ergab für die Einfachspule $L_S = 496,8$ H und für die gradiometrische Spule $L_S = 170,6$ H. Der ohmsche Widerstand beträgt $R_S = 592,0$ k Ω für die Einfachspule und $R_S = 260,3$ k Ω für die gradiometrische Spule. Der verwendete Abschlusskondensator beträgt laut Datenblatt 50 pF [42]. Der Eingangswiderstand des AD-Wandlers kann mit 1 T Ω angenommen werden.

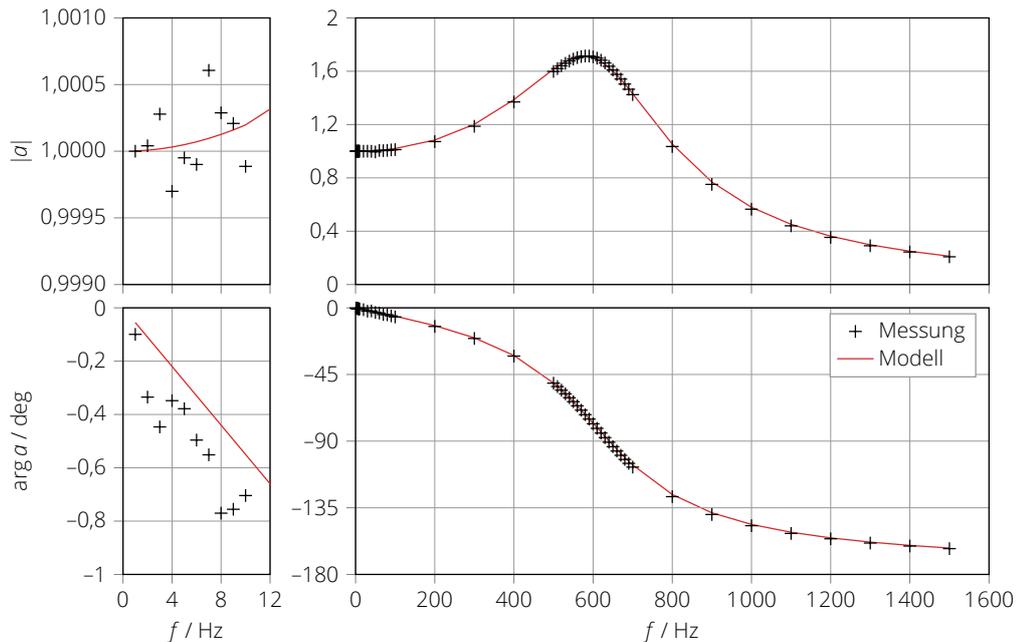


Abbildung 4.10: Amplituden- und Phasengang der gradiometrischen Spule 2x160k mit numerischem Modell

In den Abbildungen 4.9 und 4.10 sowie Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der Ausgleichsrechnung für den gesamten Frequenzbereich und im Detail für den niederfrequenten Frequenzbereich dargestellt. Die gute Übereinstimmung der Modelle mit den Messdaten ist sofort zu erkennen. Es fällt auf, dass die Resonanz bereits bei wenigen hundert Hertz auftritt und selbst bei kleinen Frequenzen von wenigen Hertz eine signifikante Phasenverschiebung vorhanden ist. Der Standardfehler für die mit Ausgleichsrechnung ermittelten Werte L_S und C_p liegt jeweils im Bereich von 0,2 %. Die Messung einer größeren Stichprobe erfolgte nicht, da durch Qin gezeigt wurde, dass die Streuung der elektrischen Parameter vernachlässigbar ist [66].

4.2.6 Induktionsspulenentwurf für LIMMCAST

Für Messungen an der LIMMCAST-Anlage (Kapitel 7) sollen neue Induktionsspulen entworfen und gefertigt werden, da die bisherigen Spulen für die Anwendung an der Mini-LIMMCAST-Anlage (Kapitel 5 ff.) ausgelegt waren und die LIMMCAST-Kokille ca. 5 mal so groß wie die Mini-LIMMCAST-Kokille ist. Da bspw. die Empfindlichkeit S_b des Sensors mit seiner Querschnittsfläche skaliert, ist es zweckmäßig, einen neuen Sensor mit größerer Fläche zu entwerfen. Bisher erfolgte die Auslegung der Induktionsspulen bei CIFT stets nach

empirischen Gesichtspunkten. Im Folgenden wird stattdessen ein neuer Ansatz verfolgt, der eine möglichst optimale Spule zum Ergebnis haben soll.

Für eine optimale Induktionsspule ist ein großes SNR und eine große Empfindlichkeit notwendig, um das kleine induzierte Magnetfeld zuverlässig zu detektieren. Zur Fragestellung, wie eine solche Spule zu entwerfen sei, konnte keine geeignete Literatur gefunden werden. Allerdings ist die Maximierung der Empfindlichkeit und Minimierung des Rauschens verwandt mit der Aufgabe, aus einem gegebenen Drahtstück eine Spule maximaler Induktivität zu konstruieren. Hierbei kann die Induktivität einer Spule als Maß für die Kopplung des treibenden elektrischen Stromes und des entstehenden Magnetfeldes dienen, wohingegen die Empfindlichkeit das zur Querschnittsfläche orthogonale Magnetfeld mit der Ausgangsspannung verknüpft. Induktivität und Empfindlichkeit einer Spule sind dabei nur von geometrischen Parametern wie Durchmesser, Wickelbild und Windungsanzahl abhängig. Das Problem der Maximierung der Induktivität ist seit mehr als 100 Jahren bekannt und soll als näherungsweise Optimierung dienen.

Eine analytische Lösung für eine Spule mit maximaler Induktivität existiert ebenfalls nicht, allerdings gibt es empirische Näherungen. Die erste wurde 1912 von Morgan Brooks und Hubert Turner gefunden und gilt für dicht gewickelte zylindrische Spulen [6, S. 11 ff.], [20, S. 94 ff.]. Das von ihnen beschriebene Design ist auch als Vier-Quadrat-Methode bekannt, da alle Abmessungen sich mithilfe von vier identischen Quadraten mit der Kantenlänge c berechnen lassen. Abbildung 4.11(a) zeigt eine entsprechende Spule. Als mögliche Alternativen wurden später die Varianten mit drei und fünf Quadraten von Murgatroyd gefunden [57], die bei gleicher verwendeter Drahtlänge nur 1,4 % bzw. 2,4 % schlechter als die originale Methode sind (Abbildung 4.11(b) und (c)). Allen Lösungen ist gemein, dass sie sich sehr leicht herstellen lassen und dadurch für die Praxis sehr interessant sind.

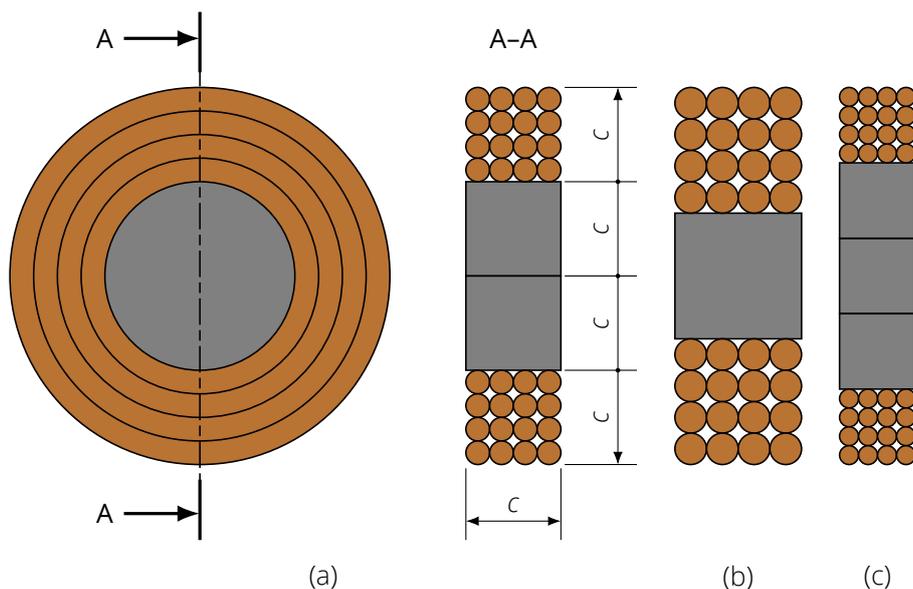


Abbildung 4.11: Konstruktion von Induktionsspulen nach der Methode der Quadrate für (a) vier, (b) drei und (c) fünf Quadrate bei konstantem Außendurchmesser

Von diesen drei Varianten erweist sich für CIFT die Fünf-Quadrat-Methode als am geeignetsten. Das strömungsinduzierte Magnetfeld ist nicht homogen, sondern entsteht in einer kompakten „Quelle“ vor dem Sensor und nimmt deshalb mit r^2 ab. Spulenwindungen, die sich weiter weg befinden, tragen daher weniger zum Ausgangssignal bei, als Windungen, die sich unmittelbar in der Nähe der Schmelze befinden. Aus diesem Grund ist eine schmale Spule zu favorisieren, was bei gegebenem maximalen Außendurchmesser am besten von der Fünf-Quadrat-Spule realisiert wird.

Für die während dieser Arbeit verwendete LIMMCAST-Kokille müssen die Induktionsspulen über einen Abschnitt der vertikal orientierte Schmalseite mit einer Länge von 700 mm gleichmäßig verteilt werden. Wenn zwischen den Spulen ein Abstand von 3 mm eingehalten werden soll, ergibt sich für den Außendurchmesser des Spulenkörpers ein Wert von $d_a = 74$ mm, sodass ein Quadrat in diesem Fall $c = 14,8$ mm Kantenlänge hat. Der Spulenkörper wird aus dem Material PEEK gefertigt, da dieses elektrisch isolierend, thermisch beständig und ausreichend hart ist, gleichzeitig aber gut bearbeitet werden kann. Für die Wicklung wird wieder ein Backlackdraht der Firma Elektrisola eingesetzt [15].

Aus dem zugehörigen Datenblatt des Drahtes wurden folgende Parameter extrahiert: (a) der Kerndurchmesser des Drahtes d_k im Bereich von 10 μm bis 500 μm , (b) der Füllfaktor k_F als Zahl der Drähte pro Fläche in der resultierenden Wicklung² sowie (c) der Widerstandsbelag ρ_r . Mit diesen Angaben lassen sich alle Werte der Spule berechnen.

Der Außen- und Innendurchmesser der Spule beträgt $d_a = 5c$ und $d_i = 3c$. Der mittlere wirksame Querschnitt der Wicklung ist dann [97]

$$\bar{S} = \frac{\pi}{12} \cdot \frac{d_a^3 - d_i^3}{d_a - d_i} \quad (4.16)$$

und die Windungszahl

$$n = c^2 \cdot k_F. \quad (4.17)$$

Als Resultat erhält man die Empfindlichkeit $S_b = 2\pi n \bar{S}$. Des Weiteren ist der Widerstand über

$$R = n \rho_r \sqrt{4\pi \bar{S}} \quad (4.18)$$

gegeben. Die sich ergebenden Werte sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Es wird deutlich, dass das neue Design bei gleichem Drahtdurchmesser eine um etwa Faktor 7,4 höhere Sensitivität aufweist, obwohl der Widerstand nur ungefähr um den Faktor 2,16 zunimmt. Von allen möglichen Drahtdurchmessern wird nun derjenige gewählt, der eine gleiche oder geringfügig bessere Empfindlichkeit als die der 340k-Spule bietet und aus der Reihe der üblichen Drahtdurchmesser stammt. Dies ist bei $d_k = 71$ μm der Fall, mit $n = 31\,930$, $S_b = 561$ V/(T Hz) und $R = 25,81$ k Ω .

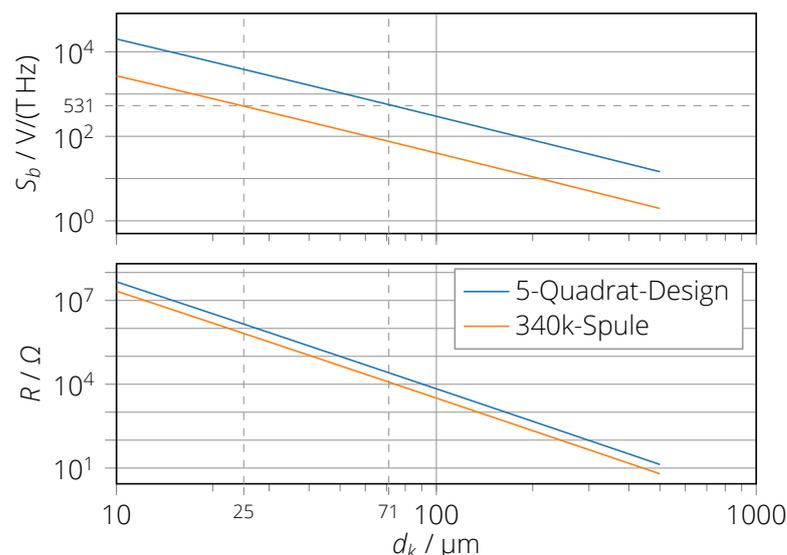


Abbildung 4.12: Vergleich der Spule aus dem 5-Quadrat-Design mit der 340k-Spule

²Der Wert k_F wurde aus den Daten der 340k-Einfachspule empirisch mit einer Regressionskurve korrigiert, da die Angaben des Datenblattes nicht perfekt zu den gewickelten Spulen passen.

Von der entworfenen Spule (genannt 30k-Spule) wurden 20 Exemplare von der Firma Michael Müller Spulenwickeltechnik gefertigt. Abweichend zu den berechneten Werten konnten auf den Spulenkörper 32 800 Windungen aufgebracht werden, bei einem Widerstand von 25,03 k Ω und einer Empfindlichkeit von 577,2 V/(T Hz). Ein Exemplar der Spulen ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Das Kabel wurde in diesem Fall fest verlötet, dabei allerdings so verschaltet, dass die Plus- und Minus-Pins am LTT24 belegt sind, aber der Masse-Pin offen bleibt. Diese Fertigung wurde gewählt, da hochfrequente Störer, verglichen mit absoluter Messung, so etwas besser unterdrückt werden.

Abschließend wurden die Induktivität und Kapazität der Spule nach der oben beschriebenen Methode bestimmt, wofür die Ergebnisse in Abbildung 4.14 dargestellt sind. Alle Parameter sämtlicher Spulen sind zusammenfassend in Tabelle 4.1 gegenübergestellt.

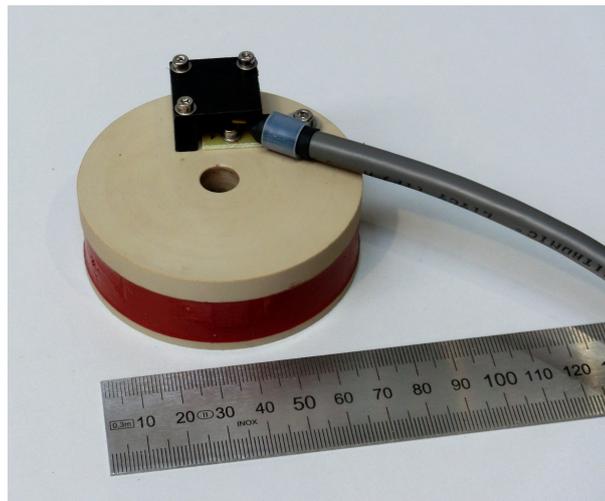


Abbildung 4.13: Induktionsspule für LIMMCAST

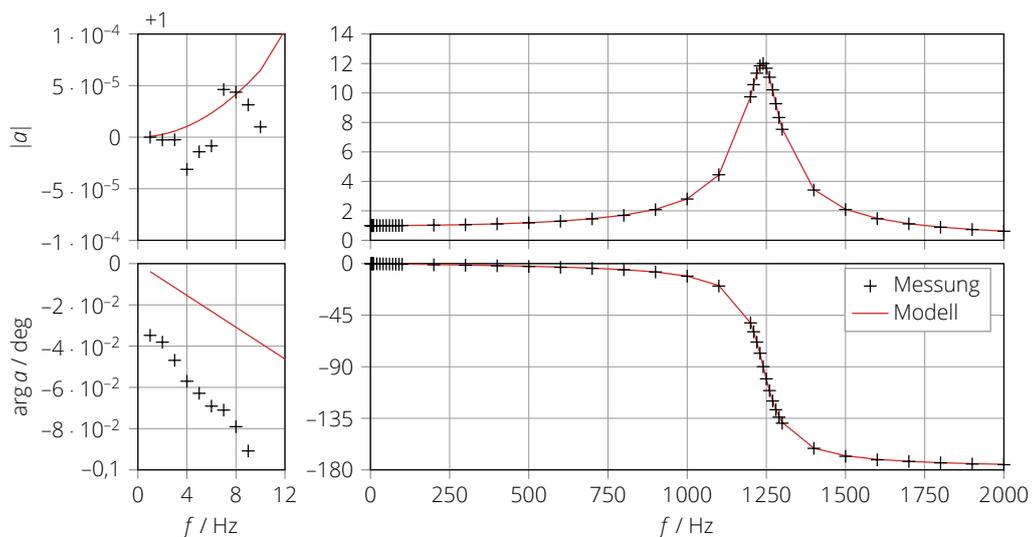


Abbildung 4.14: Amplituden- und Phasengang der Einfachspule 30k mit numerischem Modell

Eigenschaft	340k-Spule	2x160k-Spule	30k-Spule
Material Grundkörper		PTFE	PEEK
Backlackdraht		25 μm	71 μm
Windungen	340 000	2 \times 160 000	32 800
$S_b / \text{V}(\text{THz})$	531,3	260,3	577,2
$R_s / \text{k}\Omega$	592,0	274,9	25,03
L_s / H	463,4	71,69	38,52
C_p / pF	412,4	505,5	377,6
k_k	n. a.	-0,549	n. a.
$ a (3 \text{ Hz}) - 1$	$5,70 \cdot 10^{-5}$	$1,62 \cdot 10^{-5}$	$5,81 \cdot 10^{-6}$
$\arg a(3 \text{ Hz}) / \text{deg}$	$-2,70 \cdot 10^{-1}$	$-1,50 \cdot 10^{-1}$	$-2,01 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung der Eigenschaften der CIFT-Sensorenspulen



Abbildung 4.15: Stromwandler LEM IT 60-S

4.3 Stromwandler

Zur zeitlich aufgelösten Messung des Erregerstroms werden Stromwandler des Typs IT 60-S des Herstellers LEM eingesetzt (siehe Abbildung 4.15). Diese basieren auf einem Closed-Loop Stromwandler. Dabei erzeugt der zu messende primäre Strom in einem ihn umgebenden ferromagnetischen Ring einen primären magnetischen Fluss. Mithilfe eines Hall-Elements wird die Amplitude des Flusses im Ring detektiert und einem Verstärker zugeführt, der über eine Kompensationswicklung einen dem primären Fluss entgegengesetzten sekundären magnetischen Fluss erzeugt. Der sekundäre Fluss ist gerade so groß, dass der primäre Fluss kompensiert wird. Der dabei fließende Kompensationsstrom ist proportional dem Primärstrom, allerdings um ein festes Wandlungsverhältnis kleiner, welches sich im Wesentlichen aus der Windungszahl der Kompensationsspule ergibt, wenn man eine Primärspulenwindungszahl von 1 annimmt [110].

Die Firma LEM hat allerdings das typischerweise verwendete Hall-Element durch einen Fluxgate-Sensor ersetzt, siehe Abbildung 4.16. Hierbei wird der Ringkern periodisch mit einer Rechteckspannung an der Detektorspule n_D angeregt und die Amplitude der Stromspitze bei Umpolung der Erregerspannung gemessen. Fließt kein Primärstrom, so sind die Stromspitzen symmetrisch um null. Bei einem vorhandenen Primärstrom verschiebt sich der Arbeitspunkt des Kerns auf der B-H-Kurve, wodurch die Stromspitzen nicht mehr symmetrisch sind [46]. Aus ihrer Amplitudendifferenz wird eine Fehlerspannung Δu ermittelt,

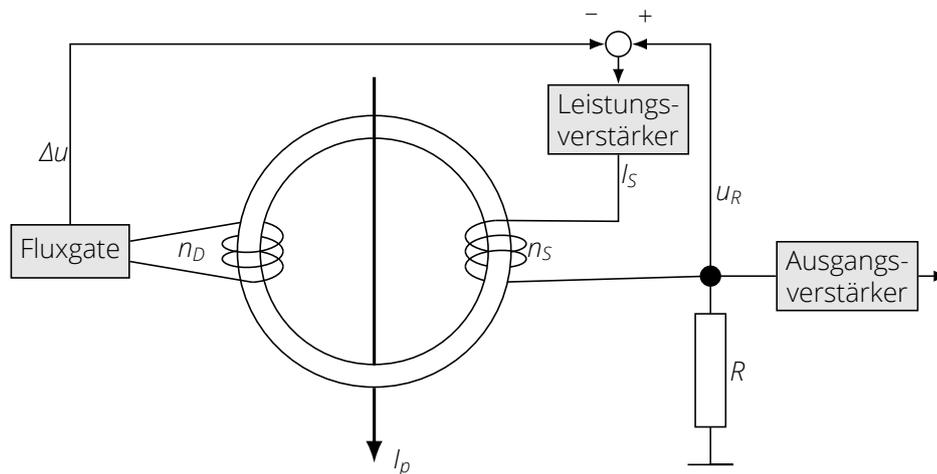


Abbildung 4.16: Prinzipdarstellung des Stromwandlers IT 60-S (nach [44])

die dann über einen Leistungsverstärker den Kompensationsstrom I_S in der Spule n_S hervorruft, wobei der Widerstand R als Last fungiert. Die Spannung u_R über dem Widerstand bildet dann den Strom ab.

Dieser Stromwandler weist ein sehr geringeres Rauschen $N_{rms} < 1 \mu V$ im Bereich zwischen 0 und 10 Hz und einen Linearitätsfehler von weniger als 20 ppm auf [43].

4.4 Analog-Digital-Wandler



Abbildung 4.17: Analog-Digital-Wandler LTT24

Zum Digitalisieren der von den Sensoren kommenden Spannungssignale steht von der Firma Labortechnik Tasler der ADU vom Typ LTT24 mit 16 Kanälen bereit (Abbildung 4.17). Dieser Typ verfügt über zwei relevante Messbereiche von 250 mV und 5 V und wird aufgrund seiner hohen Auflösung und Genauigkeit bevorzugt eingesetzt. Als Umsetzer kommt ein 24-bit Wandler zum Einsatz. Das Signal-Rausch-Verhältnis liegt bei 105 dB im 250 mV-Messbereich und 118 dB im größeren Messbereich, welches sich allerdings durch Signalverzerrungen auf 100 dB bezogen auf Vollaussteuerung verschlechtert [42].

Vorangegangene Arbeiten verwendeten noch ein ADwin-Pro II System [33] in Kombination mit Vorverstärkern der Firma FEMTO [16]. Mit dieser Kombination ließ sich aber keinesfalls ein SINAD (signal to noise and distortion) besser als 75 dB erreichen. Für eine Einführung in die Quantifizierung von ADUs sei auf [37] verwiesen.

Aufgrund der verwendeten sehr hochohmigen Magnetfeldsensoren wurde dieses Exemplar des ADU modifiziert und die normalerweise vorgesehenen $1 M\Omega$ -Referenzwiderstände an den Eingängen entfernt. Damit wirkt die erste OPV-Stufe als Eingangsimpedanz von etwa $1 T\Omega$, wodurch die sehr hochohmigen Induktionsspulen nicht belastet werden.

4.5 Signalaufnahme und Vorverarbeitung

Die digitale Signalverarbeitung beginnt mit der Digitalisierung der Spannungssignale der Magnetfeldsensoren und des Stromwandlers. Ihr schließt sich im Folgenden die Demodulation und das Postprocessing an.

Von den am ADU zur Verfügung stehenden Samplingraten wird die kleinste mit dem Wert $F_s = 5 \text{ kS/s}$ verwendet, da diese die höchste Genauigkeit bietet [42] und zur Abtastung von Signalen mit Frequenzen von etwa 10 Hz genügt.

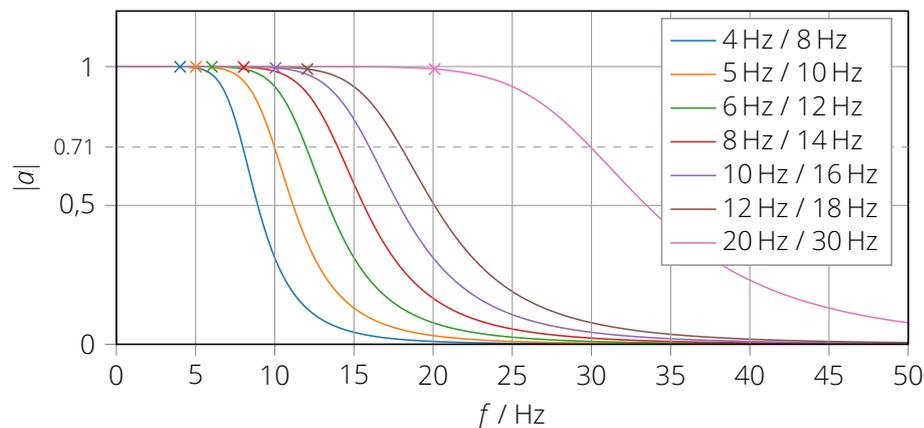


Abbildung 4.18: Amplitudenverlauf der Butterworth-Filter: Der erste Wert der Legende gibt die Erregerfrequenz an (gekennzeichnet durch das Kreuz), der zweite Wert die 3 dB-Grenzfrequenz

Es erfolgt dann zunächst eine Vorfilterung, um bspw. das Magnetfeld aus dem Stromnetz zu unterdrücken. Dafür kommen vor allem konventionelle, aus analogen Filtern abgeleitete IIR-Filter (infinite impulse response) infrage, da diese leicht und stabil zu realisieren sind sowie mit geringen Filtergraden auskommen. Andere Methoden, wie die direkte Ausblendung von Störern im Fourier-Bereich, sind schwieriger stabil zu realisieren, was sich später im merklichen Überschwingen des induzierten Magnetfelds bemerkbar machen würde.

Um einen möglichst flachen Amplitudenverlauf im Durchlassbereich zu erzielen, werden Butterworth-Tiefpassfilter 5. Ordnung mit einer Grenzfrequenz leicht über der verwendeten Erregerfrequenz eingesetzt. In Abbildung 4.18 sind die Amplitudenverläufe der Filter dargestellt, die für die verwendeten Erregerfrequenzen zum Einsatz kommen. Ein konstanter Phasengang von 0 wird erreicht, indem jeder Tiefpass zuerst in aufsteigender, danach in absteigender zeitlicher Reihenfolge angewendet wird. Im Falle einer Ermittlung des induzierten Feldes in Echtzeit, wie es bei industriellen Anwendungen zur Anlagenregelung notwendig wäre, kann dieses Verfahren daher nicht angewendet werden. Stattdessen müssen Filter mit linearer Phase, wie z. B. FIR-Filter oder Bessel-Filter, eingesetzt werden.

4.6 Demodulation

Die Überlagerung des Erregerfeldes durch das induzierte Feld erscheint als Amplitudenmodulation des Erregerfeldes. Die Demodulation soll nach 2.5.1 die Signalanteile des Inphase-Magnetfeldes ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) und Ausphase-Magnetfeldes ($-\partial \mathbf{B} / \partial t$) bezogen auf den Erregerstrom liefern. Es wird also ein Spektralanalyseverfahren benötigt, das ein Sinussignal in seine orthogonalen Komponenten zerlegen kann. Hierfür eignet sich vor allem das Verfahren von Lomb und Scargle, dessen Vorzüge unten in diesem Abschnitt gezeigt werden. Zum besseren Verständnis ist allerdings zunächst ein Überblick über die Quadraturdemodulation [35]

(quadrature demodulation technique, QDT) notwendig, dessen Algorithmus die Grundlage für Lomb-Scargle bildet. Eine ausführlichere Darstellung der spektralen Analyseverfahren ist in [81] nachzulesen.

4.6.1 Quadraturdemodulation

Zur Berechnung von Amplitude und Phase eines Signals, bzw. seines Real- und Imaginärteils, ist die Schreibweise eines harmonischen Signals

$$y(t) = R \cos(\omega t) + I \sin(\omega t) \quad (4.19)$$

hilfreich. Dies lässt sich mithilfe der Additionstheoreme für Sinus und Cosinus in

$$y(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (4.20)$$

umformen, wobei

$$A = \sqrt{R^2 + I^2} \quad \text{und} \quad (4.21)$$

$$\varphi = \arctan\left(\frac{I}{R}\right) \quad (4.22)$$

ist.

Gegeben ist ein kontinuierliches Signal der Form

$$s(t) = A(t) \cos(\omega t + \varphi(t)) + c \quad (4.23)$$

mit $-\infty < t < \infty$, dessen zeitabhängige Amplitude $A(t)$ und Phase $\varphi(t)$ berechnet werden sollen. In dieser Gleichung bezeichnet $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz und c einen Gleichanteil. Zur Berechnung wird das Signal mittels Fensterung in k kürzere Signale der Länge T_d unterteilt, für die A_k und φ_k als konstant angesehen werden können. Dabei wird der Gleichanteil des Signals je Fenster subtrahiert.

$$s_k(t) = \begin{cases} A_k \cos(\omega t + \varphi_k) & \text{für } 0 \leq t < T_d, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.24)$$

Das gefenstertere Signal wird nun separat mit zwei Referenzsignalen

$$r_R(t) = 2 \cos(\omega_0 t) \quad \text{und} \quad (4.25)$$

$$r_I(t) = -2 \sin(\omega_0 t) \quad (4.26)$$

multipliziert, die um 90° phasenverschoben sind, bevor anschließend der Mittelwert gebildet wird. Wenn T_d geeigneter Weise so gewählt wird, dass es ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer $T_d = 1/f$ ist, ergibt sich für den Inphase-Anteil bzw. Realteil mit $\omega_0 = \omega$

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} s_k(t) \cdot 2 \cdot \cos(\omega_0 t) dt &= \frac{A_k}{T_d} \left(\int_0^{T_d} \cos((\omega - \omega_0)t + \varphi_k) dt + \underbrace{\int_0^{T_d} \cos((\omega + \omega_0)t + \varphi_k) dt}_{=0} \right) \\ &= A_k \cos(\varphi_k) \\ &= R_k \end{aligned} \quad (4.27)$$

und für den Ausphase-Anteil bzw. Imaginärteil

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_d} \int_0^{T_d} -s_k(t) \cdot 2 \cdot \sin(\omega_0 t) dt &= \frac{-A_k}{T_d} \left(\int_0^{T_d} \sin((\omega - \omega_0)t + \varphi_k) dt + \underbrace{\int_0^{T_d} \cos((\omega + \omega_0)t + \varphi_k) dt}_{=0} \right) \\ &= -A_k \sin(\varphi_k) \\ &= I_k. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Die Wahl der Fensterlänge bzw. Demodulationszeitkonstante T_d als ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer ist bei der Durchführung der Integration entscheidend, da sonst ein längenabhängiger Fehler entstehen würde.

Für abgetastete Signale erfolgt die Berechnung analog, wobei die Integrale in Summen übergehen. Sei $s_k(t_n)$ das abgetastete Signal der Länge N zum Zeitpunkt t_n mit $n = [1, \dots, N]$, dann ergibt sich ausgehend von Gleichung (4.27)

$$\begin{aligned} R_k &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s_k(t_n) \cdot 2 \cdot \cos(\omega_0 t_n) \\ &= A_k \cos(\varphi_k) \end{aligned} \quad (4.29)$$

und mittels Gleichung (4.28)

$$\begin{aligned} I_k &= -\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s_k(t_n) \cdot 2 \cdot \sin(\omega_0 t_n) \\ &= -A_k \sin(\varphi_k). \end{aligned} \quad (4.30)$$

4.6.2 Lomb-Scargle

Statt der QDT kommt in dieser Arbeit der Algorithmus von Lomb [45] und Scargle [77] zum Einsatz. Lomb-Scargle hat seine Ursprünge in der astronomischen Beobachtung von Himmelskörpern, was naturgemäß nicht lückenlos erfolgen können. Er stellt dementsprechend ein Spektralanalyseverfahren dar, dass sich auch für nicht-gleichmäßig abgetastete Signale eignet. Für gleichmäßig abgetastete Signale mit N Punkten im Intervall $0 \leq t_n < T_d$ konvergiert der Algorithmus im Grenzwert $N \rightarrow \infty$ gegen die Fourier-Transformation. Mathias [48] zeigt, dass es sich demnach um einen konsistenten Schätzer handelt.

Da in der Praxis die digitalen Takte des Signalgenerators und des ADU (Abbildung 4.1) nicht synchron sind und darüber hinaus unterschiedlichen Drifts unterliegen, kommt es unvermeidlich dazu, dass die Perioden der Eingangssignale nicht exakt ganzzahlig in einem Auswertefenster enthalten sind, wodurch die oben erwähnten Randeefekte entstehen. Der Lomb-Scargle-Algorithmus führt zur Behandlung dieser Effekte Korrekturfaktoren ein, die die Randeefekte zwar nicht vollständig eliminieren, aber minimieren können.

Ein mittelwertfreies, abgetastetes Signal $h_i = h(t_i)$ der Länge N soll durch die orthogonale Modellfunktion

$$h(t) = a \cos(\omega(t - \tau)) + b \sin(\omega(t - \tau)) \quad (4.31)$$

über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate beschrieben werden, wobei τ eine zusätzliche Verschiebung darstellt und ω gegeben sei. Im Gegensatz zur konventionellen, iterativen Optimierung der Modellparameter mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, erfolgt hier die Berechnung der optimalen Parameter in einem einzigen Schritt. Den mathematischen Beweis dafür lieferte R. Penrose, der zeigen konnte, dass die Zerlegung nach Lomb-Scargle äquivalent zum Least-Squares-Fit ist [62].

Für ein gegebenes Signal soll der Parameter τ dabei so bestimmt werden, dass die Orthogonalitätsbedingung

$$\sum_i \cos(\omega(t_i - \tau)) \cdot \sin(\omega(t_i - \tau)) = 0 \quad (4.32)$$

erfüllt wird. Im nächsten Schritt sind folgende trigonometrische Identitäten hilfreich:

$$\cos(x - y) = \cos(x) \cos(y) + \sin(x) \sin(y), \quad (4.33)$$

$$\sin(x - y) = \sin(x) \cos(y) - \cos(x) \sin(y), \quad (4.34)$$

$$\cos^2(x) - \sin^2(x) = \cos(2x). \quad (4.35)$$

Damit lässt sich zeigen, dass sich τ folgendermaßen berechnen lässt:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_i \sin(2\omega t_i)}{\sum_i \cos(2\omega t_i)}. \quad (4.36)$$

Nachfolgend werden geeignete Substitutionen eingeführt:

$$\tilde{R}(\omega) = \sum_i h_i \cos(\omega(t_i - \tau)), \quad (4.37)$$

$$\tilde{I}(\omega) = \sum_i h_i \sin(\omega(t_i - \tau)), \quad (4.38)$$

$$\tilde{C}(\omega) = \sum_i \cos^2(\omega(t_i - \tau)), \quad (4.39)$$

$$\tilde{S}(\omega) = \sum_i \sin^2(\omega(t_i - \tau)). \quad (4.40)$$

Dabei stellen \tilde{C} und \tilde{S} die eingangs erwähnten Korrekturterme dar, die die Randeffekte minimieren, die aus den im Fenster nicht-periodischen Referenzsignalen (4.25) und (4.26) stammen. Die Amplitude lässt sich in Folge gemäß

$$A(\omega) = \sqrt{\frac{2}{N} \left(\frac{\tilde{R}(\omega)^2}{\tilde{C}(\omega)} + \frac{\tilde{I}(\omega)^2}{\tilde{S}(\omega)} \right)} \quad (4.41)$$

und die Phase über

$$\varphi(\omega) = - \left(\arctan \left(\frac{\tilde{I}}{\tilde{R}} \right) + \omega\tau \right) \quad (4.42)$$

berechnen. Anschließend können die Komponenten R und I aus den in den Gleichungen (4.27) und (4.28) verwendeten Ausdrücken ermittelt werden.

Zur Auswertung wird ein Datensatz in gleichgroße Rechteckfenster zerlegt, wobei ein Fenster stets ganze Perioden des CIFT-Signals enthält. Der Betrag der spektralen Gewichtsfunktion $w_{f_0}(f)$ ist dabei definiert als

$$w_{f_0}(f) = |\text{sinc}((f - f_0) \cdot T_d)|, \quad (4.43)$$

wie u. a. bei Kammeyer nachzulesen ist [35, S. 53]. Mit dem Lomb-Scargle-Algorithmus wird in jedem Fenster zuerst die Phase des Erregerstroms ermittelt. Anschließend wird mit der gefundenen Phasenverschiebung und der berechneten, frequenzabhängigen Verschiebung durch die Sensoren (Abschnitt 4.2.4) eine neue Referenz erzeugt, mit der das induzierte Magnetfeld in Real- und Imaginärteil zerlegt wird.

4.7 Postprocessing

Da die Amplitude des Erregerstroms im Experiment unvermeidlich leicht schwankt, wird diese aufgezeichnet und die Amplitude des induzierten Feldes anhand des Amplitudendrifts je Fenster korrigiert. Nachdem je Fenster und Sensor ein Wert für Real- und Imaginärteil ermittelt wurde, wird der Mittelwert der ersten Sekunden, in denen noch keine Strömung vorhanden ist, je Sensor vom Gesamtsignal subtrahiert, womit der durch \mathbf{B}_0 vorhandene Offset entfernt wird. Im letzten Schritt wird das Signal mit einem Mittelwertfilter geglättet, wobei die Filterparameter von verschiedenen Parametern abhängen. Dies wird in Abschnitt 5.5.2 näher betrachtet.

4.8 Rauschmessung und Messunsicherheitsbetrachtung der Induktionsspulen

Um die Messkette vollständig zu beschreiben ist es notwendig, ihr Rauschen zu quantifizieren, um anzugeben, welches Signal mit einer Wahrscheinlichkeit von $3\sigma \approx 99,7\%$ von Rauschen unterschieden werden kann. Mit diesem Ergebnis ist es für CIFT erstmalig möglich, eine Ungenauigkeit der Magnetfeldmessung zu spezifizieren.

Die beiden Rauschquellen sind die verwendete Induktionsspule und der Analog-Digital-Wandler, deren Rauschterme quadratisch addiert werden [35, S. 36], da diese unkorreliert sind. Als relevante Rauschprozesse kommen das thermische Widerstandsrauschen, das Funkelrauschen sowie das Schrotrauschen infrage [47].

Das Widerstandsrauschen hat seine Ursache in der zufälligen Bewegung der Elektronen im ohmschen Widerstand der Kupferwicklung in der Spule und gehorcht der Gleichung von Nyquist

$$u_n = \sqrt{4kTR\Delta f} \quad (4.44)$$

mit der Boltzmann-Konstante $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$, der absoluten Temperatur T , dem Widerstand R und der Bandbreite $\Delta f = 5 \text{ kHz}$ der Messung. Es handelt sich dabei um sog. weißes Rauschen, dessen Amplitude konstant über alle Frequenzen ist.

Das Funkelrauschen tritt bei zeitlich schwankendem, nicht-idealem Kontakt zwischen zwei leitfähigen Materialien auf, wodurch die elektrische Leitfähigkeit unter Einfluss eines DC-Stromes I fluktuiert:

$$i_f^2 = \frac{K_f I^m \Delta f}{f^n}. \quad (4.45)$$

In der Gleichung ist K_f der Rauschkoeffizient, m der Rauschexponent, I der DC-Strom und $n \approx 1$. Dieses Rauschen ist proportional zu f^{-1} und wird daher auch als rosa Rauschen klassifiziert.

Als dritter Prozess tritt das Schrotrauschen auf, das von zufälligen Ladungsträgerübergängen über Potenzialbarrieren, bspw. an p-n-Übergängen, verursacht wird und ebenfalls ein weißes Rauschen ist:

$$i_{\text{sch}} = \sqrt{2qI\Delta f}. \quad (4.46)$$

Diese Gleichung ist auch als Schottky-Gleichung bekannt und beinhaltet die Elektronenladung q .

Zur Messung des frequenzabhängigen Rauschens wird ein Sensor allgemein – soweit möglich – ohne Eingangssignal betrieben, das Ausgangssignal gemessen und mittels FFT in den Frequenzbereich transformiert. Dabei ist es vorteilhaft, auf die Bandbreite der Messung zu normieren, also $u_n \Delta f^{-\frac{1}{2}}$ anzugeben. Mit dem so bestimmten Spannungsrauschen

kann das äquivalente Eingangsrauschen berechnet werden, indem die zugehörige Transferfunktion verwendet wird. Für die Induktionsspulen ist dies Gleichung (4.5) und die Systemfunktion, die für die Einfachspule in (4.7) definiert wurde:

$$\frac{b_n}{\sqrt{\Delta f}} = \frac{u_n}{\sqrt{\Delta f}} \frac{1}{S_b \cdot f \cdot |a(f)|} \quad (4.47)$$

Die Bedingung der Eingangssignalfreiheit bedeutet für einen Magnetfeldsensor die Herstellung eines Raumes, der möglichst frei von elektrischen und magnetischen Feldern sein muss. Dies wird in diesem Fall durch eine Mu-Metall-Box erreicht, die mit $(90 \times 90 \times 40) \text{ mm}^3$ einen Innenraum ausreichender Größe für die Induktionsspulen besitzt und eine Wandstärke von 1,5 mm aufweist. Mu-Metall ist eine Nickel-Eisen-Legierung, die bei geringen Feldstärken ein hohes μ_r im Bereich 300 000 bis 400 000 hat [50] und sich daher gut zur Schirmung magnetischer Umgebungsfelder eignet. Zur Abschätzung des Schirmfaktors wird folgende Näherungsgleichung zur Schirmwirkung eines hohlen Würfels in einem externen DC-Feld verwendet [5, S. 26]:

$$s = \frac{4 \mu_r \cdot d}{5 a} + 1 \quad (4.48)$$

Die Variablen d und a geben die Wandstärke und die Kantenlänge des Würfels an. Für eine arithmetisch gemittelte Kantenlänge von rund 73 mm erhält man einen Schirmfaktor $s \approx 5750$.

Für den Analog-Digital-Wandler wird für den 5 V-Messbereich ein Signal-Rausch-Abstand von $\text{SNR} = 118 \text{ dB}$ angegeben [42]. Diese Angabe lässt sich in einen Spannungsrauschwert umrechnen [37]:

$$u_n = U \cdot 10^{-\frac{\text{SNR}}{20}} \quad (4.49)$$

$$u_n = 6,3 \mu\text{V} \quad (4.50)$$

Dieser Rauschwert wird zum Eigenrauschen der Induktionsspule hinzuaddiert und mit der Transferfunktion ebenfalls als äquivalentes Magnetfeldrauschen angegeben.

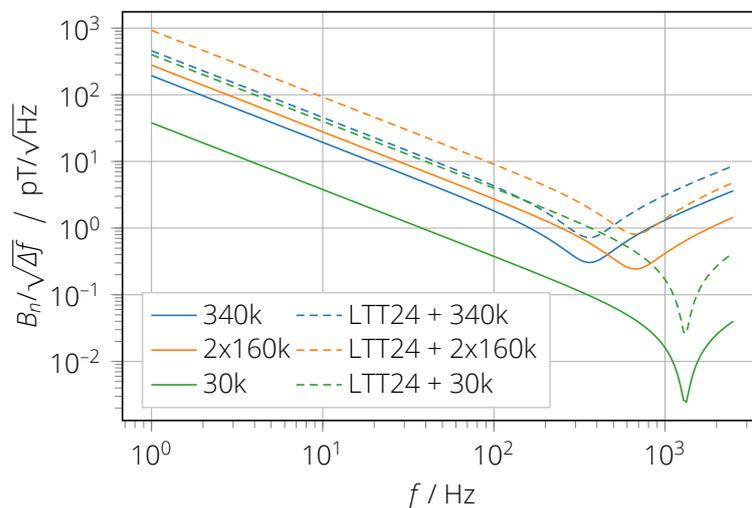


Abbildung 4.19: Analytisches äquivalentes Magnetfeldrauschen aller Induktionsspulen, mit und ohne Berücksichtigung des Analog-Digital-Umsetzers

Mit den Angaben aus Tabelle 4.1 kann das Rauschen der Induktionsspulen nun analytisch berechnet werden; die Ergebnisse sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Da zur Berechnung die inverse Amplitudentransferfunktion (4.7) multipliziert mit der frequenzabhängigen Empfindlichkeit $S_b \cdot f$ verwendet wurde, ist klar, dass das stärkste Rauschen bei geringsten Frequenzen auftritt und das schwächste Rauschen in der Resonanz.

Den geringsten Rauschwert für die in unserem Fall interessanten niedrigen Frequenzen bis 20 Hz hat die neu entworfene Induktionsspule 30k, gefolgt von der Einfachspule 340k und der gradiometrischen Spule 2x160k. Für alle Sensortypen bewirkt das Rauschen des Analog-Digital-Wandlers eine signifikante Verschlechterung des Gesamtrauschens. Diese Rechnung soll nun durch Messungen bestätigt werden.

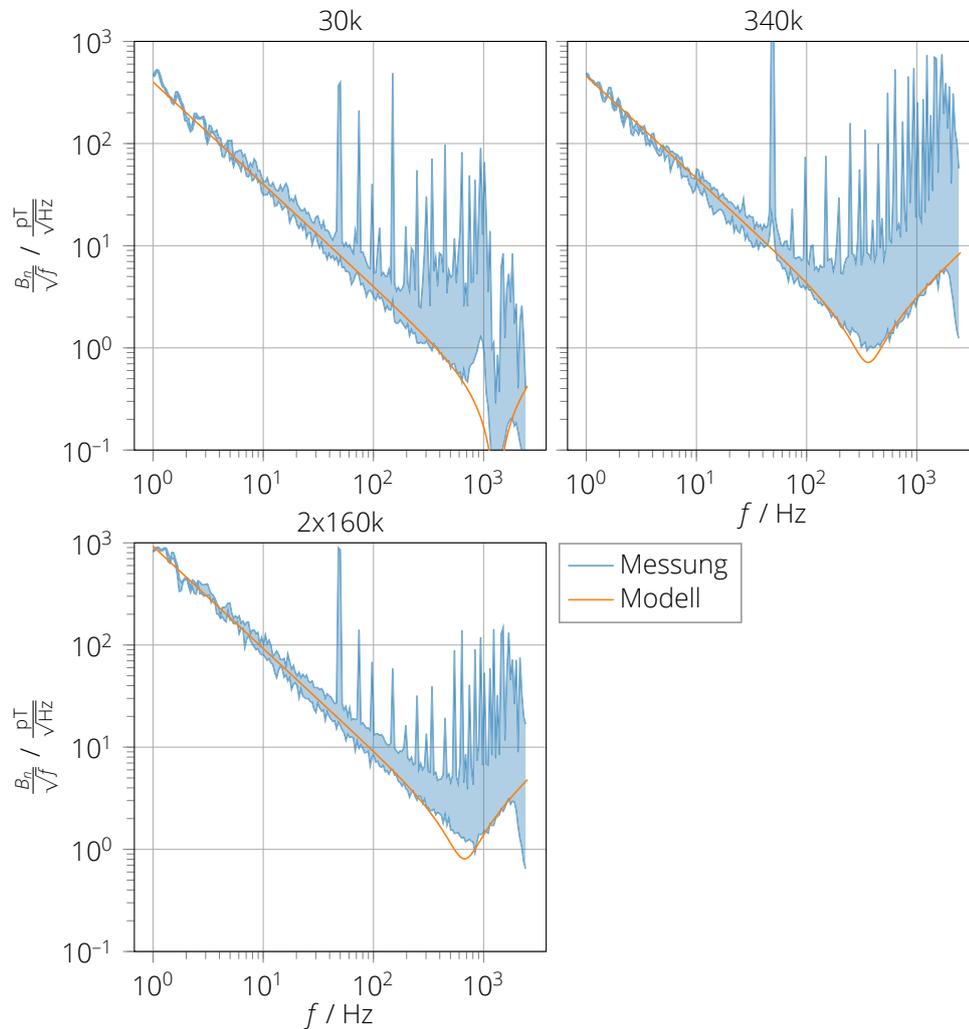


Abbildung 4.20: Gemessenes äquivalentes Magnetfeldrauschen aller Induktionsspulen

Zur Messung werden die Induktionsspulen nacheinander in die Schirmbox gelegt, an das LTT24 angeschlossen und für 100 Sekunden im 5V-Messbereich Messdaten mit der geringstmöglichen Abtastrate aufgenommen. Das Spannungsrauschen wird, wie vorher, in ein äquivalentes Magnetfeldrauschen umgerechnet und die analytische Kurve mit der empirischen Kurve verglichen; Abbildung 4.20 zeigt das Ergebnis. Die Übereinstimmung beider Kurven ist für den Sensor 2x160k im interessierenden Messbereich bis 20 Hz sehr gut und für 340k sogar perfekt. Das Funkelrauschen (4.45) ist für niedrige Frequenzen bei allen Sensoren als minimale f^{-1} -Abhängigkeit zu erkennen.

Allgemein lässt sich das Gesamtmagnetfeldrauschen zwischen zwei Frequenzen über

$$b_n(f_1, f_2) = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} \left(\frac{b_n}{\sqrt{\Delta f}} \right)^2 df} \quad (4.51)$$

berechnen. Um abschließend eine Genauigkeitsgrenze für die Sensoren zu berechnen, wird von einer Worst-Case-Betrachtung ausgegangen und der resultierende Wert für alle Sensoren unabhängig von der Messung verwendet. Das stärkste Rauschen tritt bei der 2x160k-Spule bei geringen Frequenzen auf. Geht man von einer Mittenfrequenz und einer Auswertungsbandbreite von jeweils 2 Hz aus, wodurch $f_1 = 1$ Hz und $f_2 = 3$ Hz betragen, und wendet Gleichung (4.51) an, ergibt sich ein maximales Rauschen von $b_n = 0,756$ nT. Mit einer Wahrscheinlichkeit von $3\sigma = 99,7\%$ kann also ein Signal $B_m = B_0 \pm 3b_n$ mit $3b_n \approx 2,3$ nT aufgelöst werden. Für höhere Frequenzen und andere Spulentypen ist das äquivalente Magnetfeldrauschen deutlich kleiner.

5 CIFT mit vertikaler Anregung am Modell einer Brammenkokille unter Einfluss einer Magnetfeldbremse

Nachdem die Kapitel 2 bis 4 die theoretischen Grundlagen der Arbeit gelegt haben, wird in diesem Kapitel die Anwendung von CIFT auf ein Kokillenmodell unter Einfluss einer elektromagnetischen Bremse beschrieben. Als Messaufbau steht das Modell einer Brammenkokille an der Mini-LIMMCAST-Anlage zur Verfügung, die konstruiert wurde, um strangguss-typische Strömungen im verkleinerten Maßstab mit kalten Schmelzen unter vielfältigen Randbedingungen möglichst korrekt abbilden zu können [93–96]. Eine elektromagnetische Bremse (EMBr) kommt in dieser Arbeit in Kombination mit CIFT zum ersten Mal zum Einsatz, was für CIFT aufgrund des nun vorhandenen starken statischen Magnetfeldes besondere Herausforderungen darstellt [72]. Die Strömung in der Modellkokille wurde umfangreich in der Dissertation von Timmel [92] untersucht, wodurch eine große Zahl von UDV-Referenzmessungen zur Validierung von CIFT vorhanden ist.

Zu Beginn des Kapitels wird zunächst der Messaufbau beschrieben und in die vorhandenen UDV-Messungen eingeführt. Anschließend werden Simulationen und Messungen mit einem für CIFT typischem Messaufbau mit einer Anregungsspule bei niedriger Erregerfrequenz beschrieben [100]. Für diesen Fall wird zuerst das Erregerfeld und das induzierte Feld simuliert, um die Einflüsse der EMBr auf beide Felder näher zu untersuchen. Danach wird die Strömung in drei Fällen gemessen: (a) bei abgeschalteter Bremse, (b) bei eingeschalteter Bremse und isolierenden Wänden und (c) bei eingeschalteter Bremse und leitfähigen Wänden. Anhand der experimentellen Daten wird abgeleitet, dass eine korrekte Messung bei niedriger Frequenz nur in Fall (a) möglich ist, wohingegen in den anderen Szenarien eine höhere Frequenz notwendig ist. Diese höhere Frequenz wird mithilfe von Magnetfeldmessungen und darauf folgender Hilbert-Huang-Transformation der Messdaten exakt festgelegt. Die notwendige Anregungsfrequenz ist allerdings so hoch, dass die Magnetfeldsensoren zusätzlich zum strömungsinduzierten Magnetfeld gleichzeitig aufgrund der signifikanten Wirbelströme Pegeländerungen in der Kokille messen. Dies muss in geeigneter Weise kompensiert werden.

In Folge wird mit einer simulierten Strömung und ersten Rekonstruktionen die Rekonstruktionsgenauigkeit für diesen Aufbau überprüft und ein optimierter Aufbau mit zwei Erregerwindungen abgeleitet. Mit diesem Aufbau erfolgen anschließend Messungen mit hoher Anregungsfrequenz, wobei aufgrund der dabei sichtbaren Frequenzabhängigkeit des in-

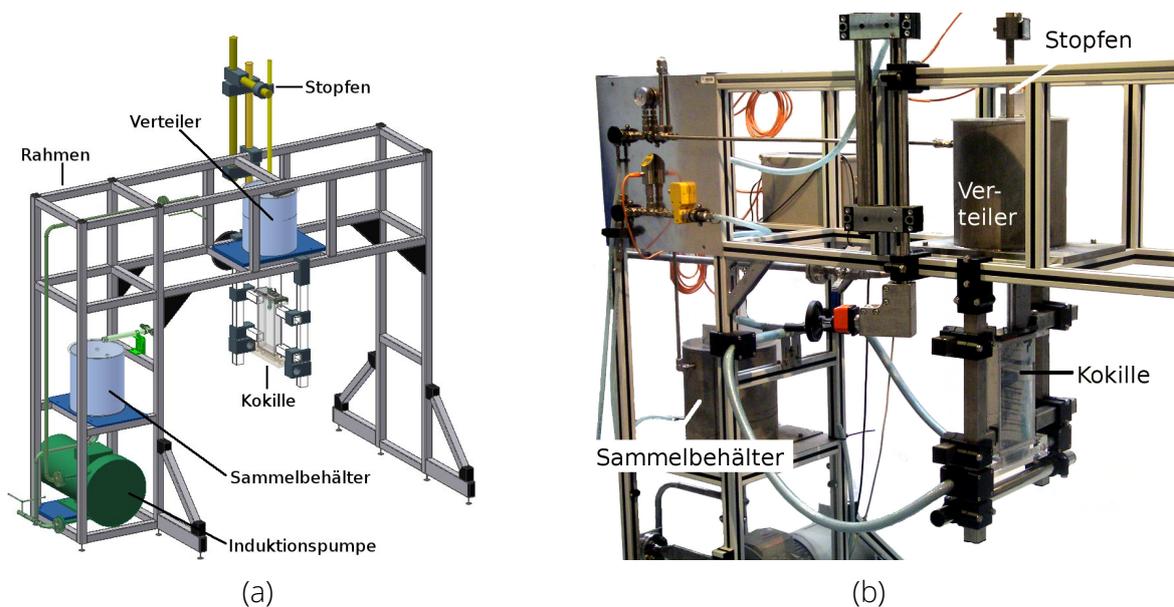


Abbildung 5.1: Mini-LIMMCAST (a) als Skizze und (b) als Fotografie

duzierten Feldes Kalibriermessungen durchgeführt werden. Abschließend werden Rekonstruktionen mit CIFT in den relevanten Szenarien gezeigt und mit den UDV-Messungen verglichen.

5.1 Erster experimenteller Aufbau

Als Ersatz für flüssigen Stahl kommt die eutektische Legierung GaInSn zum Einsatz [63], die bei Raumtemperatur flüssig ist und insbesondere hinsichtlich Dichte und elektrischer Leitfähigkeit eine gute Ähnlichkeit zu geschmolzenem Stahl besitzt [92, S. 50]. Die verwendete Legierung hat dabei eine Gewichtszusammensetzung von $\text{Ga}_{67}\text{In}_{20,5}\text{Sn}_{12,5}$.

Mini-LIMMCAST (Abbildung 5.1) besteht aus einem Verteiler aus Edelstahl, der Modellkokille, die aus Plexiglas gefertigt ist, einem Sammelbehälter und einer MHD-Pumpe, die alle an einem Gestell montiert sind. Zu Beginn des Prozesses befindet sich die Schmelze im Verteiler und strömt nach Öffnen des Stopfens durch das Tauchrohr über zwei seitliche ovale Auslässe in eine Brammenkokille mit den Abmessungen $B \times T \times H = (140 \times 35 \times 335) \text{ mm}^3$. In der Kokille bildet sich ohne Beeinflussung eine stabile Doppelrollenstruktur heraus. Anschließend verlässt die Schmelze durch zwei Ablaufschläuche die Kokille wieder und passiert einen Überlauf, dessen Höhenposition den Pegel der freien Oberfläche in der Kokille einstellt. In Folge wird die Schmelze in den Sammelbehälter abgelassen und durch die Induktionspumpe wieder in den Verteiler geleitet, sodass der Prozess von Neuem beginnen kann.

In die Brammenkokille kann an den Breitseiten ein elektrisch leitfähiger Messinginsatz mit einer Wandstärke von 0,5 mm eingelassen werden, der der Modellierung der im realen Prozess existierenden Strangschale dient. Für diesen Einsatz ergibt sich gemäß Gleichung (3.4) ein Wandleitfähigkeitsverhältnis von $c_w = 0,138$. Bei den UDV-Referenzmessungen wurde der gleiche Einsatz verwendet. Die auf Basis der Gießgeschwindigkeit und Kokillenbreite berechnete Reynoldszahl beträgt $Re = 10\,500$. Die wesentlichsten Modellparameter sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Die die Strömung beeinflussende EMBr ist als Elektromagnet realisiert, der das magnetische Feld aus zwei Spulen in einem Eisenkreis bündelt und im Bereich des Tauchrohrauslasses konzentriert, siehe Abbildung 5.2. Das Magnetfeld wird über zwei Erregerspulen

Parameter	Symbol	Einheit	Wert
Kokillenbreite	x	m	0,140
Kokillendicke	y	m	0,035
Kokillenhöhe	z	m	0,335
Dichte GalnSn	ρ	kg/m ³	$6,36 \cdot 10^3$
kin. Viskosität	ν	m ² /s	$0,3 \cdot 10^{-6}$
el. Leitfähigkeit	σ	S/m	$3,29 \cdot 10^6$
Gießgeschwindigkeit	v_G	m/min	1,35
Reynoldszahl	Re	–	$1,05 \cdot 10^4$
Dicke des Einsatzes	d_w	mm	0,5
Leitfähigkeit des Einsatzes	σ_w	S/m	$15 \cdot 10^6$
Wandleitfähigkeitsverhältnis	c_w	–	0,138

Tabelle 5.1: Wichtige physikalische Parameter des Modellexperiments

erzeugt, die sich im unteren Körper befinden und mit einem Strom bis zu 200 A beaufschlagt werden. Bei maximalem Strom entsteht im Luftspalt zwischen den Jochen eine magnetische Flussdichte von 310 mT. In Tabelle 5.2 sind für die in dieser Arbeit verwendeten Stärken des Bremsenmagnetfeldes die Hartmannzahl und der Interaktionsparameter angegeben. Dabei werden für die typische Längenskala der Strömung die Dicke der Kokille $L = y = 0,035$ m und für die typische Geschwindigkeit die Gießgeschwindigkeit $v = v_G = 1,35$ m/min angenommen.

Für den magnetischen Kern wurde die weichmagnetische Stahlsorte St37 mit der in Abbildung 5.3 gezeigten Magnetisierung und feldstärkeabhängigen relativen Permeabilität eingesetzt. St37 hat eine elektrische Leitfähigkeit von 2 MS/m und eine magnetische Remanenz von ungefähr 4 mT.

Magnetische Flussdichte	B / mT	4	90	160	255	290	310
Hartmannzahl	Ha	6	131	233	371	421	451
Interaktionsparameter	N	0	7	21	52	68	77

Tabelle 5.2: Dimensionslose Kennzahlen im Experiment für variable Magnetfeldstärken der EMBr

Analog zu den Messungen bei Timmel [92] gibt es zwei mögliche vertikale Positionen für die Polschuhe der Bremse. In der hohen Bremsenposition fällt die Oberkante der Polschuhe mit der Oberkante des Tauchrohrauslasses zusammen, sodass der gesamte Auslassbereich vom maximalen Magnetfeld durchdrungen wird. Hingegen befinden sich bei der tiefen Bremsenposition die Oberkante der Polschuhe und die Unterkante des Tauchrohrs auf gleicher Höhe, was gegenüber der hohen Position einen Unterschied vom 29 mm ausmacht.

Bei bisherigen Experimenten mit CIFT und Brammenkokillen wurde eine einzelne Erregerspule verwendet, die ein vertikales Magnetfeld erzeugt, wobei sich der Spulenmittelpunkt auf Höhe des Tauchrohrauslasses befand. Die bei diesen Experimenten erzielten Rekonstruktionen zeigten eine sehr gute Übereinstimmung mit UDV-Messungen, weswegen in dieser Arbeit zunächst versucht wurde, diesen Aufbau möglichst wenig zu verändern. Der Bereich des Tauchrohrauslasses ist allerdings durch die EMBr blockiert, sodass die Spule nach oben verschoben wird und auf den Polschuhen der EMBr aufliegt, siehe Abbildung 5.4(a) und (b). Die Induktionsspulen werden unverändert an der Innenseite der

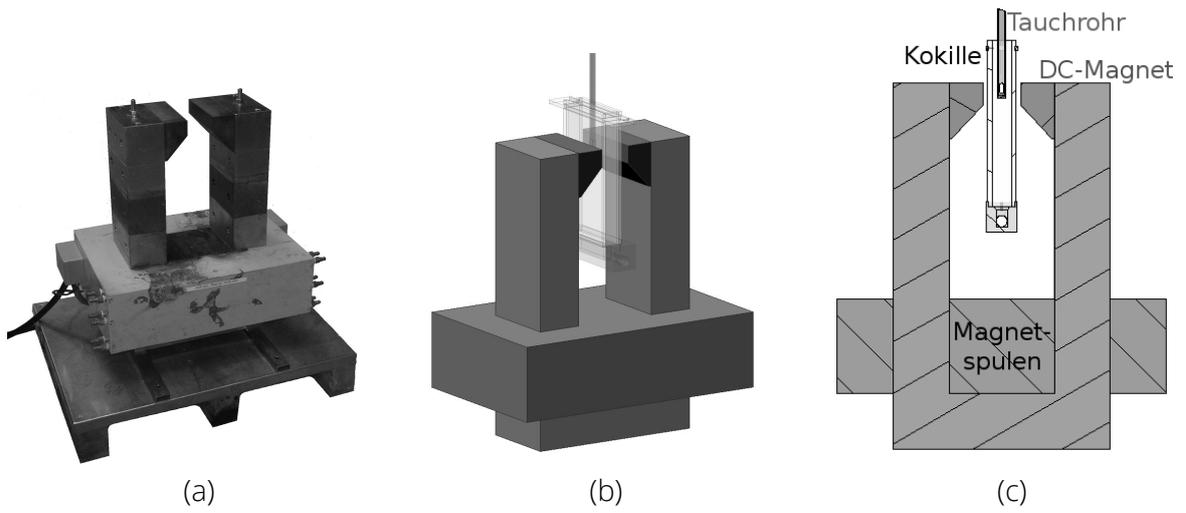


Abbildung 5.2: Darstellung der Magnetfeldbremse. (a) Foto, (b) 3D-Zeichnung, (c) Schnittzeichnung (aus [92])

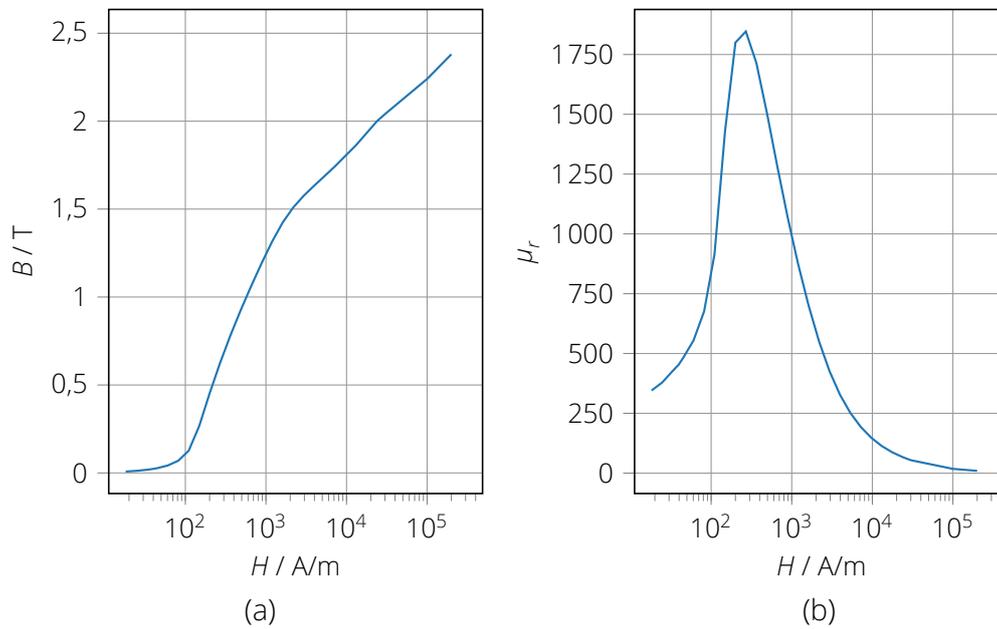


Abbildung 5.3: (a) Magnetisierungskurve $B = f(H)$ und (b) relative Permeabilität $\mu_r = f(H)$ für den Eisenkern der Magnetfeldbremse

Erregerspule montiert, sodass das induzierte Magnetfeld an den Schmalseiten der Kokille gemessen werden kann.

5.2 UDV-Messungen

Dieser Abschnitt führt in die relevanten Abschnitte der umfangreichen UDV-Messungen bei Timmel [92] ein. Die vorgestellten Messungen dienen im Verlauf des Kapitels zur Überprüfung der Korrektheit der CIFT-Rekonstruktionen. Für die UDV-Messungen kam bei Timmel ein anderes Koordinatensystem zum Einsatz, bei dem der Ursprung im Zentrum des Tauchrohrs liegt (vgl. Abbildung 5.4(b) mit Abbildung 5.8(a)). Die Umrechnung der x - und z -Koordinaten ist folgendermaßen durchzuführen:

$$x_{\text{CIFT}} = 70 \text{ mm} - x_{\text{UDV}}, \quad (5.1)$$

$$z_{\text{CIFT}} = 249 \text{ mm} - z_{\text{UDV}}. \quad (5.2)$$

Zeitgemittelte horizontale Jetströmung

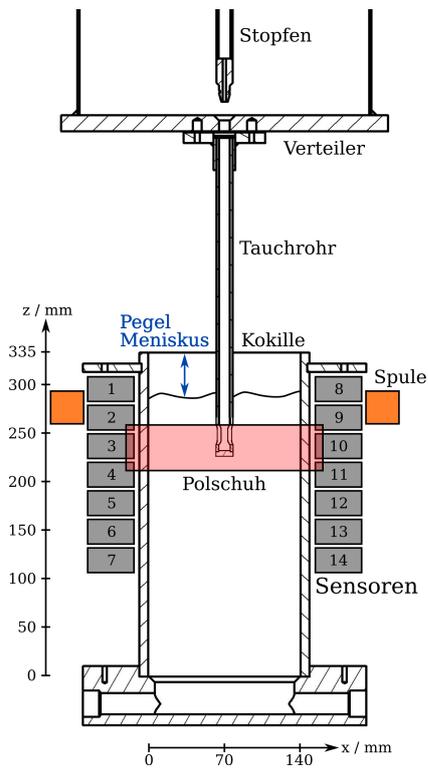
In Abbildung 5.5 wird die zeitgemittelte horizontale Strömungsstruktur in der Umgebung des Jets für die in Tabelle 5.2 angegebenen Flussdichten der Bremse gezeigt. Im unbeeinflussten Fall verlässt der Jet als gerader Strahl das Tauchrohr am unteren Ende des Auslasses unter einem Winkel von ungefähr 35° und trifft bei $z \approx 210$ mm (im CIFT-Koordinatensystem) auf die Schmalseitenwand auf. Der Jet ist dabei nicht scharf abgegrenzt, sondern weist eine bestimmte Ausdehnung mit räumlichem Gradienten orthogonal zur Strahlrichtung auf.

Bei einer Flussdichte von 90 mT ist noch keine signifikante Beeinflussung des Jets festzustellen. Bei magnetischen Flussdichten ab 160 mT wird der Jetaustrittswinkel allmählich flacher, bis er bei 310 mT nur noch wenige Grad beträgt. Zudem beginnt der Jet sich bei diesen Flussdichten zu krümmen; der Jet wird aus dem Bereich des stärksten Magnetfeldes verdrängt. Darüber hinaus bildet sich ab 160 mT eine kompakte Rezirkulationszone unmittelbar oberhalb des Jets heraus, die sich in der Nähe des Tauchrohrs schließt. Deren Geschwindigkeiten nehmen mit zunehmender Intensität der Magnetfeldbremse ebenfalls zu. Der Jet bleibt bei allen magnetischen Flussdichten orthogonal zur Hauptflussrichtung breit ausgedehnt.

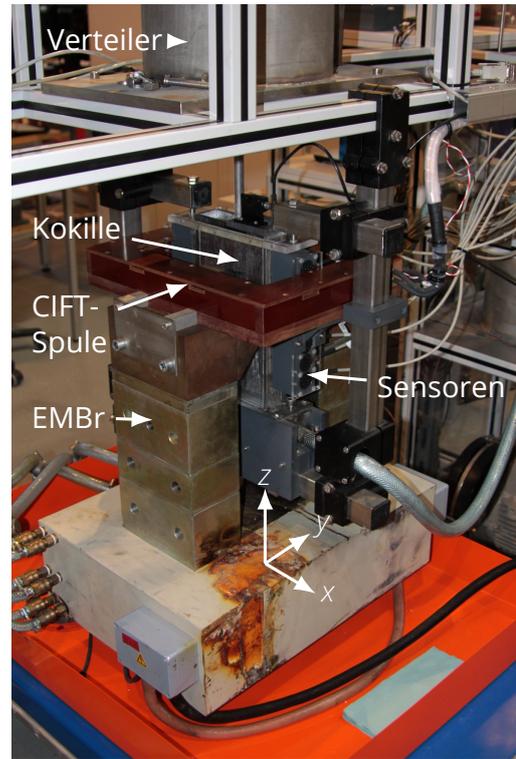
Abbildung 5.6 zeigt die entsprechenden Strömungsprofile im Fall von leitfähigen Randbedingungen. Analog zu den Messungen mit isolierenden Wänden wird der Jetaustrittswinkel mit zunehmender Feldstärke kleiner. Zusätzlich wird der Jet in diesem Fall mit zunehmender Feldstärke kompakter und schärfer abgegrenzt. Statt eines einzelnen großflächigen Rezirkulationsgebiets oberhalb des Jets bilden sich zwei kleinere derartige Gebiete ober- und unterhalb des Jets heraus. Außerdem ist zu beobachten, dass die Strömungsgeschwindigkeiten abseits des Strahls bei großen Feldstärken und leitfähigen Wänden geringer sind als bei isolierenden Wänden.

Zeitgemittelte vertikale Kokillenströmung

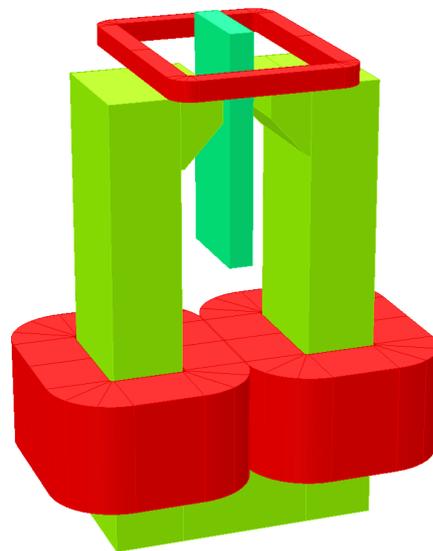
In Abbildung 5.7(a) ist zunächst zu erkennen, dass sich bei abgeschalteter Bremse eine weitestgehend symmetrische Doppelrollenströmung herausbildet. Die oberen Rollen haben eine Aufströmung nahe an den Schmalseitenwänden. Die zugehörige Abströmung erstreckt sich über den Rest der Kokillenbreite. Die untere Rolle weist zunächst eine kompakte Abströmung am Jetauftreffpunkt auf, die sich nach unten hin verbreitert. Die Rückströmung beginnt mittig unterhalb des Tauchrohrs und wird bei Erreichen der Auslässe vom Jet mitgerissen.



(a) Skizze



(b) Foto des Aufbaus



(c) Simulationsmodell

Abbildung 5.4: Aufbau für CIFT mit einer Anregungsspule über den Polschuhen der Magnetfeldbremse

Im Fall der eingeschalteten Bremse mit isolierenden Wänden bildet sich eine deutliche Asymmetrie zwischen den beiden Kokillenhälften heraus. Die untere Rolle auf der rechten Seite kehrt weit auf der linken Seite um und schließt sich auf halber Distanz zwischen Tauchrohr und rechter Wand. Die Abströmung auf der linken Seite ist deutlich schwächer mit einer sehr kompakten Rezirkulation. Die Aufströmung der oberen Rolle ist auf beiden Seiten deutlich verstärkt und verbreitert. Auf der linken Seite bildet sich im oberen Bereich eine dritte Rolle heraus. Diese asymmetrische Strömung resultiert aus der Instationarität der Strömungsstruktur.

Beim Aufbau mit leitfähigen Wänden verschwinden diese Asymmetrien wieder. Die Rezirkulationsgebiete unmittelbar ober- und unterhalb des kompakten Jets sind klar zu erkennen. Auf beiden Seiten entsteht eine Dreifachrollenstruktur mit zwei Rollen oberhalb des Jets. Dies ist möglich, da sich die Aufströmung der untersten Rolle vor bzw. hinter dem Tauchrohr schließt. Die Strömung ist also nicht vollständig zweidimensional.

Zeitaufgelöste vertikale Kokillenströmung

Im Vergleich zu den dargestellten zeitlichen Mittelwerten der vertikalen Strömungskomponente werden im Folgenden die zeitabhängigen Geschwindigkeitsprofile der beiden Sensoren gezeigt, die mit geringem Abstand an den beiden Schmalseiten der Kokille angebracht waren. In den resultierenden Messdaten, siehe Abbildung 5.8, sind bei eingeschalteter EMBR unabhängig von den Randbedingungen diagonal verlaufende Streifen zu erkennen. Diese entsprechen Wirbeln, die sich in der Kokille vom Jet ablösen und mit der Hauptströmung mittransportiert werden. Die Ablösefrequenz beträgt in den Fällen (b) und (c) etwa 1,5 Hz. Im Fall (d) sind weiterhin diagonale Streifen zu erkennen, allerdings lassen sich die zugehörigen Frequenzen optisch nur schwer bestimmen.

Dieser transiente, periodische Strömungseffekt erzeugt zusammen mit dem Magnetfeld der Bremse ein zeitabhängiges Magnetfeld. Die sich daraus ergebenden Effekte für CIFT werden in Abschnitt 5.5 analysiert und diskutiert.

5.3 Simulationen mit einer Spule

Bevor im nächsten Schritt CIFT-Messungen durchgeführt werden, sind die Einflüsse der Polschuhe der EMBR auf die bei CIFT auftretenden Magnetfelder abzuschätzen, wozu ein Simulationsmodell zu entwerfen ist, das den geplanten Aufbau abbildet. Es wird die Software Opera3D des Herstellers Cobham eingesetzt, bei der es sich um eine FEM-Multiphysik-Simulationssoftware handelt, die neben Elektro- und Magnetostatik sowie dynamischem Elektromagnetismus auch Probleme aus Gebieten wie Thermodynamik, Materialspannungen und elektrische Antriebe simulieren kann.

Das neu entworfene und in Abbildung 5.4(c) gezeigte Simulationsmodell muss zuerst anhand experimenteller Daten, in diesem Fall der räumlichen Feldverteilung der EMBR, validiert werden, bevor in Folge die sich ergebende Struktur des Erregerfeldes und Einflüsse auf das induzierte Magnetfeld simuliert werden. Für die EMBR werden die oben angegebene Leitfähigkeit und Magnetisierungskurve verwendet und für die Kokille wird ein Quader mit der Leitfähigkeit von GaInSn eingesetzt. Die Erregerspulen für CIFT und die EMBR werden als Biot-Savart-Leiter mit den korrekten Maßen und Windungszahlen vorgegeben. In der Simulation besitzen sie keine Materialeigenschaften, sondern prägen einen Strom in definierte Gebiete der Simulation ein.

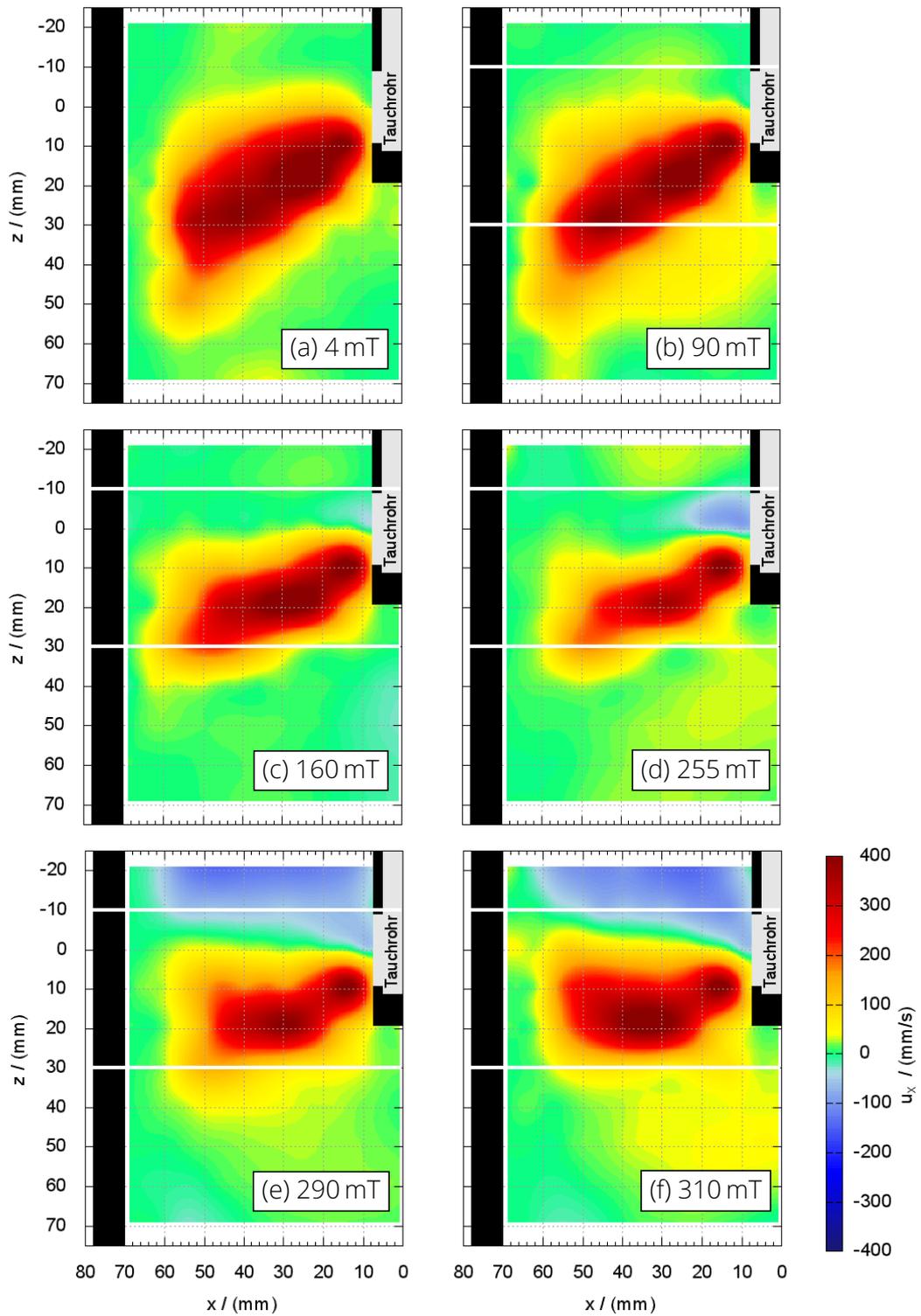


Abbildung 5.5: Zeitgemittelttes horizontales Geschwindigkeitsprofil des Jets für isolierende Wände (nach [92])

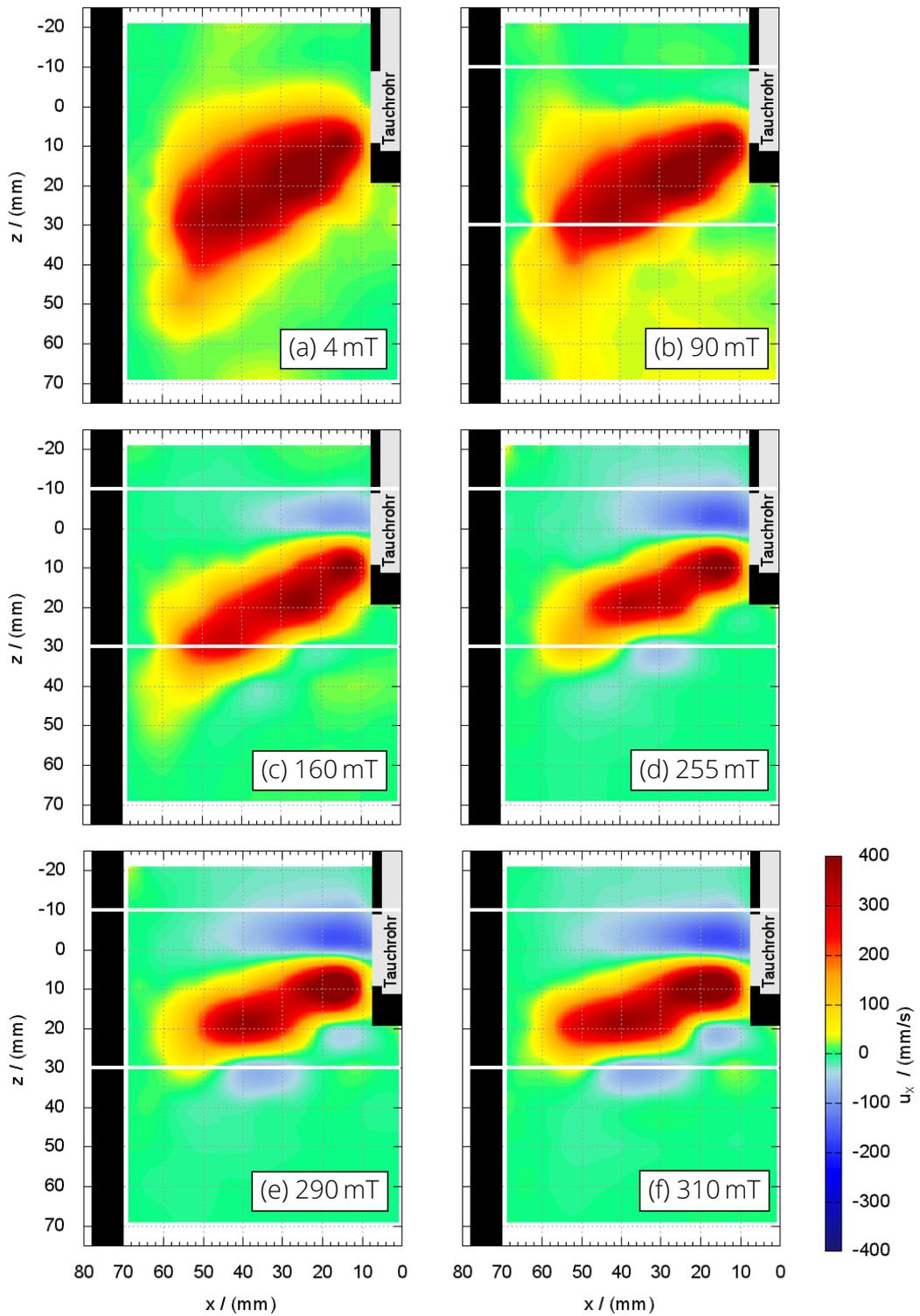


Abbildung 5.6: Zeitgemitteltes horizontales Geschwindigkeitsprofil des Jets für leitfähige Wände (nach [92])

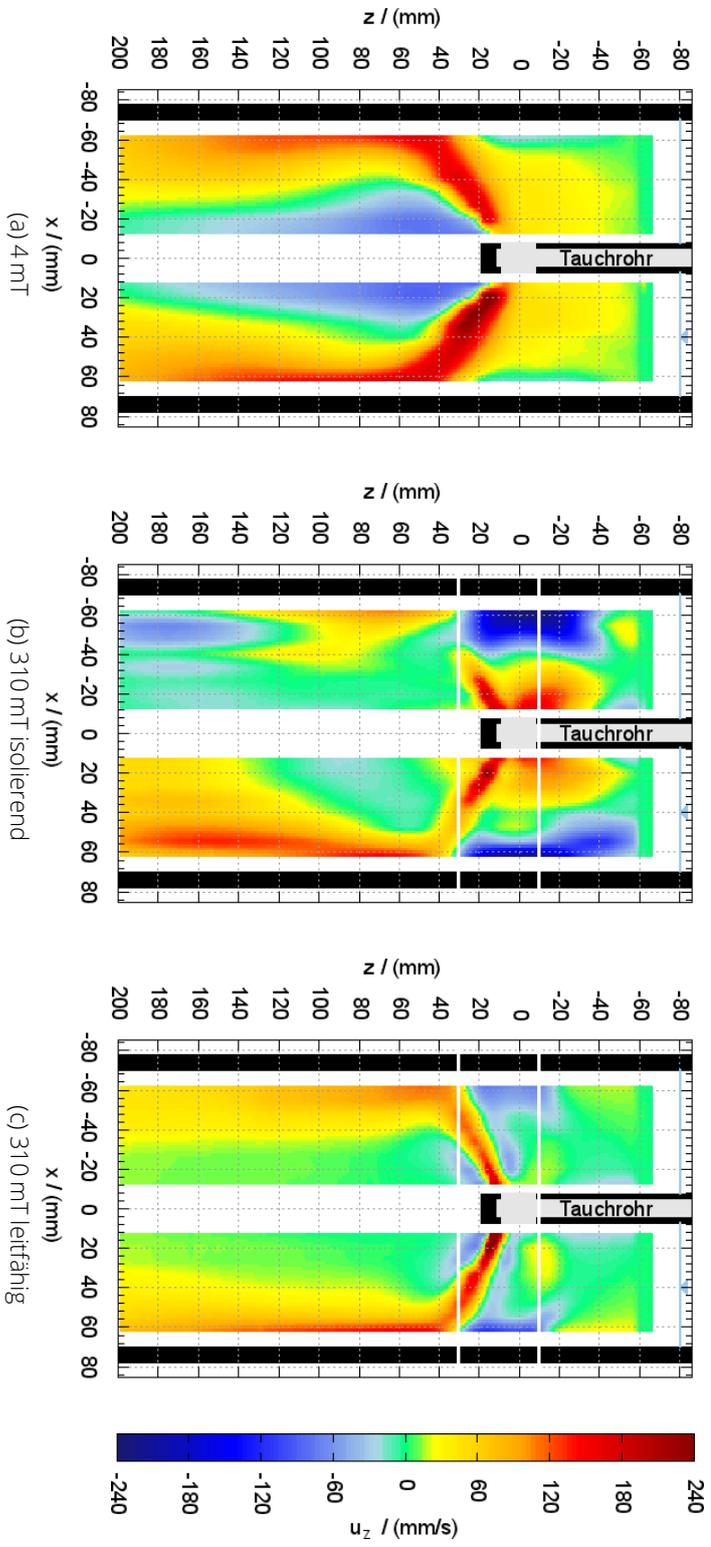
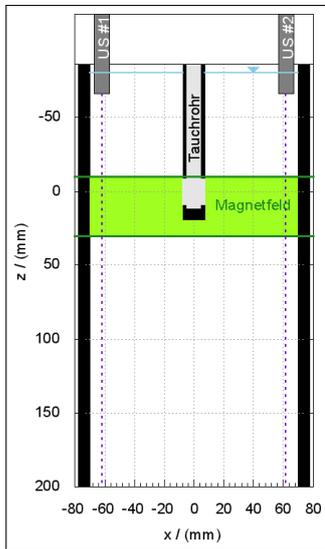
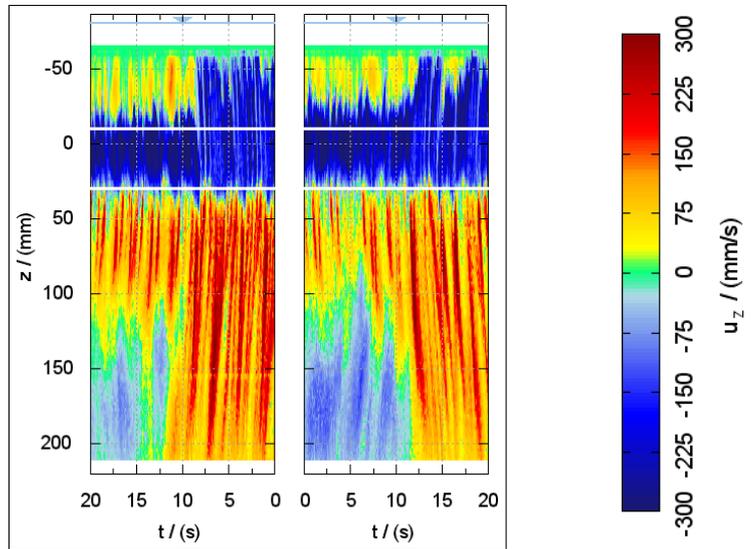


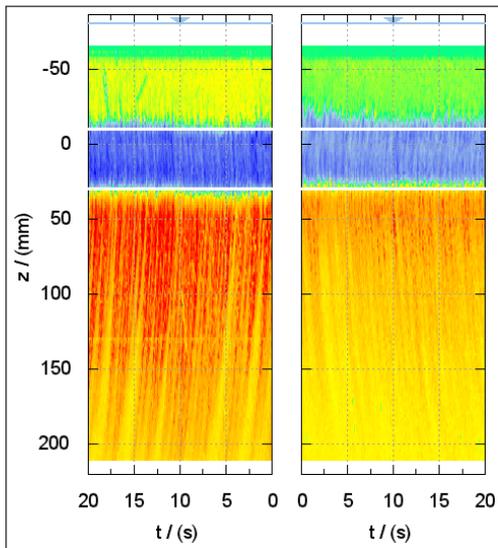
Abbildung 5.7: Zeitgemittelte Vertikalkomponente der Strömung (nach [92])



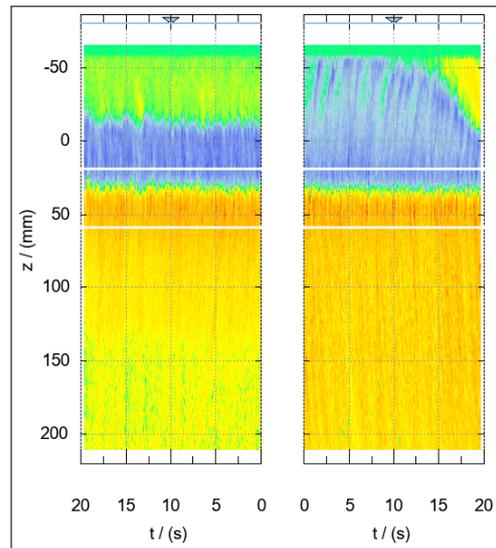
(a) Aufbau für Bremse hoch



(b) 310 mT, isolierend, Bremse hoch



(c) 310 mT, leitfähig, Bremse hoch



(d) 310 mT, leitfähig, Bremse tief

Abbildung 5.8: Zeitaufgelöste vertikale UDV-Messung entlang der Kokillenschmalseiten (nach [92]). In (b) bis (d) zeigen das linke bzw. rechte Diagramm die Strömung vor dem linken bzw. rechten Sensor. Die Abtastrate lag bei 18 Hz.

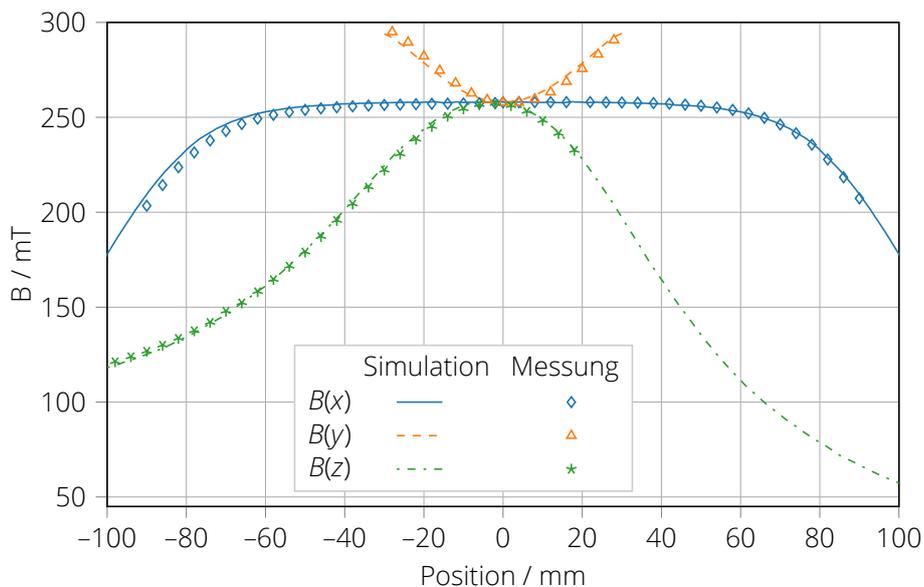


Abbildung 5.9: Vergleich des simulierten und gemessenen EMBr-Magnetfeldes

5.3.1 Modellvalidierung

Im ersten Schritt ist die Modellierung der EMBr zu überprüfen, wozu für eine Stromstärke von 100 A die Amplitude des Bremsenmagnetfeldes in einem Bereich zwischen den Polschuhen mit experimentellen Daten verglichen wird. Für die Simulation kommt der statische Solver TOSCAMAGN zum Einsatz, der die maxwellschen Gleichungen ohne Zeitableitungen verwendet. Die Messdaten wurden gewonnen, indem ein 3D-Hall-Sensor mit einem Traversiersystem zwischen den Polschuhen verfahren und für jede Position die Amplitude aufgezeichnet wurde. Für die Messung liegt der Nullpunkt im räumlichen Mittelpunkt zwischen den Polschuhen, von dem ausgehend der Sensor nacheinander in die drei Raumrichtungen (siehe Achsenrichtungen in Abbildung 5.4(b)) verfahren wird. Den Vergleich zwischen Simulation und Messdaten zeigt Abbildung 5.9. Die Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Daten ist sehr gut und wird nur durch geringe Abweichungen beeinträchtigt, die aber durch eine Fehlorientierung des Traversiersystems erklärt werden können.

Nach dieser Validierung der modellierten EMBr wird untersucht, ob das Simulationsmodell die Einflüsse der EMBr auf das CIFT-Erregerfeld ebenfalls korrekt abbildet. Dazu wurde bei Klotsche [38] im Experiment ein Erregerstrom von 40 A bei 3 Hz eingestellt, das Signal der Einfachspulen am Analog-Digital-Wandler aufgezeichnet und die Amplitude von \mathbf{B}_0 ermittelt.¹ Dies wird einmal mit abgeschalteter EMBr und einmal mit maximalem Strom in der EMBr durchgeführt; beide Szenarien werden gleichermaßen in der Simulation berechnet. Für den Fall, dass nur das CIFT-Erregerfeld simuliert wird, wird der zeitharmonische Solver ELEKTRASS eingesetzt; für die Überlagerung beider Felder wird der transiente Solver ELEKTRATR genutzt, wobei die Ergebnisse erst nach einer mehrsekündigen Einschwingzeit verwendet werden.

Zur Auswertung der Simulation ist zu berücksichtigen, dass die realen Sensoren eine räumliche Mittelung des Erregermagnetfeldes in dem von ihnen begrenzten Volumen vornehmen, was sich bei Magnetfeldern mit starken räumlichen Gradienten, wie in diesem Beispiel, deutlich von einer Punktmessung im geometrischen Mittelpunkt der Sensorwicklung unterscheiden kann. Um die räumliche Mittelung nachzubilden wird das simulierte

¹ Da diese Messung außerhalb dieser Arbeit stattfanden, kam nicht das LTT24 zum Einsatz, sondern das Adwin-Pro II mit Vorverstärkern des Typs FEMTO DLPVA-100-B-D.

Magnetfeld entsprechend Anhang B mit Gleichung (B.6) in die physikalisch korrekte Sensorspannung umgerechnet und in Folge mit den bekannten Sensitivitäten in ein äquivalentes Sensormagnetfeld B_s konvertiert, wodurch sich Abbildung 5.10 ergibt. Es wurden die Daten von den Sensoren auf beiden Seiten verwendet, wodurch für jede Höhenposition zwei Messpunkte pro Szenario gezeigt werden.

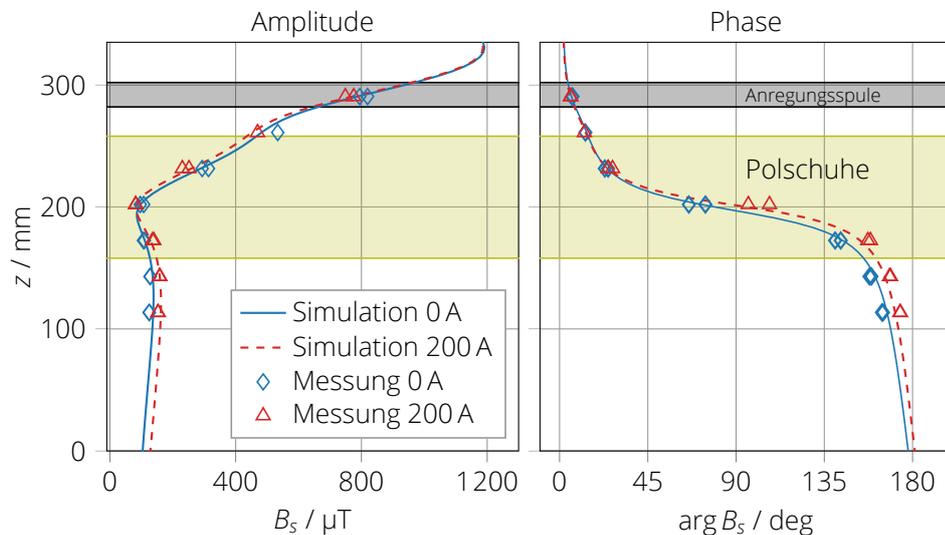


Abbildung 5.10: Vergleich des simulierten und des gemessenen Erregerfeldes an den Sensorpositionen für abgeschaltete und angeschaltete Bremse bezüglich Amplitude und Phase. Die Positionen der Anregungsspule und der Polschuhe sind durch die gelben und schwarzen Flächen gekennzeichnet.

Das stärkste Erregermagnetfeld entsteht im Bereich der Erregerspule, nimmt nach unten hin ab, bis es sein Minimum zwischen den Polschuhen erreicht, und nimmt dann noch einmal leicht zu. Durch die starken Wirbelströme an der Oberfläche der Polschuhe zeigt die Phase keinen scharfen 180° -Sprung, sondern einen allmählichen Übergang. Auffällig ist, dass Amplitude und Phase in geringem Maße von der EMBr-Feldstärke abhängig sind und dass sich die beiden Kurven für die Amplitude bei $z = 200$ mm schneiden. Dies lässt sich dadurch erklären, dass sich durch das starke statische Magnetfeld die Permeabilität der Polschuhe ändert.

5.3.2 Anregungsmagnetfeld

Die Struktur des Erregerfeldes im Polschuhbereich kann besser verstanden werden, wenn das Erregerfeld in der Kokille visualisiert wird, siehe Abbildung 5.11. Es ist deutlich zu erkennen, dass in der Nähe der Spule ein vertikal orientiertes Magnetfeld von 4 mT entsteht, welches im Bereich der Polschuhe von diesen gebündelt und durch diese hindurch geleitet wird. Im Ergebnis ist zwischen und unter den Polschuhen, also im Bereich der stärksten interessierenden Strömung, nur noch ein schwaches Feld von 0,1 mT vorhanden.

Darüber hinaus wurden ähnliche Simulationen für unterschiedliche Frequenzen bis zu einem Maximalwert von 7 Hz durchgeführt, wobei sich zeigte, dass die Änderung der Feldtopologie und -amplitude bei Änderung der Erregerfrequenz vernachlässigbar ist, da die Korrelation der Magnetfelder jeweils besser als 99,9 % war und der mittlere Fehler in keinem Fall 1,2 % überstieg [72].

Im interessierenden Bereich von ungefähr 1 mT ändert sich die Feldtopologie ebenfalls nur vernachlässigbar bei geänderter Erregerstrom. Ebenso war abhängig von der EMBr-

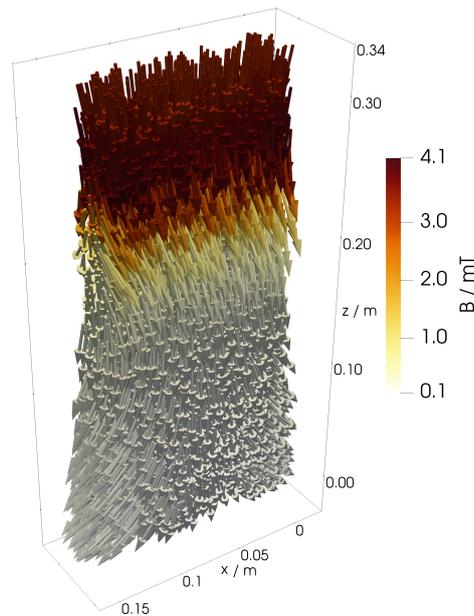


Abbildung 5.11: Das Anregungsmagnetfeld im Kokillenvolumen wird bei Verwendung einer Spule über den Polschuhen durch diese in der Bremse konzentriert, wodurch im unteren Teil der Kokille beinahe kein Magnetfeld mehr vorhanden ist.

Stromstärke kein signifikanter für die Rekonstruktion relevanter Unterschied im Erregerfeld feststellbar.

5.3.3 Induziertes Magnetfeld

Nach der Untersuchung der Erregerfeldstruktur ist zu überprüfen, wie sich die Bremse auf das induzierte Magnetfeld auswirkt. Dafür muss das bei CIFT entstehende Stromsystem zur Simulation hinzugefügt werden und das resultierende induzierte Magnetfeld mit und ohne EMBr berechnet werden.

Diese Simulationen wurden zunächst in OpenFOAM mit der real auftretenden Stromverteilung \mathbf{j} durchgeführt. Hierzu wurde das Erregerfeld aus Opera und eine in [102] simulierte Strömung für diese Kokille genutzt (siehe Abbildung 5.20 in Abschnitt 5.6), um in OpenFOAM zuerst Gleichung (2.23) und anschließend (2.17) zu lösen. Dabei wurde festgestellt, dass der Strom in der Kokille im Wesentlichen aus zwei Tori besteht, die sich über- und unterhalb der beiden Jets befinden und entgegengesetzte Vorzeichen aufweisen. Im horizontalen Abstand von einigen 10 mm führt dies zur typischen S-Kurve im induzierten Magnetfeld. Der somit berechnete Strom wurde in das Opera-Modell der Kokille importiert und \mathbf{b} mit und ohne Bremse berechnet. In beiden Fällen wurden nur vernachlässigbare Abweichungen zwischen beiden Szenarien gefunden.

Diese exakte, aber aufwendige Berechnung soll nun mit einem vereinfachten Modell nachgestellt werden. Das dominante Stromsystem wurde mit insgesamt vier Biot-Savart-Ringspulen nachgebildet (Abbildung 5.12) und die Simulation mit und ohne EMBr wiederholt; die Ergebnisse zeigt Abbildung 5.13. Im Fall ohne EMBr taucht die typische S-Struktur des induzierten Feldes für Einfachspulen und gradiometrische Spulen wieder auf. Sobald die Bremse zur Simulation hinzugefügt wird, ergeben sich Änderungen in der Amplitude des induzierten Feldes in der Größenordnung von 1 % des Wertes im Fall ohne Beeinflussung. Diese geringe Beeinflussung liegt daran, dass das induzierte Magnetfeld vorrangig auf der Symmetrieebene zwischen den Polschuhen im Randbereich der Kokille entsteht. Eine

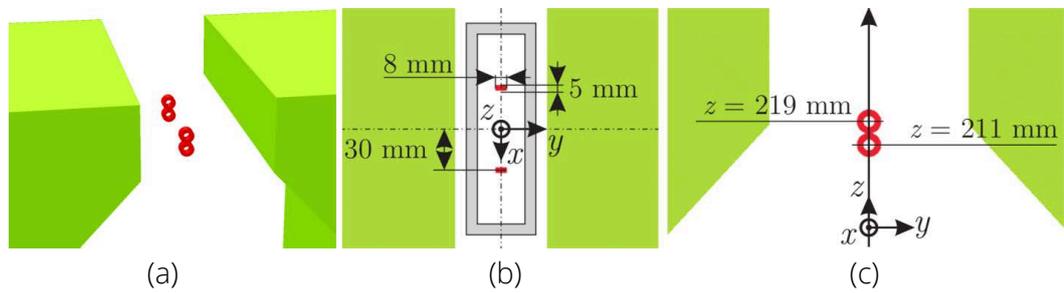


Abbildung 5.12: Nachbildung des für CIFT typischen Stromsystems mit 2 Paaren von virtuellen Zylinderspulen, die sich in der Kokille ober- und unterhalb des Jets befinden würden. (a) Isometrische Ansicht, (b) Draufsicht, (c) Seitenansicht ((b) und (c) aus [38]).

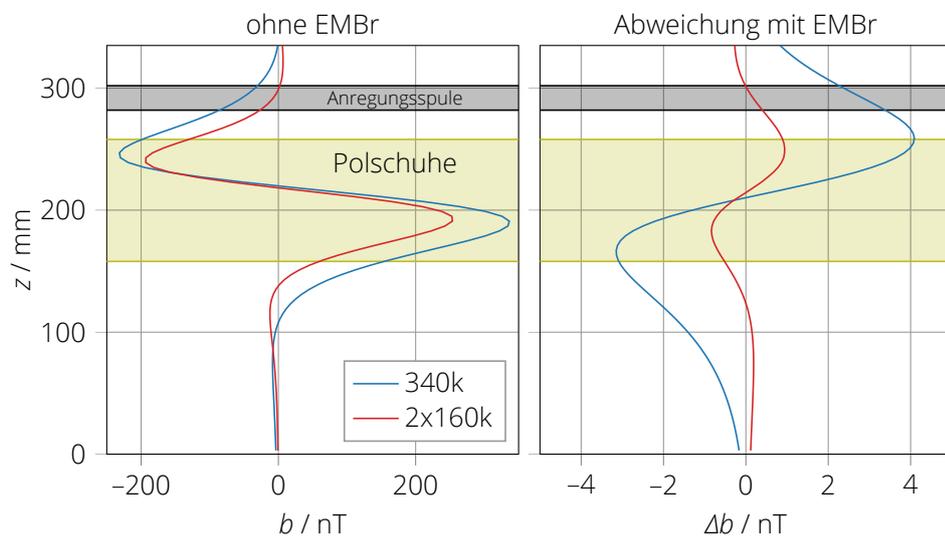


Abbildung 5.13: (a) Induziertes Magnetfeld des künstlichen erzeugten Stromsystems ohne EMBr und (b) Abweichung des Feldes bei hinzufügen der EMBr

zusätzliche signifikante Phasenverschiebung des induzierten Feldes konnte nicht nachgewiesen werden.

Diese Simulationen haben gezeigt, dass sich das strömungsinduzierte Magnetfeld durch die Polschuhe nur vernachlässigbar ändert, sodass das CIFT-Integralgleichungssystem aus (2.21) und (2.24) in diesem Aufbau ohne Modifikationen für ferromagnetische Materialien eingesetzt werden kann. Bevor auf die Strömungsrekonstruktionen eingegangen wird, wird zunächst validiert, dass sich das strömungsinduzierte Magnetfeld prinzipiell messen lässt.

5.4 Testmessungen mit niedriger Anregungsfrequenz

Im Folgenden werden erste Messungen mit unterschiedlichen Randbedingungen durchgeführt und die Plausibilität der gemessenen induzierten Magnetfelder anhand der UDV-Messungen überprüft. Analog zu vorangegangenen Arbeiten [102] werden in diesen Messungen 7 unmittelbar übereinander angeordnete Induktionsspulen je Kokillenschmalseite verwendet. Beide Sensoranordnungen werden so positioniert, dass sich der oberste Sensor in der Nähe der Kokillenoberkante befindet, wodurch vor allem die Strömung in der oberen Hälfte der Kokille aufgelöst wird. Dort sind die interessantesten und relevantesten Strömungsstrukturen zu erwarten.

Es ist bekannt, dass (a) der Fall mit abgeschalteter EMBR zu einer stabilen Doppelrollenstruktur führt, (b) bei eingeschalteter Bremse und isolierenden Wänden starke regelmäßige Oszillationen auftreten und (c) bei leitfähigen Wänden mit eingeschalteter Bremse diese Oszillationen wieder verschwinden und eine veränderte Strömungsstruktur gegenüber Fall (a) zutage tritt, siehe auch Abschnitt 5.2. In den gemessenen induzierten Magnetfeldern sollten sich diese Informationen grundsätzlich wiederfinden lassen. Die Messdaten in diesem Abschnitt 5.4 wurden von Klotsche [38] aufgenommen, die Auswertung erfolgt aber erst in dieser Arbeit.

Es werden hierzu die gemessenen Magnetfelder in den drei Fällen verglichen. Dazu wurde der Aufbau mit einer Erregerspule über den Polschuhen genutzt. Für die leitfähigen Wände wird der Messinginsatz mit 0,5 mm Dicke verwendet. In Abbildung 5.14 ist zu erkennen, dass der Fall mit abgeschalteter EMBR das schwächste Magnetfeld liefert und die beiden anderen Fälle ein etwa um den Faktor 10 stärkeres Feld erzeugen, obwohl die Strömungsgeschwindigkeiten im Mittel gleich sind. Das Szenario ohne Beeinflussung zeigt eine im Durchschnitt stabile Strömung, die von kleinen Oszillationen überlagert wird, sodass sich im Zeitmittel die gewohnte S-Kurve ergibt. Für den beeinflussten Fall mit isolierenden Wänden treten veränderte Sensormittelwerte gegenüber Fall (a) auf, wobei diese von sehr großen Peaks im Bereich von einigen Hundert nT überlagert werden. Für CIFT würde dies, ausgehend von bisherigen Annahmen, bedeuten, dass in großskaligen Oszillationen Geschwindigkeiten auftreten, die die des Jets deutlich übersteigen, was unplausibel erscheint. Fall (c) zeigt in der Tat veränderte Signalmittelwerte gegenüber (a), aber immer noch sehr deutliche Oszillationen, wohingegen eine vorwiegend stationäre Strömung erwartet wurde. Die in Abbildung 5.14 gezeigten Zeitmittelwerte unterstreichen, dass alle drei Fälle unterscheidbare Signalformen aufweisen.

Die in Abbildung 5.8 dargestellten regelmäßig auftretenden Wirbel erzeugen gemäß Gleichung (2.17) unter dem Einfluss des starken statischen Feldes der EMBR ein neues Stromsystem, das von dem bei CIFT auftretenden Stromsystem der großskaligen Hauptströmung unabhängig ist und dabei mit der Ablösefrequenz variiert. Es entstehen also zwei Magnetfelder mit unterschiedlicher Ursache, die ungefähr im gleichen Frequenzbereich liegen, wobei das induzierte Magnetfeld von CIFT das schwächere ist, da das CIFT-Erregerfeld etwa 2 Größenordnungen kleiner als das Magnetfeld der Bremse ist. Neben den wandernden Wirbeln treten darüber hinaus im isolierenden Fall ein schwankender Kokillenpegel mit

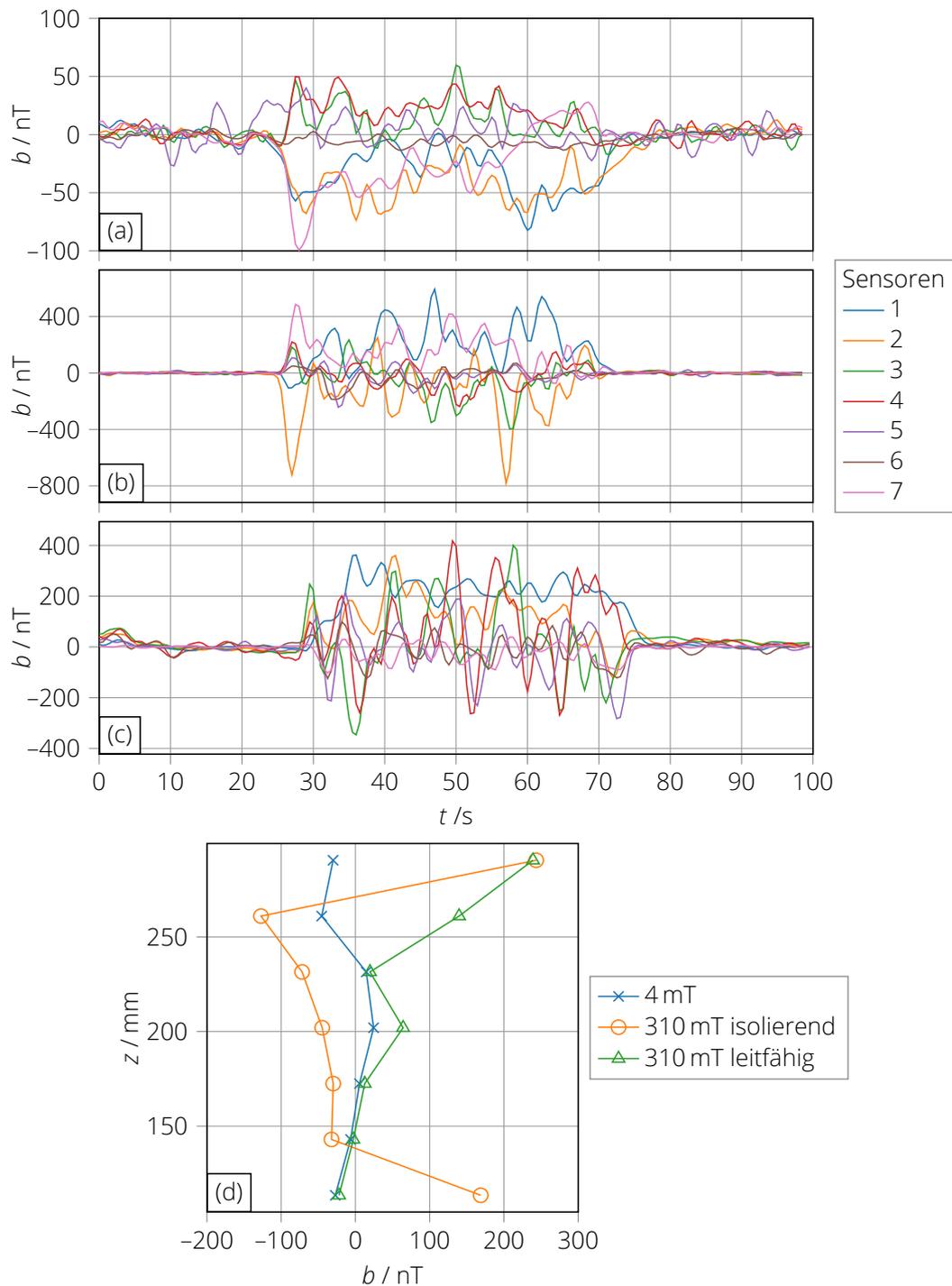


Abbildung 5.14: Vergleich des induzierten Magnetfeldes für (a) abgeschaltete EMBr, (b) 310 mT und isolierenden Wänden, (c) 310 mT und leitfähigem Messinginsert sowie (d) Vergleich der Zeitmittelwerte der drei Szenarien. Die Experimente wurden mit 2 Hz Anregungsfrequenz und Einfachspulen in der hohen Bremsenposition durchgeführt.

2,3 Hz (hier nicht sichtbar) und eine periodische Strahlauslenkung mit $0,2 \dots 0,3$ Hz auf, die sich in Abbildung 5.8(b) im hellblauen unteren Bereich erkennen lässt.

Somit ist der Frequenzbereich um 2 Hz aufgrund dieser intrinsischen Strömungsphänomene für Messungen mit CIFT nicht zugänglich. Deshalb muss ein geeigneter Frequenzbereich mit ausreichend großer störungsfreier Bandbreite gefunden werden.

5.5 Betrachtung der frequenzabhängigen Störungen aus der Strömung

Für die Ermittlung eines Frequenzspektrums der Strömung liegt es nahe, Experimente mit Kokillenströmung und EMBr, aber ohne CIFT-Erregerfeld durchzuführen, damit über die Induktionsspulen das zweite, durch die Strömungsfluktuationen verursachte, Magnetfeld gemessen werden kann. Über ein geeignetes Frequenzanalyseverfahren lassen sich dann enthaltene Störungen bei diskreten Frequenzen sowie störungsfreie Frequenzbänder ermitteln. Das verbreitetste Verfahren zur Berechnung des Frequenzspektrums ist hierbei die diskrete Fouriertransformation (DFT), die ein reelles Zeitsignal in ein komplexes Frequenzspektrum bijektiv abbildet. Die Idee ist dabei, dass jedes Messsignal als eine Summe von stationären Sinus- und Cosinus-Signalen verschiedener Frequenzen und Amplituden ausgedrückt werden kann. Die der DFT zugrundeliegende Fouriertransformation geht dabei von einem unendlich ausgedehnten, periodischen Signal aus [82]. Dies führt bei stark nicht-periodischen Signalen zu Frequenzspektren, die statt der vorhandenen diskreten Peaks verwaschene Maxima zeigen, was die korrekte Interpretation der Ergebnisse schwierig macht [27, S. 942]. Ein besseres Verfahren für solche Signale ist die empirische Modenzerlegung (EMD) mit darauf folgender Hilbert-Huang-Transformation (HHT), welche 1998 von Huang erstmalig beschrieben wurde [27]. Dazu wird zuerst ein Signal in additive Bestandteile zerlegt, die als Moden bezeichnet werden, welchen dann mittels der Hilbert-Transformation ein „mittleres marginales Spektrum“ zugeordnet wird, das sich aufgrund einer statistischen Interpretation von dem der DFT deutlich unterscheidet.

Das mittlere marginale Spektrum stellt ein Maß des Energiebeitrags eines Frequenzintervalls zur Gesamtenergie des Signals dar und repräsentiert damit die kumulierte Amplitude je Frequenz über den gesamten Datensatz. Unter einem probabilistischen Betrachtungswinkel lässt sich folgern, dass je größer der Amplitudenwert bei einer spezifischen Frequenz ist, umso größer die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Signal mit dieser Frequenz lokal im Zeitverlauf der Rohdaten vorhanden war [27, S. 929]. Im Gegensatz dazu ist das Ergebnis der DFT eine Menge von Sinus- und Cosinus-Signalen, die das Signal vollständig beschreiben, wenn sie für die Dauer des Datensatzes mit konstanten Amplituden anliegen. Der Algorithmus für EMD und HHT wird in Anhang C beschrieben.

5.5.1 Experimentell ermittelte marginale Spektren

Die Datenaufnahme erfolgt, wie bereits erwähnt, ohne CIFT-Erregerfeld, aber unter dem Einfluss des Feldes der EMBr, das wahlweise 4 oder 310 mT beträgt, während eine Strömung in der Kokille vorliegt. Eine typische räumliche Verteilung des Feldes ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Für diese Messung wurden die gradiometrischen Sensoren vom Typ 2x160k und das Analog-Digital-Wandlersystem LTT24 eingesetzt. Als Abtastfrequenz wird, wie auch in allen folgenden Experimenten, $F_s = 5$ kHz gewählt. Die digitalisierten Daten werden mit einem Chebychev-II-Filter der Ordnung 6 mit einer Grenzfrequenz von 12 Hz vorgefiltert und die Datenrate per Downsampling um den Faktor 125 auf $F_s = 40$ Hz reduziert. Die Umrechnung der Spannungswerte des ADU in magnetische Flussdichten erfolgt mit der bekannten Sensitivität, wobei die Messwerte frequenzproportional als $\delta b \cdot f$ statt

als δb dargestellt werden, was sich aus den später gezeigten Algorithmen notwendigerweise ergibt. Nachdem die EMD mit anschließender HHT auf diese Daten angewendet wurden, erhält man das in Abbildung 5.15 gezeigte mittlere marginale Spektrum.

Für den Fall mit leitfähigen Wänden sind keine Messungen mit Messingeingssäten vorhanden. Es stehen nur Messungen mit 1 mm dicken Kupferwänden zur Verfügung. Die folgenden Spektren für leitfähige Wände haben daher nur informativen Charakter. Für die praktischen Schlussfolgerungen bei leitfähigen Wänden werden die Messungen mit isolierenden Wänden herangezogen. Aufgrund der bei isolierenden Wänden starken Strömungsozillationen können diese als obere Schranke für den Fall mit leitfähigen Messingwänden angesehen werden.

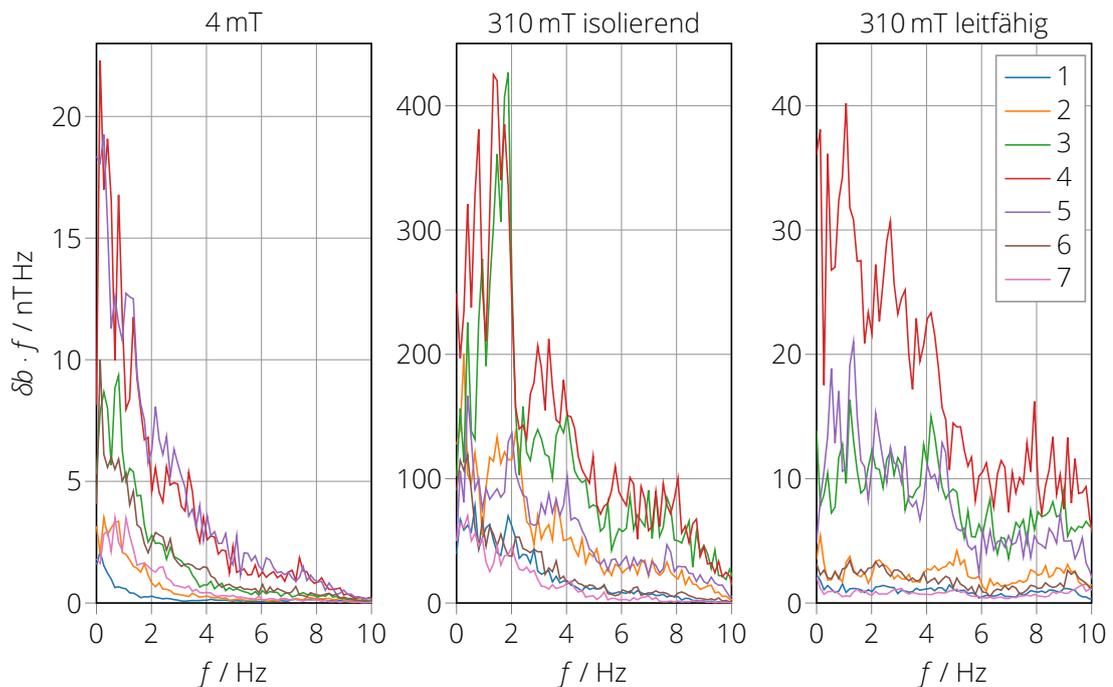


Abbildung 5.15: Mit EMD und HHT berechnetes marginales Spektrum der Kokillenströmung in allen 3 Szenarien

Allen Spektren gemeinsam ist, dass die Sensoren 3 bis 5 jeweils die stärksten Signale zeigen, da sie sich im Bereich des stärksten Magnetfeldes bei den Polschuhen befinden. Im Fall mit abgeschalteter EMBR liegt das Maximum bei 20 nT \cdot Hz und etwa 0,15 Hz und deutet auf geringe Schwankungen des Jets bei abgeschalteter Bremse hin.

Deutliche Störungen bei hohen Frequenzen treten im Fall mit eingeschalteter EMBR und isolierenden Wänden auf, wobei maximale Werte von 400 nT \cdot Hz bei knapp 2 Hz auftreten, was ein Resultat der sich ablösenden Wirbel darstellen könnte, die in Abbildung 5.8 gezeigt wurden. Das Plateau im Bereich 2 bis 4 Hz könnte ebenso eine Folge dieser Wirbel sein. Die periodische Strahlauslenkung ist als kleiner Peak in den Sensoren 2 und 5 zu erahnen, wobei diese schlecht vom Hintergrundrauschen unterschieden werden kann und daher ohne vorheriger Kenntnis dieses Phänomens nicht im Diagramm erkannt werden könnte. Bei Sensor 1 müsste im Bereich von 2 Hz ein durch die auftretenden Oberflächenoszillationen verursachter Peak zu sehen sein, der aber kaum erkennbar ist. Ab einem Bereich von 6 Hz nimmt das Spektrum für die Sensoren 3 bis 5 auf 100 nT \cdot Hz und weniger ab. Die grundsätzliche Kurvenform für Sensor 4 bleibt im dritten Fall erhalten, allerdings mit deutlich geringeren Amplituden, was auf geringere Amplituden in der Wirbelablösung schließen lässt und durch Abbildung 5.8 bestätigt wird. Ab 6 Hz wird wieder ein verringerter Pegel auf allen Sensoren erreicht.

5.5.2 Störpegel nach Demodulation

Die bisher gezeigten mittleren marginalen Spektren bezogen sich auf das Rohsignal der Magnetfeldsensoren. Im Folgenden wird gezeigt, dass daraus die Störpegel nach der Demodulation hinreichend genau vorhergesagt werden können. Damit lässt sich abschätzen, welche Anregungsfrequenz und welche Demodulationszeitkonstante notwendig ist, damit der Störpegel einen vorher festgelegten Schwellwert nicht überschreitet, sodass eine exakte Messung des durch die Erregerspulen induzierten Magnetfeldes und somit auch eine exakte Rekonstruktion der Strömung ermöglicht wird. Es werden zwei unterschiedliche Algorithmen vorgestellt, die gleichermaßen für diese Berechnungen verwendet werden können. Der erste Algorithmus geht vom mittleren marginalen Spektrum aus, wohingegen der zweite Algorithmus die zeitabhängige Demodulation verwendet.

Algorithmus 1: Berechnung über mittleres marginales Spektrum

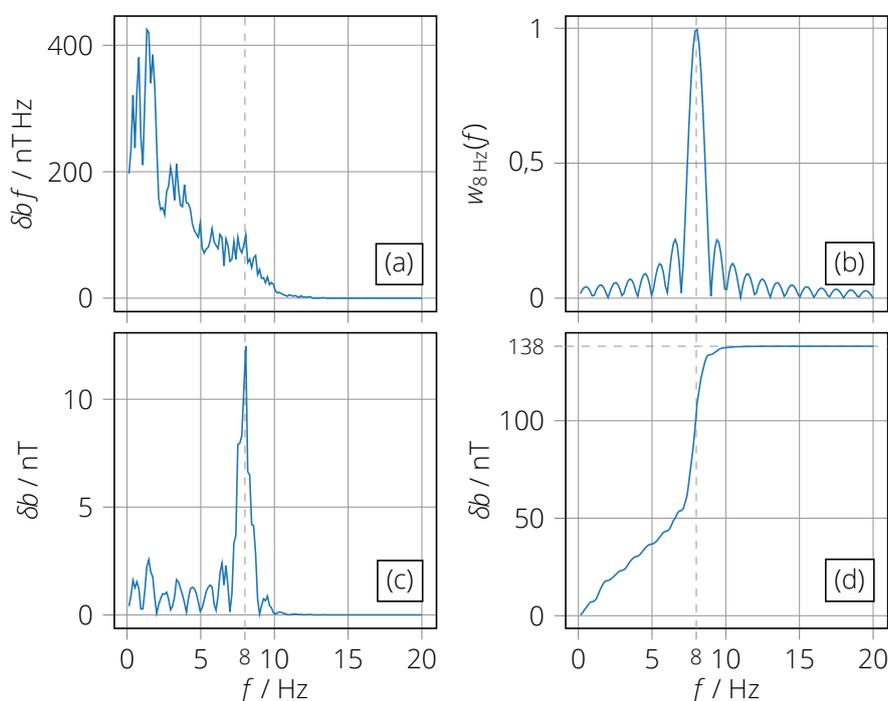


Abbildung 5.16: Signal während der Durchführung der einzelnen Verarbeitungsschritte. (a) mittleres marginales Spektrum, (b) Gewichtungsfunktion, (c) gewichtetes und normiertes Spektrum, (d) kumulierte Summe des gewichteten und normierten Spektrums.

Der erste Algorithmus verwendet als Eingangsgröße $\delta b f$, was sich gemäß Gleichung (4.5) durch Division der Eingangsspannungen durch die Spulensensitivität S_b ergibt. Es ist dann notwendig, das Spektrum eines Störsignals der frequenzproportionalen Eingangsgröße $\delta b f$ auf das demodulierte Magnetfeld δb bei einer gewählten Auswertefrequenz f_0 und Fensterlänge bzw. Demodulationszeitkonstante T_d zu überführen. In Abbildung 5.16 wird dies am Beispiel des Sensors 4 für den Fall 310 mT isolierend gezeigt, wenn eine Demodulation bezüglich der frei gewählten Frequenz $f_0 = 8$ Hz erfolgt. Das zuvor berechnete Spektrum (Abbildung 5.16(a)) wird mit der spektralen Gewichtsfunktion der Demodulation $w_{f_0}(f)$ multipliziert, welche in Gleichung (4.43) definiert wurde und in Abbildung (b) dargestellt ist. Das Resultat dieser Operation mit zusätzlicher Normierung auf die Mittenfrequenz f_0 zeigt Abbildung (c). Abbildung (d) ist die abschließende Integration zu sehen, deren finaler

Wert das Ergebnis dieser Berechnung darstellt. Das bedeutet, dass im Fall der gewählten Frequenz $f_0 = 8$ Hz eine Störung von 138 nT zu erwarten ist.

Algorithmus 2: Berechnung über zeitabhängige Demodulation

Ein zweiter Weg, dieses Ergebnis zu erreichen, ist, auf das ungefilterte Rohsignal mit $F_s = 5$ kS/s ein „simuliertes“ induziertes Magnetfeld bekannter Amplitude und Frequenz zu addieren. Damit kann die reguläre Demodulation durchgeführt und das zeitabhängige Demodulationsergebnis mit der gewählten Amplitude des induzierten Magnetfeldes verglichen werden. Zur Abschätzung einer minimalen Anregungsfrequenz ist darüber hinaus die Festlegung eines Intervalls um die gewählte induzierte Magnetfeldamplitude notwendig, innerhalb dessen sich das Demodulationsergebnis befinden muss. Für typische Strömungen der Mini-LIMMCAST-Brammenkokille werden induzierte Magnetfelder in der Größenordnung von 100 nT erreicht. Des Weiteren kann eine Messabweichung von 10 nT in diesem Fall als unkritisch angesehen werden, womit sich ein zulässiges Werteintervall von (100 ± 10) nT ergibt.

Resultate

Abbildung 5.17 zeigt das Ergebnis dieser Berechnungen für die beispielhaft gewählten Frequenzen 6, 8, 12, 16, 18 und 20 Hz im Fall 310 mT isolierend. Der Zeitverlauf des Demodulationsergebnisses wird mit durchgezogenen Linien dargestellt, welche sich innerhalb des gestrichelten zulässigen Intervalls befinden müssen. Zusätzlich sind der Zeitverlauf von δb nach Anwendung des Mittelwertfilters der Ordnung $N = 8$, der frei gewählt wurde, als Kreuze sowie der aus den Spektren berechnete Störpegel als Fehlerbalken dargestellt.

Zunächst ist zu erkennen, dass die berechneten Störpegel mit den Amplituden der Demodulation sehr gut übereinstimmen, wodurch gezeigt wird, dass die Berechnung der Störungen aus dem mittleren marginalen Spektrum valide Ergebnisse liefert. Darüber hinaus ist ersichtlich, dass die Störpegel, wie erwartet, mit steigender Frequenz in der Amplitude abnehmen und dass das gewählte Toleranzband erst für sehr hohe Frequenzen von ungefähr 16 bis 20 Hz bei der eingestellten Zeitauflösung von $T_d = 1$ s eingehalten wird. Erfolgt eine anschließende Mittelung der Messdaten über 8 Sekunden, dann genügt bereits eine Anregungsfrequenz von 12 Hz, wodurch sich aber die Datenrate auf 0,125 Hz reduziert.

Diese vorgestellte Methode wird nun dazu eingesetzt, den Störpegel für alle ganzzahligen Frequenzen bis 20 Hz in allen drei Fällen vorherzusagen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.18 für $T_d = 1$ s gezeigt. Werte mit $\delta b f < 1$ nT Hz sind nicht dargestellt. Bei der angegebenen Zeitauflösung ist gemäß Diagramm eine Anregungsfrequenz von 5 Hz für den Fall der abgeschalteten Bremse, 17 Hz für die eingeschaltete Bremse bei isolierenden Wänden und 16 Hz bei eingeschalteter Bremse und leitfähigen Wänden erforderlich.

Im letzten Schritt wird aus den gewichteten Spektren für jede Frequenz die maximale Zeitauflösung abgeleitet, bei der die gewählte Schranke von 10 nT Abweichung eingehalten wird. Zu diesem Zweck wurde die Demodulationszeitkonstante $T_d = 1$ s um jeweils 1 s bis zu einer Obergrenze von 20 s inkrementiert, bis das Toleranzband eingehalten wird. Die Resultate werden in Abbildung 5.19 gezeigt. Mit abnehmender Anregungsfrequenz steigt die notwendige Zeitkonstante näherungsweise exponentiell an.

Geht man davon aus, dass in industriellen Stranggussanlagen bei Einsatz von elektromagnetischen Bremsen vergleichbare Strömungseffekte auftreten, lässt sich schlussfolgern, dass ein möglicher Einsatz von CIFT an diesen Anlagen mit dem vorgestellten Anregungsverfahren nur mit deutlich reduzierter Zeitauflösung erfolgen kann, da bei den eigentlich notwendigen hohen Frequenzen der Skineffekt in der Kupferkokille eine starke Abschirmung des Magnetfeldes aus dem Kokillenvolumen bewirken würde (vgl. dazu Kapitel 8). Zusätzlich

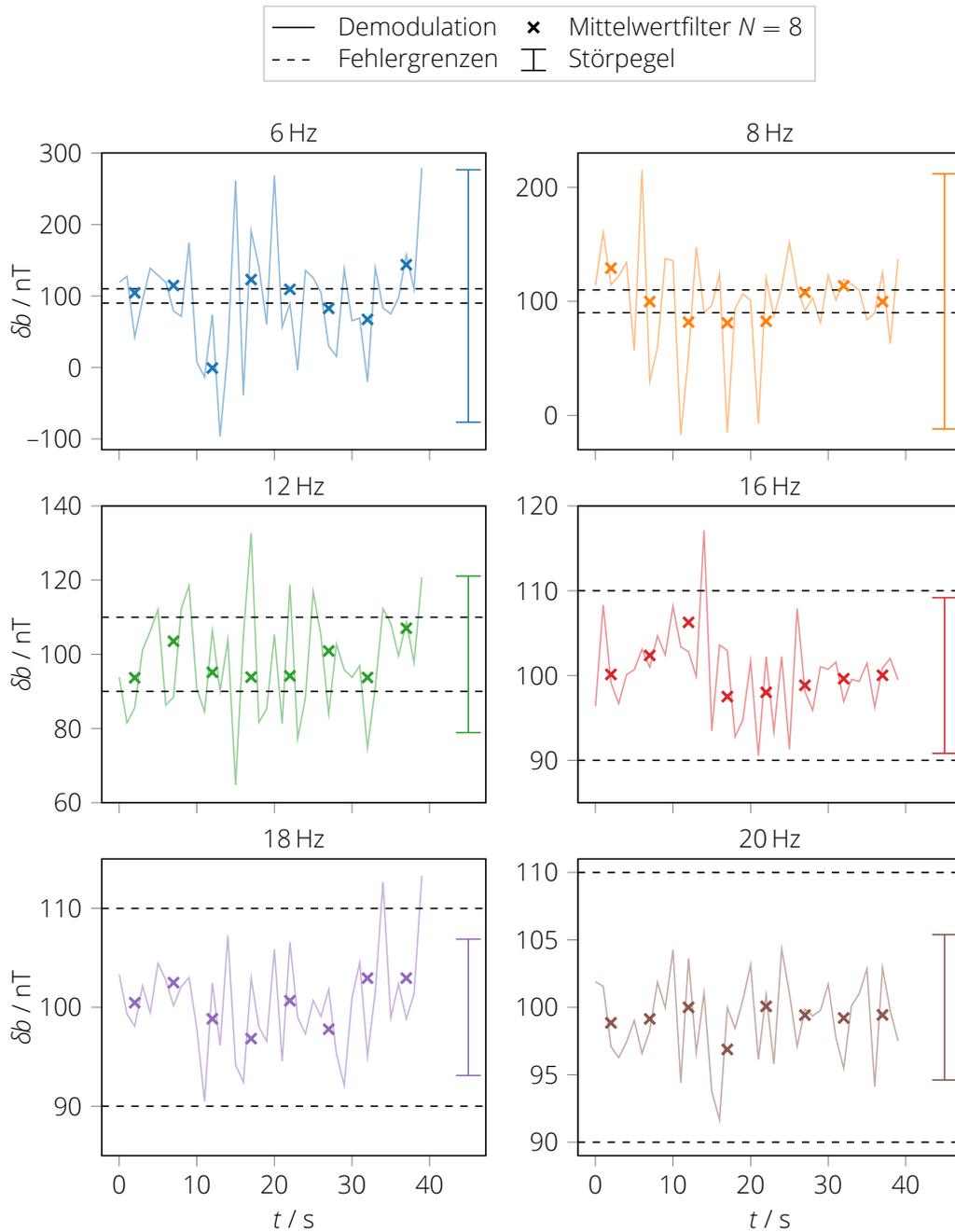


Abbildung 5.17: Vergleich der zeitabhängigen Demodulation mit den berechneten Störpegeln. Magnetfeld der Bremse 310 mT, isolierende Randbedingungen

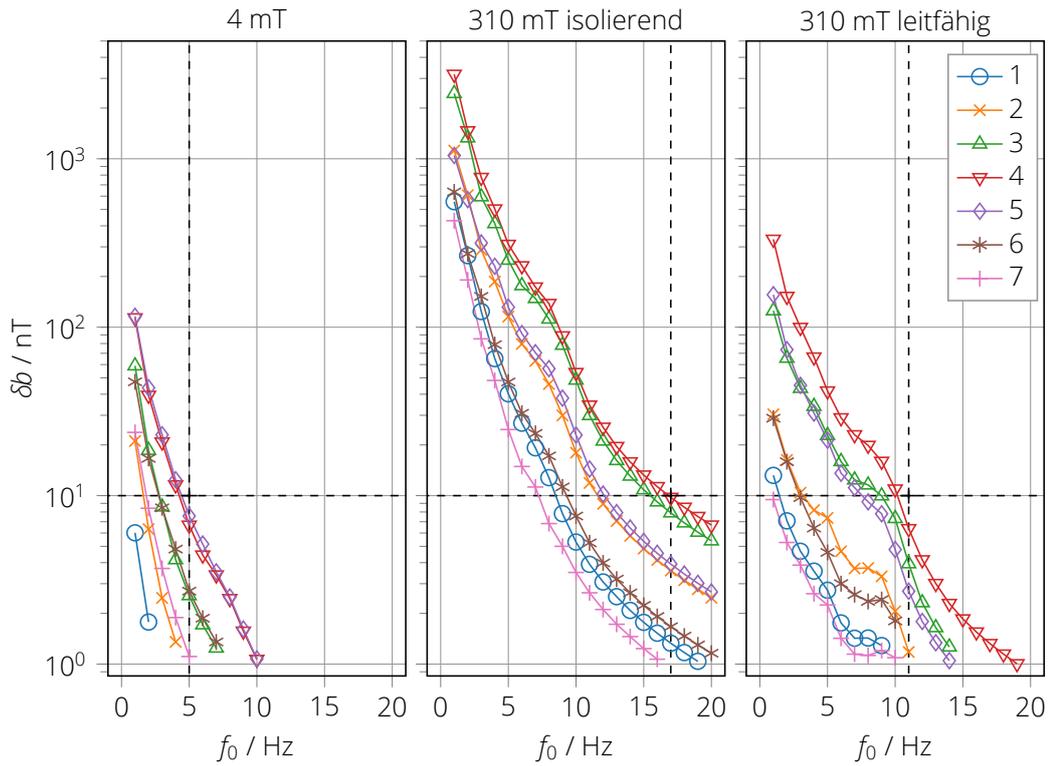


Abbildung 5.18: Erwartetes Sensorsignal, berechnet aus dem marginalen Spektrum, für $T_d = 1$ s bei variabler Anregungsfrequenz f_0 .

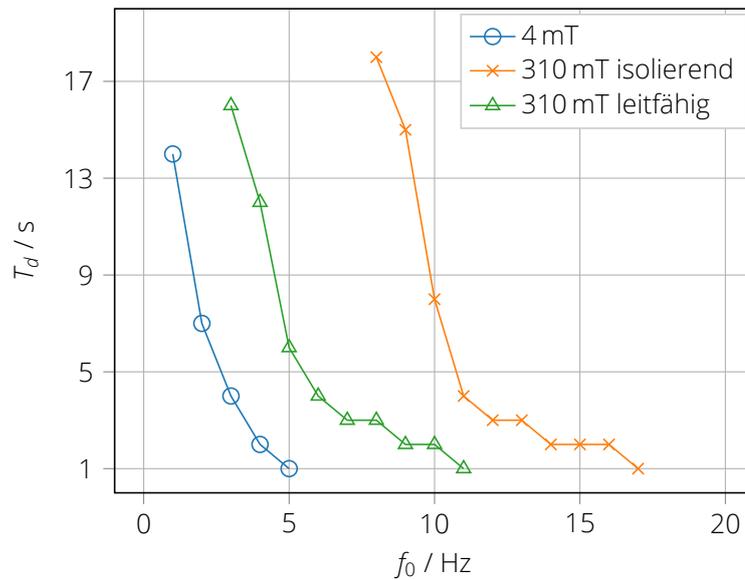


Abbildung 5.19: Zur Einhaltung des Toleranzbandes von 10 nT notwendige Demodulationszeitkonstante

würde die Verwendung von hohen Anregungsfrequenzen die Trennung von Real- und Imaginärteil des gemessenen Magnetfeldes erschweren oder sogar unmöglich machen (siehe dazu die Abschnitte 2.5.2 und 5.7).

Vor dem Hintergrund eines anvisierten industriellen Einsatzes von CIFT erfolgen deshalb weitere Experimente mit eingeschalteter Bremse vorwiegend mit einer geringeren Anregungsfrequenz von 8 Hz unter deutlicher Reduktion der Zeitauflösung von einheitlich $T_d = 17$ s für isolierende und leitfähige Wände. Für den Fall einer abgeschalteten Bremse wird $f_0 = 4$ Hz gewählt, da hier bereits bekannt ist, dass eine sehr stabile Doppelrollenstruktur in der Kokille entsteht und somit eine Zeitauflösung von 2 s bzw. ein Filtergrad von $N = 2$ genügt.

5.6 Rekonstruktionen aus einer simulierten Strömung und zweiter experimenteller Aufbau

Nachdem gezeigt wurde, dass eine Messung des induzierten Magnetfeldes prinzipiell möglich ist, ist jetzt zu überprüfen, ob mit dem verwendeten Aufbau eine valide Strömungsrekonstruktion erzielt werden kann. Dazu wird die in Abbildung 5.20 gezeigte simulierte Strömung \mathbf{v} aus [102] für die Modellkokille verwendet und gemeinsam mit \mathbf{B}_0 für verschiedene Fälle (Aufbau ohne Bremse, Aufbau mit Bremse) das CIFT-Integralgleichungssystem (2.21) und (2.24) vorwärts gelöst.

Das im Ergebnis berechnete induzierte Magnetfeld \mathbf{b} dient anschließend als Ausgangspunkt für das inverse Problem zur Bestimmung von \mathbf{v} . Bei einer validen Rekonstruktion müssen alle wesentlichen Eigenschaften der originalen Strömung auch in der Rekonstruktion sichtbar sein.

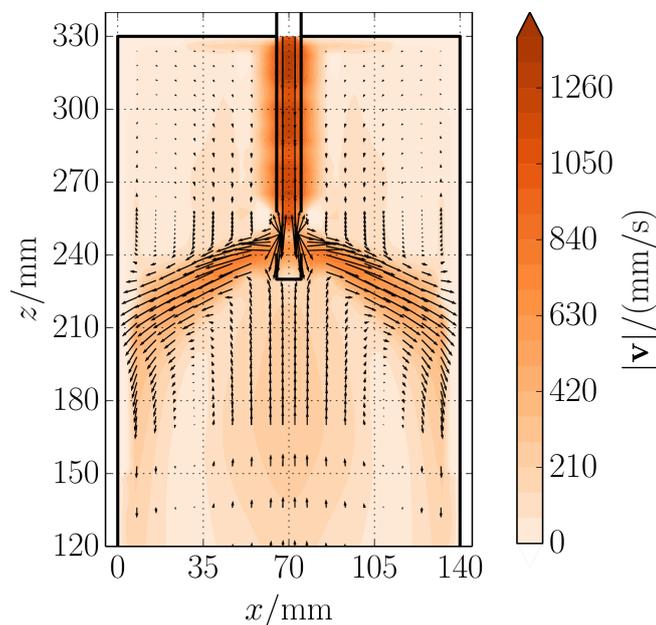


Abbildung 5.20: Strömung im oberen Teil der Modellkokille mit sichtbarer Doppelwirbelstruktur, scharf abgegrenztem Jet und Auftreffpunkt bei $z = 210$ mm

Als Referenzfall dient die in Abbildung 5.21 gezeigte Magnetfeldmessung entlang der Schmalseite der Kokille für den Aufbau ohne EMBr und die daraus rekonstruierte Strömung. Hierbei ist die in diesem Fall charakteristische S-Kurve in den Magnetfelddaten [102] zu erkennen. Die rekonstruierte Strömung zeigt einen aus dem Tauchrohr austretenden Jet, der bei etwa $z = 210$ mm auf die Kokillenschmalseite auftrifft und sich in eine starke

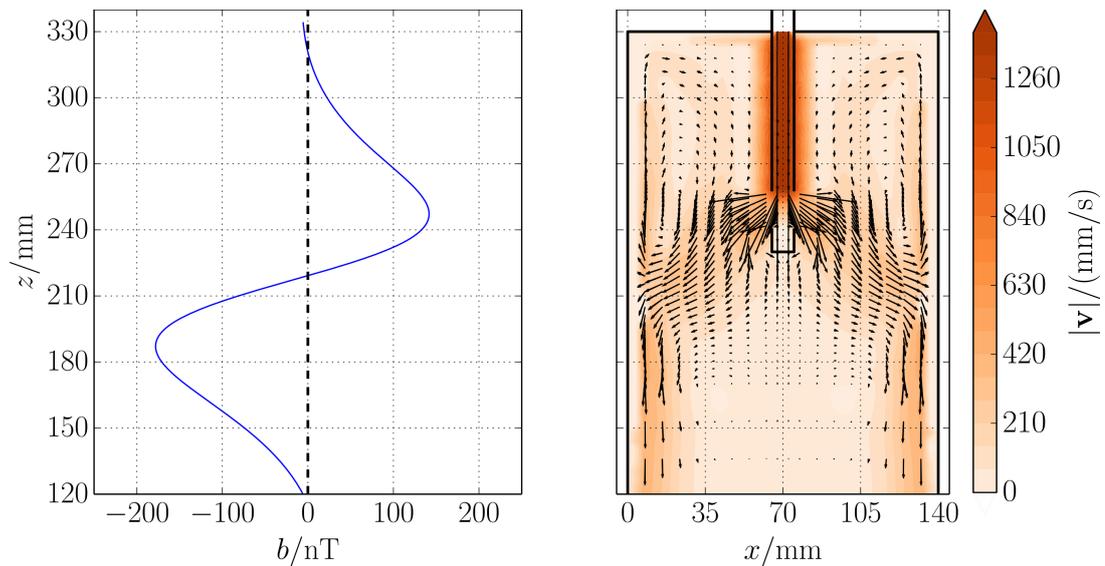


Abbildung 5.21: (a) Induziertes Magnetfeld aus dem Vorwärtsproblem mit der Strömung in Abbildung 5.20, dem Anregungsfeld ohne EMBr und der Erregerspule auf Höhe des Tauchrohrauslasses, (b) rekonstruierte Strömung aus dem berechneten induzierten Magnetfeld

Abströmung sowie eine schwächere obere Rolle aufteilt. Abgesehen von den sich schließenden unteren Wirbeln sind alle relevanten Eigenschaften der originalen Strömung deutlich sichtbar.

In Abbildung 5.22 wird das induzierte Magnetfeld im Messaufbau mit einer Erregerspule und EMBr simuliert und gleichermaßen das inverse Problem gelöst. Dabei fällt die veränderte Doppel-S-Form des induzierten Magnetfeldes mit zusätzlichem Nulldurchgang auf. Da der CIFT-Solver die Erregerfeldstruktur (Abbildung 5.11) im Kokillenvolumen kennt, könnte man intuitiv davon ausgehen, dass das berechnete induzierte Feld in seiner veränderten Form dennoch eine korrekte Rekonstruktion ermöglicht. Anhand der Rekonstruktion ist allerdings zu erkennen, dass die Strömung im Bereich des schwächsten Magnetfeldes inkorrekterweise die höchste Amplitude aufweist. Zusätzlich hat sich der Jetauftreffpunkt nach oben hin zu 240 mm verschoben und die obere Rolle hat ihr Vorzeichen geändert. Es liegt also eine Rekonstruktion vor, die nicht dem Ausgangsgeschwindigkeitsfeld entspricht [72].

Da wahrscheinlich das zu schwache Erregerfeld unterhalb der Bremse die Ursache für die schlechte Rekonstruktion ist, wird im Simulationsmodell eine zweite Erregerspule unter den Polschuhen hinzugefügt, welche aufgrund des begrenzten Raumes schmäler als die bisher eingesetzte Spule sein muss. Damit zwei gleichartige Spulen verwendet werden, wird die obere Spule gegen den schmaleren Typ ersetzt, sodass ein Modell wie in Abbildung 5.23(a) entsteht. In Folge ergibt sich das in Abbildung 5.23(b) gezeigte Erregerfeld, das zwar immer noch ein Minimum zwischen den Polschuhen aufweist, aber nicht mehr so stark abnimmt wie bisher. Unterhalb der Polschuhe entsteht wiederum ein Magnetfeld von ausreichender Amplitude. Insgesamt ist der Maximalwert des Erregerfeldes bei einem Erregerstrom von 40 A nun leicht auf 5,6 mT angestiegen.

Das induzierte Magnetfeld in Abbildung 5.24(a) weist jetzt wieder die typische S-Form auf, hat aber aufgrund des stärkeren Erregerfeldes ebenfalls eine größere Amplitude. Die rekonstruierte Strömung in Abbildung 5.24(b) zeigt die oberen und unteren Rollen mit korrektem Vorzeichen, wenn auch mit leicht abweichender Intensität gegenüber dem Referenzfall. Als Artefakt tritt im Jet eine zusätzliche, unphysikalische Krümmung auf. Diese Krümmung ließe sich vermutlich mit anderen Regularisierungsverfahren beheben. Außerdem wäre es möglich, im Funktional (2.36) weitere Strömungseigenschaften, wie bspw. die Fluidträgheit,

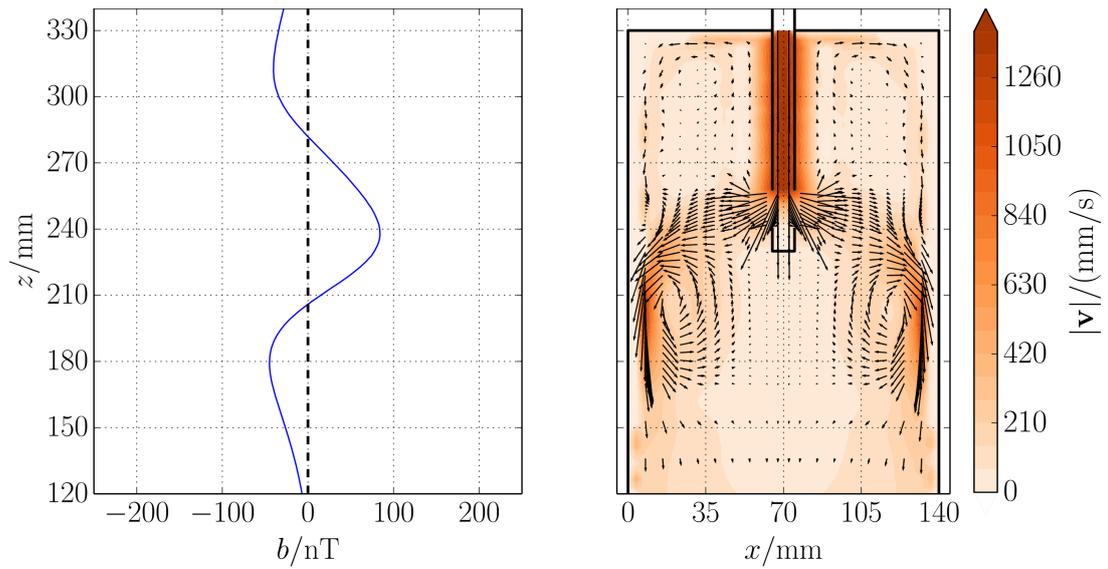


Abbildung 5.22: (a) Induziertes Magnetfeld aus dem Vorwärtsproblem mit der Strömung in Abbildung 5.20, dem Anregungsfeld mit einer Spule aus Abbildung 5.11, (b) rekonstruierte Strömung aus dem berechneten induzierten Magnetfeld. Der Auftreffpunkt hat sich nach unten verschoben, die obere Rolle hat die Richtung geändert und ist deutlich schwächer als die untere Rolle.

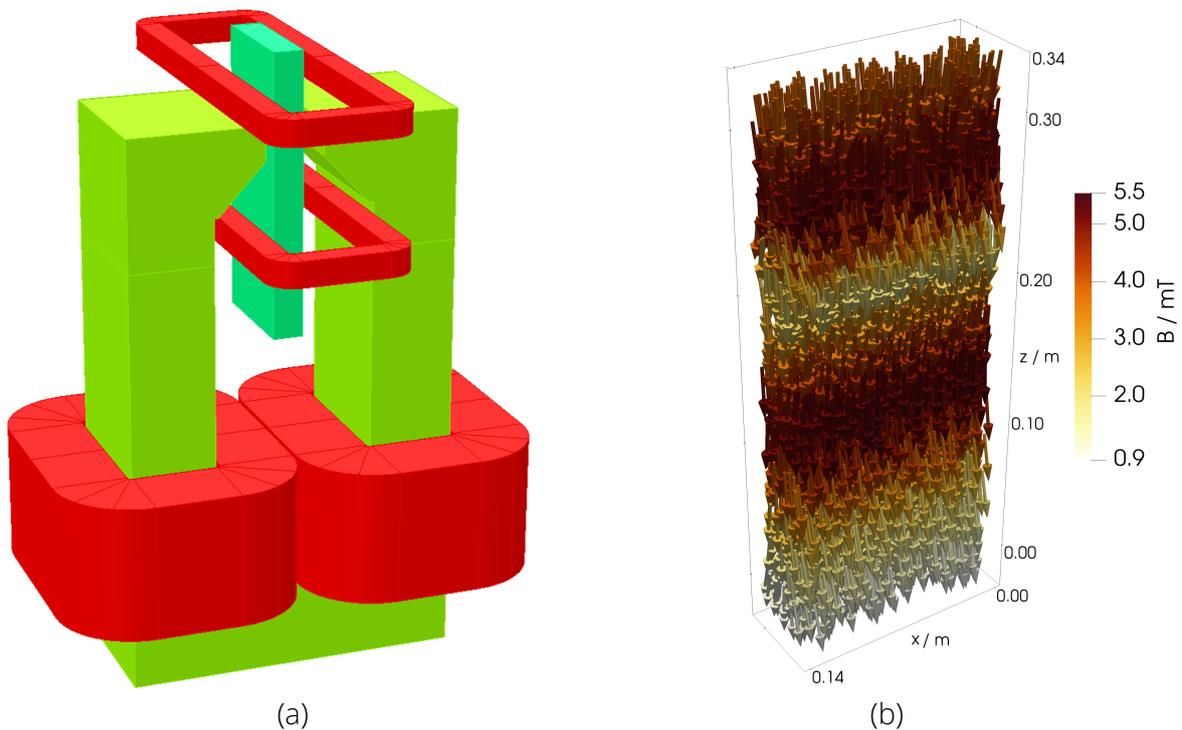


Abbildung 5.23: (a) Verändertes Simulationsmodell mit zwei gleichartigen schmalen Spulen über und unter den Polschuhen der EMBr und (b) daraus resultierendes Erregerfeld

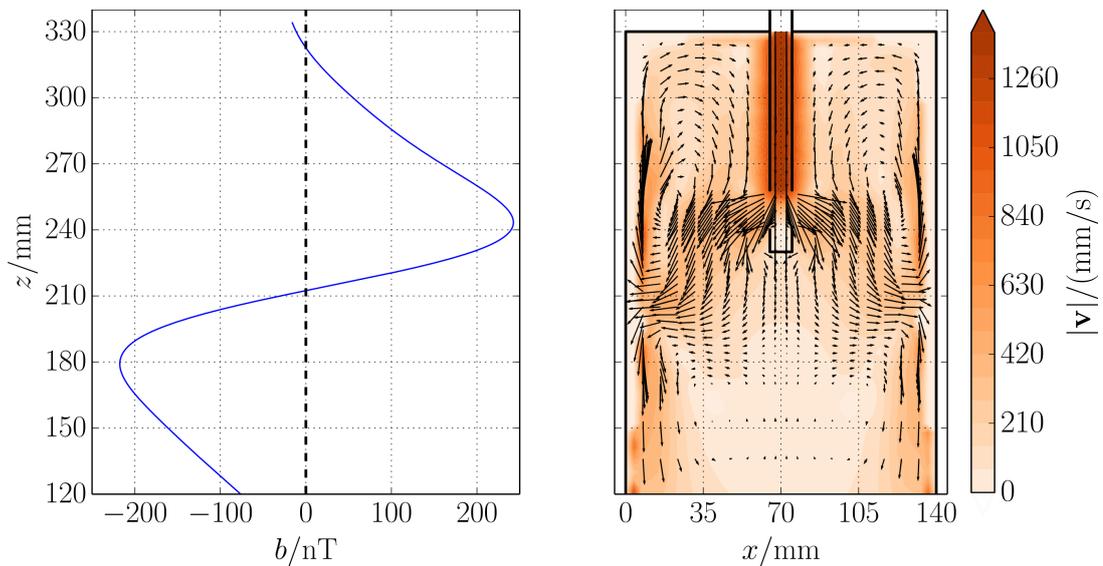


Abbildung 5.24: (a) Induziertes Magnetfeld aus dem Vorwärtsproblem mit der Strömung in Abbildung 5.20 und dem Anregungsfeld mit zwei Spulen aus Abbildung 5.23(b), (b) rekonstruierte Strömung aus dem berechneten induzierten Magnetfeld

zu modellieren. Die mit dem veränderten Aufbau erreichbare Rekonstruktionsgenauigkeit ist für CIFT zureichend, da vor allem die globale Strömungstopologie korrekt wiedergegeben werden soll.

Abschließend soll plausibilisiert werden, dass die Strömung in der Kokille nicht durch die Lorentzkräfte des Erregerfeldes auf das Fluid beeinflusst wird. Dies kann dann ausgeschlossen werden, wenn der Interaktionsparameter aus Gleichung (3.2) $N \leq 1$ ist. Geht man von einer Eindringtiefe des Feldes von $L = 10$ cm und einer horizontalen Geschwindigkeitskomponente außerhalb des Jets in der Größenordnung von $v_x = 1$ cm/s aus, erhält man mit den Stoffparametern aus Tabelle 5.1 den Wert $N = 0,16$, sodass davon auszugehen ist, dass keine signifikante Beeinflussung der Strömung durch CIFT stattfindet.

Der experimentell realisierte und im Folgenden ausschließlich verwendete Aufbau ist in Abbildung 5.25 gezeigt.

5.7 Messungen mit hoher Anregungsfrequenz

Wie in Abschnitt 5.5.1 demonstriert wurde, sind für diesen Aufbau bei eingeschalteter Bremse Messungen mit mindestens 8 Hz notwendig, um die zeitabhängigen Störungen aus der Schmelze von der großskaligen Strömungsstruktur trennen zu können. In bisherigen Messungen wurde davon ausgegangen, dass aufgrund der niedrigen Anregungsfrequenzen die quasistationäre Näherung des ohmschen Gesetzes (2.17) gilt und deswegen der Term $\partial \mathbf{A} / \partial t$ in (2.12) nicht berücksichtigt werden muss. Diese Annahme ist aufgrund der nun zu verwendenden höheren Frequenzen zu überprüfen. Dafür werden im Fall mit abgeschalteter EMBr für mehrere Frequenzen die Strömungsmessung wiederholt und die Mittelwerte verglichen. Die Mittelwerte der Experimente stellt Abbildung 5.26 dar.

Es ist augenscheinlich eine gute Übereinstimmung der meisten Sensoren für alle Frequenzen zu erkennen, wobei für die obersten beiden Sensoren bei 20 Hz eine deutliche Abweichung zu erkennen ist. Zur näheren Betrachtung werden die Ergebnisse mit 2 bis 20 Hz von der Messung mit 1 Hz abgezogen, sodass die Differenzen deutlicher sichtbar werden, wie in Abbildung 5.27 gezeigt. Zu jedem Fall ist zusätzlich der Shieldingparameter

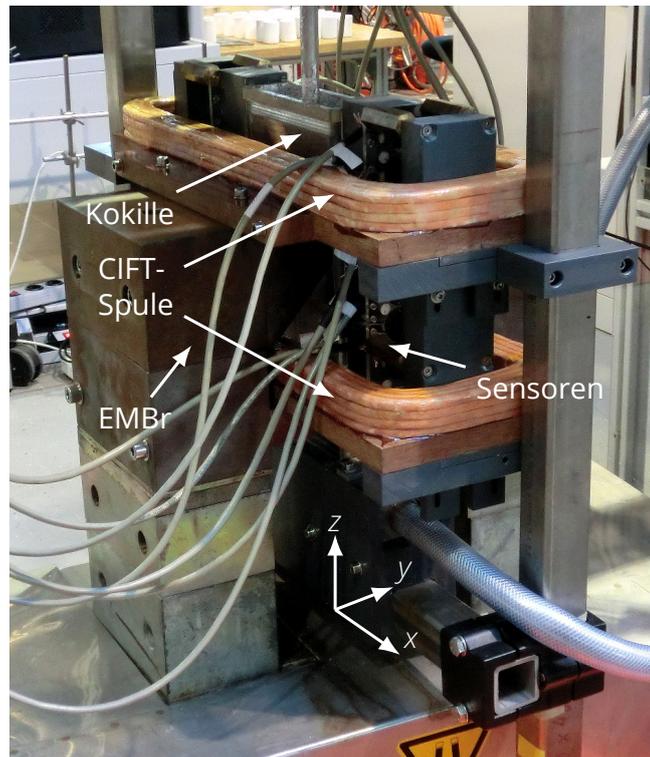


Abbildung 5.25: Optimierter Aufbau für CIFT mit zwei Anregungsspulen über und unter den Polschuhen der Magnetfeldbremse

R_ω aus (2.49) angegeben, der sich unter Annahme ergibt, dass das magnetische Feld in y -Richtung in die Kokille eindringt ($L = 0,035$ m). Hierbei wird deutlich, dass bereits ab 5 Hz für die obersten Sensoren ein negativer Offset entsteht, der mit zunehmender Frequenz stark zunimmt.

Bei hohen Frequenzen mit $R_\omega > 0.2$ hängt $\text{Re}\{\mathbf{b}\}$ nicht nur von $\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$, sondern zusätzlich auch vom Pegel des Flüssigmetalls ab, wie bereits in Abschnitt 2.5.2 mit Abbildung 2.4 erläutert wurde. Diese zusätzliche Abhängigkeit lässt sich durch eine pegelabhängige Kalibrierung des Signals korrigieren. Sobald der Stopfen geöffnet wird, steigt der Pegel in der Kokille aufgrund der hohen Trägheit der Schmelze um ungefähr 4 cm an und sinkt nach Ende des Experiments wieder auf den vorhergehenden Pegel ab.

Zur Kalibrierung der Magnetfeldmessung muss für die gewünschten Frequenzen und Sensorpositionen der hohe Pegel eingestellt und, nach einigen Sekunden Wartezeit, der Füllstand auf den niedrigen Pegel reduziert werden. Die dabei entstehende Signaländerung dient als 2-Punkt-Kalibrierung ohne Interpolation der Zwischenwerte. Im Experiment wird die Änderung des Füllstands dadurch erreicht, dass die Ablaufschläuche der Kokille angehoben werden und die Kokille über den Verteiler befüllt wird. Nach Absenken der Schläuche reduziert sich der Füllstand auf den vorherigen Pegel.

In Abbildung 5.28 ist der Signalverlauf für Sensor 1 mit einer Einfachspule und einer gradiometrischen Spule bei abgeschalteter und eingeschalteter Bremse gezeigt. Zur Ermittlung der beiden Werte für die Kalibrierung dienen die Mittelwerte in den grau gekennzeichneten Intervallen. Für die Einfachspule ist bei abgeschalteter EMBr ein Verlauf zu erkennen, der deutlich mit dem des Meniskus korreliert und der fast frei von Störungen ist. Sobald die EMBr eingeschaltet wird, ist das Signal allerdings überall von Störungen überlagert und die Kalibrierkurve ändert sich nicht-reproduzierbar. Bei der gradiometrischen Spule tritt allerdings in beiden Fällen ein glatter Signalverlauf auf.

Ursache dafür sind kleine Verkippungen, die durch die Manipulation der Ablaufschläuche stets auftreten, aber nur bei den Einfachspulen einen messbaren Effekt haben. Dies lässt sich mit einer einfachen Rechnung begründen, welche in Abbildung 5.29 illustriert ist. Gegeben sei eine Erregerspule in der xy -Ebene mit den Abmessungen $340 \times 240 \text{ mm}^2$ und 12 Windungen, die von einem Wechselstrom der Stärke 40 A durchflossen wird und das Feld \mathbf{B}_0 erzeugt. Zusätzlich liegt ein homogenes statisches Feld \mathbf{B}_E mit 300 mT in y -Richtung an und simuliert damit das Feld der EMBr. In diesem Aufbau befindet sich je ein Sensor an der Position $(0,05 \text{ m}; 0; 0,2 \text{ m})$ der in x -Richtung orientiert ist, womit das EMBr-Feld keinen magnetischen Fluss entlang der Messachse des Sensors erzeugt. Diese Ausrichtung dient als Referenzfall. Wenn der Sensor jetzt um die y - bzw. z -Achse um einen Winkel α mit einer Frequenz von 1 Hz regelmäßig oszilliert, misst der Sensor kurzzeitig eine Magnetfeldänderung der im Diagramm angegebenen Stärke.

Im Falle eines Einfachensors ohne statisches Feld ändert sich das scheinbar gemessene Magnetfeld nur gering und übersteigt selbst bei einem Neigungswinkel von $0,1^\circ$ kaum 10 nT. Wird das statische Feld zusätzlich berücksichtigt, wird selbst bei einer Verkippung von nur einem zehntausendstel Grad ein Signal von mehr als 100 nT ausgegeben, was die meisten Messungen überdeckt. Für den gradiometrischen Sensor ist es unerheblich, ob das statische Feld angeschaltet ist, da aufgrund der im Sensor gebildeten Differenz jedes homogene Magnetfeld vollständig unterdrückt wird, sogar wenn sich der magnetische Fluss parallel zur Sensorachse zeitlich ändert. Da sich also gradiometrische Spulen als robust gezeigt haben, werden für alle weiteren Messungen mit diesem Aufbau nur noch die 2x160k-Spulen verwendet.

Zur Validierung der vorgestellten Pegelkorrekturen wird bei abgeschalteter EMBr zuerst mit 2 Hz eine Strömungsmessung durchgeführt und der Mittelwert gebildet. Anschließend wird für die Frequenzen 10, 20 und 40 Hz die Messung wiederholt und die zugehörige ermittelte Kalibrierkurve abgezogen. Im Idealfall sollte die korrigierte Messung bei hoher Frequenz (HF) mit der Messung bei 2 Hz übereinstimmen. In Abbildung 5.30 ist zu sehen, dass für 10 Hz eine fast perfekte und für 20 Hz eine gute Übereinstimmung der beiden Kurven erzielt wird. Bei 40 Hz verbleibt für die obersten beiden Sensoren ein Offset, der sich so nicht korrigieren lässt, da die Magnetfelder 3. Ordnung gemäß Abschnitt 2.5.2 berücksichtigt werden müssten.

Alle in Folge gezeigten Experimente mit einer Anregungsfrequenz von mehr als $f > 5 \text{ Hz}$ mit eingeschalteter Bremse werden mit dieser neuen Kalibrierungsmethode korrigiert, bevor die Rekonstruktion durchgeführt wird. Für die Messungen bei abgeschalteter Bremse mit $f = 4 \text{ Hz}$ sind aufgrund des geringen Shieldingparameters $R_\omega = 0,13$ keine Korrekturen durch Füllstandskalibrierung notwendig.

5.8 Strömungsrekonstruktionen

In diesem Abschnitt werden die CIFT-Messergebnisse für den Aufbau mit 2 Erregerspulen mit den zugehörigen Rekonstruktionen vorgestellt und die Rekonstruktionsgenauigkeit auf Grundlage der UDV-Datenbasis betrachtet. Es werden dabei, wie in den Abschnitten 5.1 und 5.2 beschrieben, zwei unterschiedliche Bremsenpositionen (kurz als hoch bzw. tief bezeichnet) sowie isolierende Wände oder leitfähige Messingeingsätze verwendet. Für die Bremse wurden außerdem verschiedene Ströme gemäß Tabelle 5.2 gewählt.

5.8.1 Isolierende Wände

Wie in Abschnitt 5.2 gezeigt wurde, tritt in der Kokille ohne Bremseneinfluss eine stabile Doppelrollenströmung mit vernachlässigbaren Oszillationen bei isolierenden Wänden

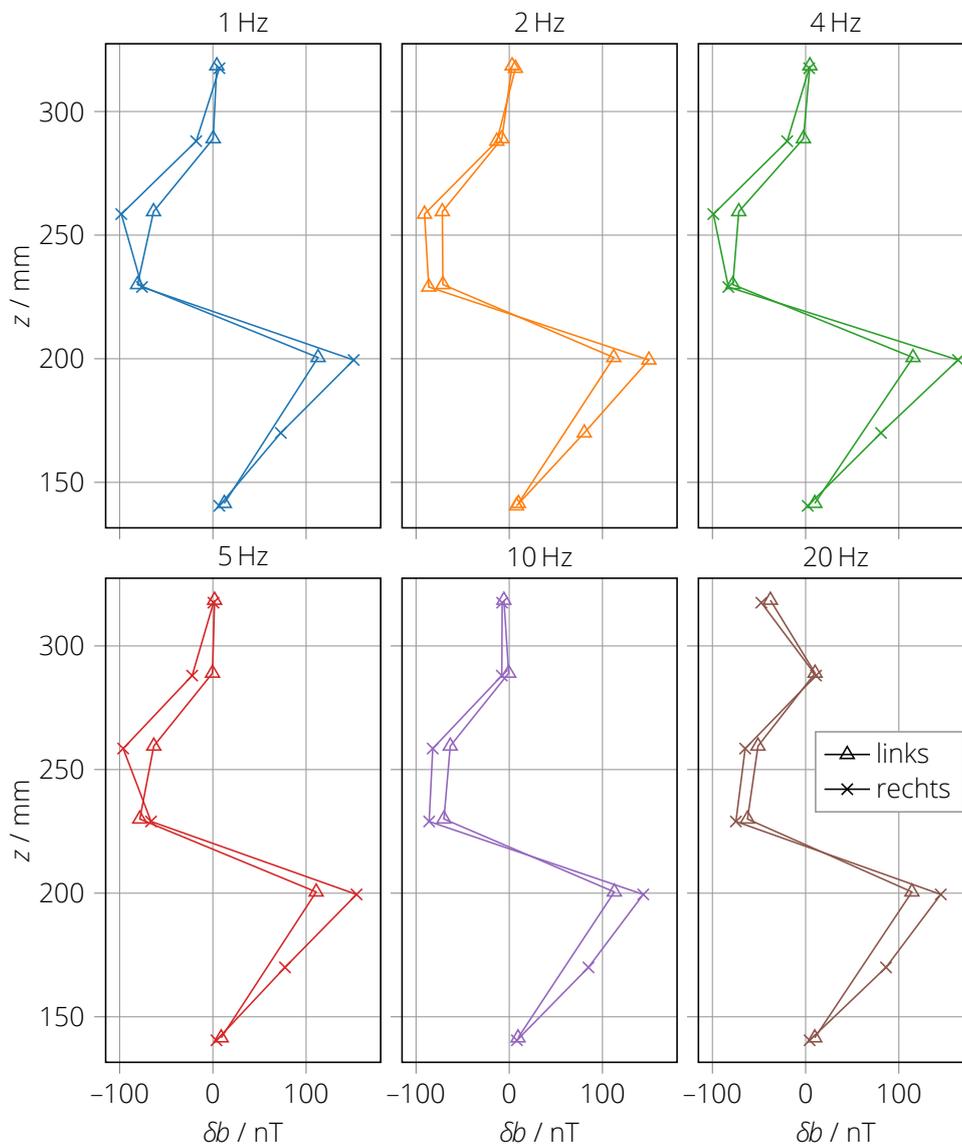


Abbildung 5.26: Frequenzabhängige Mittelwerte der Strömung. Es wurden gradiometrische Sensoren bei abgeschalteter Bremse verwendet.

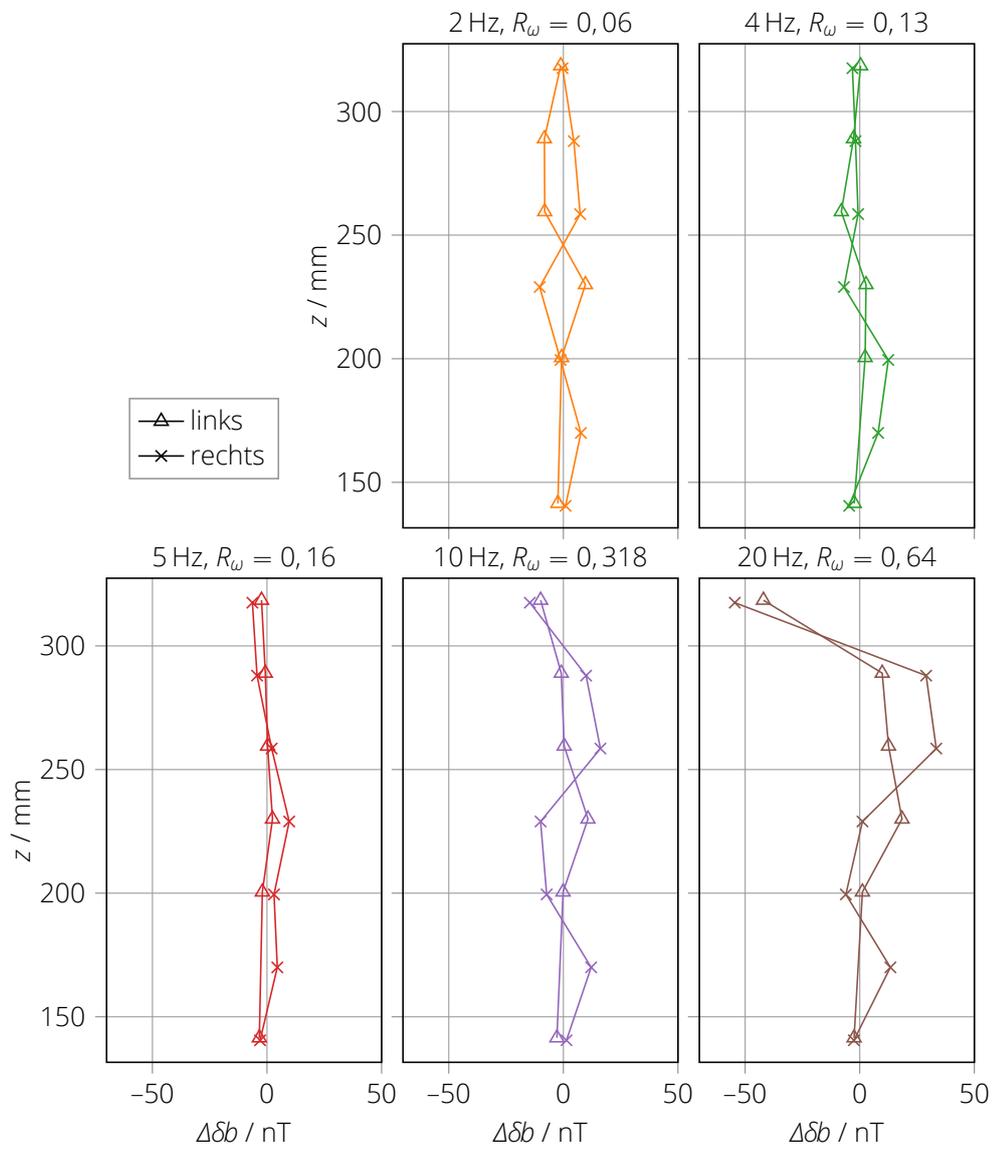


Abbildung 5.27: Frequenzabhängige Abweichungen der Mittelwerte gegenüber dem 1 Hz-Referenzfall

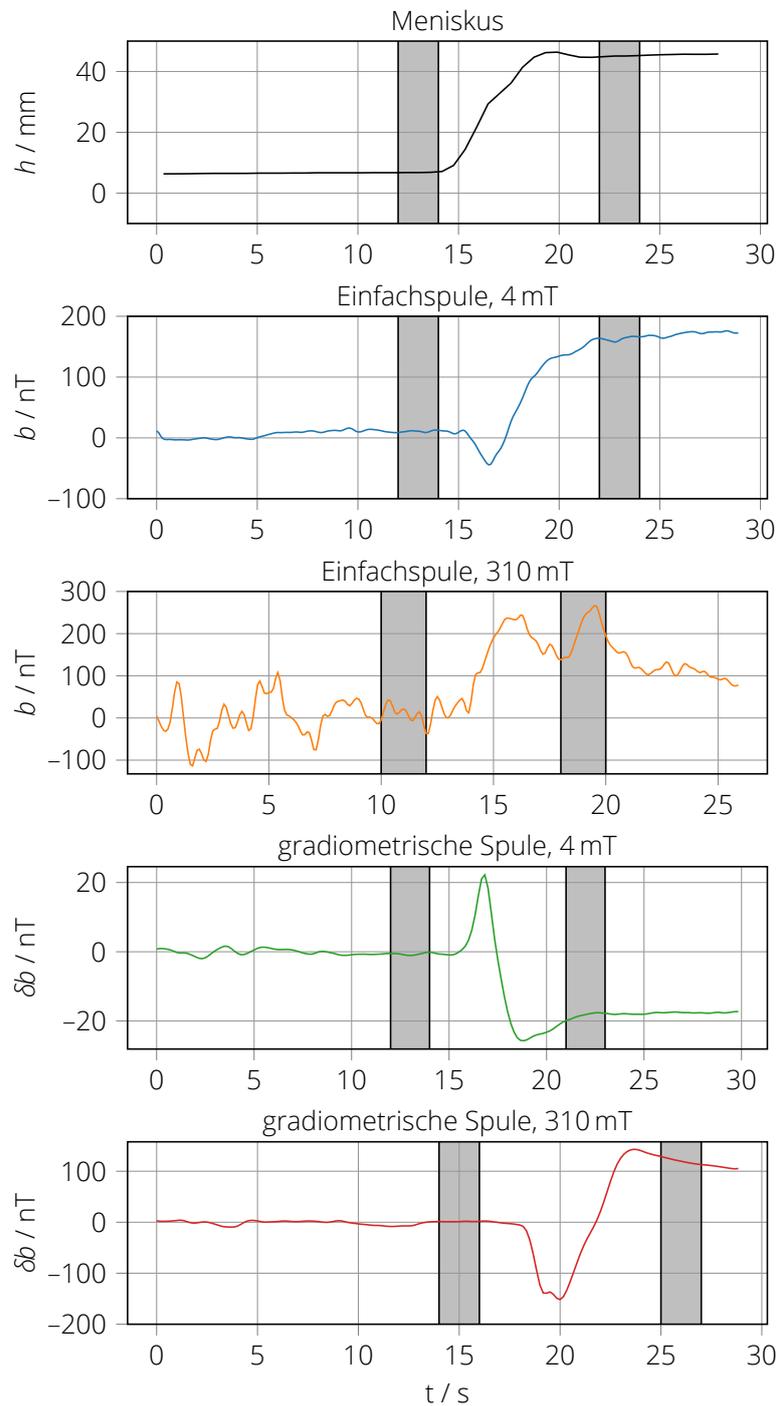


Abbildung 5.28: Beispielhafter Zeitverlauf der Kalibriermessungen mit Sensor 1 als Einfachspule bei 10 Hz und als gradiometrische Spule bei 6 Hz und Zeitverlauf des Meniskus für die erste Magnetfeldmessung

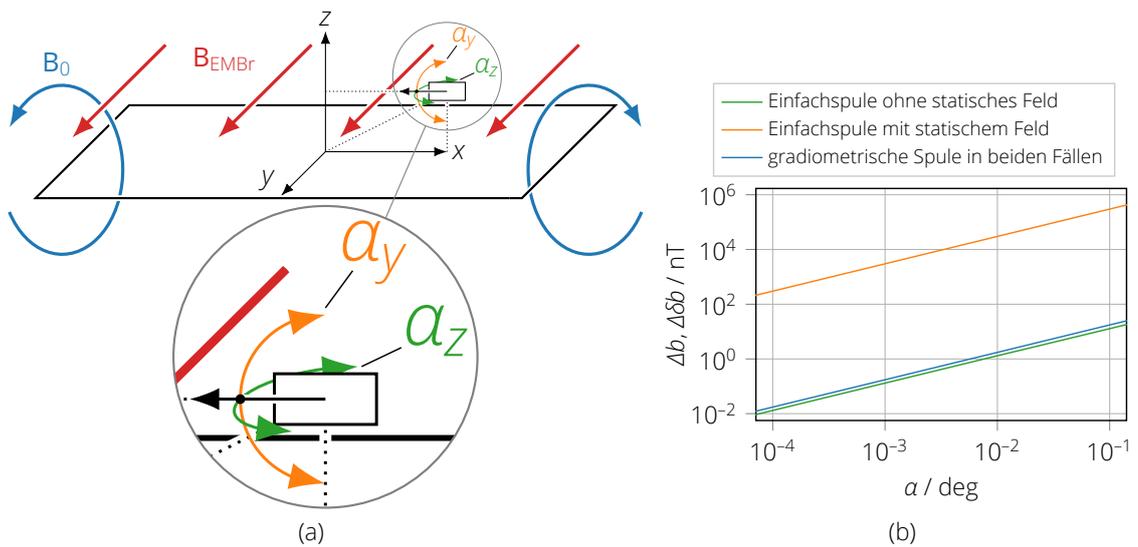


Abbildung 5.29: (a) Skizze des Szenarios und (b) berechnete Magnetfeldänderung, wenn der Sensor um die y -Achse mit a oszilliert (gradiometrische Spule, Einfachspule ohne statisches Feld) bzw. zusätzlich um die z -Achse oszilliert (Einfachspule mit statischem Feld)

auf. Darüber hinaus lassen sich transiente Phänomene bei eingeschalteter Bremse und isolierenden Wänden mit Periodendauern von weniger als 10 s beobachten. Aufgrund der in Abbildung 5.19 dargestellten notwendigen Zeitmittelung ist die Auflösung transients Vorgänge mit CIFT in diesem Messaufbau nicht möglich. Dieser Abschnitt beschränkt sich daher auf zeitlich gemittelte Strömungen, die in Abbildung 5.31 für die drei Fälle (Bremse aus, Bremse an hoch, Bremse an tief) gezeigt werden.

In Abbildung 5.31(a) ist der Fall mit abgeschalteter Bremse in der hohen Position gezeigt. Anhand der Magnetfeldmessung lässt sich zunächst erkennen, dass die Strömung, wie erwartet, weitestgehend symmetrisch ist. Bereits aus der S-förmigen Messkurve kann abgeleitet werden, dass in der Kokille eine Doppelrollenstruktur vorhanden ist, was auch durch die Darstellungen der simulierten Messkurven in Abschnitt 5.6 nahegelegt wird.

Vergleicht man die Rekonstruktion mit der simulierten Strömung in Abbildung 5.20, fällt auf, dass die wesentlichsten Strömungseigenschaften, nämlich der Jetauftreffpunkt bei $z \approx 210$ mm und die beidseitige Doppelrollenströmung mit richtigem Vorzeichen, korrekt rekonstruiert wurden. Allerdings sind zwei kompakte Rezirkulationsgebiete unter dem Jetauftreffpunkt vorhanden, die in der simulierten Strömung nicht vorhanden und aufgrund des fehlenden Antriebsmechanismus unphysikalisch sind. Des Weiteren schließen sich entgegen der Vorhersage die unteren Rollen nicht zu einem großen Rezirkulationsgebiet unterhalb des Tauchrohrs. Darüber hinaus entspricht das Verhältnis der Strömungsintensitäten zwischen oberer und unterer Rolle in der Rekonstruktion nicht exakt dem der originalen Strömung, wobei diese Ungenauigkeit bereits in der „idealen“ Rekonstruktion (Abbildung 5.21) vorhanden ist und somit intrinsisch für die vertikale Anregung in diesem Modell zu sein scheint.

Wird die Bremse in der hohen Position mit isolierenden Wänden auf 310 mT eingestellt, ergeben sich deutliche Änderungen, wie in Abbildung (b) gezeigt. Die Amplitude des Magnetfeldes nimmt oberhalb der Polschuhe von 100 auf 150 nT deutlich zu, dafür reduziert sie sich signifikant unterhalb der Polschuhe von 150 auf 50 nT. Dementsprechend weist die zugehörige Rekonstruktion eine Zunahme der Strömungsgeschwindigkeiten oberhalb der Polschuhe auf und zeigt geringere Strömungsgeschwindigkeiten im unteren Bereich. Übereinstimmend mit den UDV-Messdaten in Abschnitt 5.2 wird der Flüssigmetall-

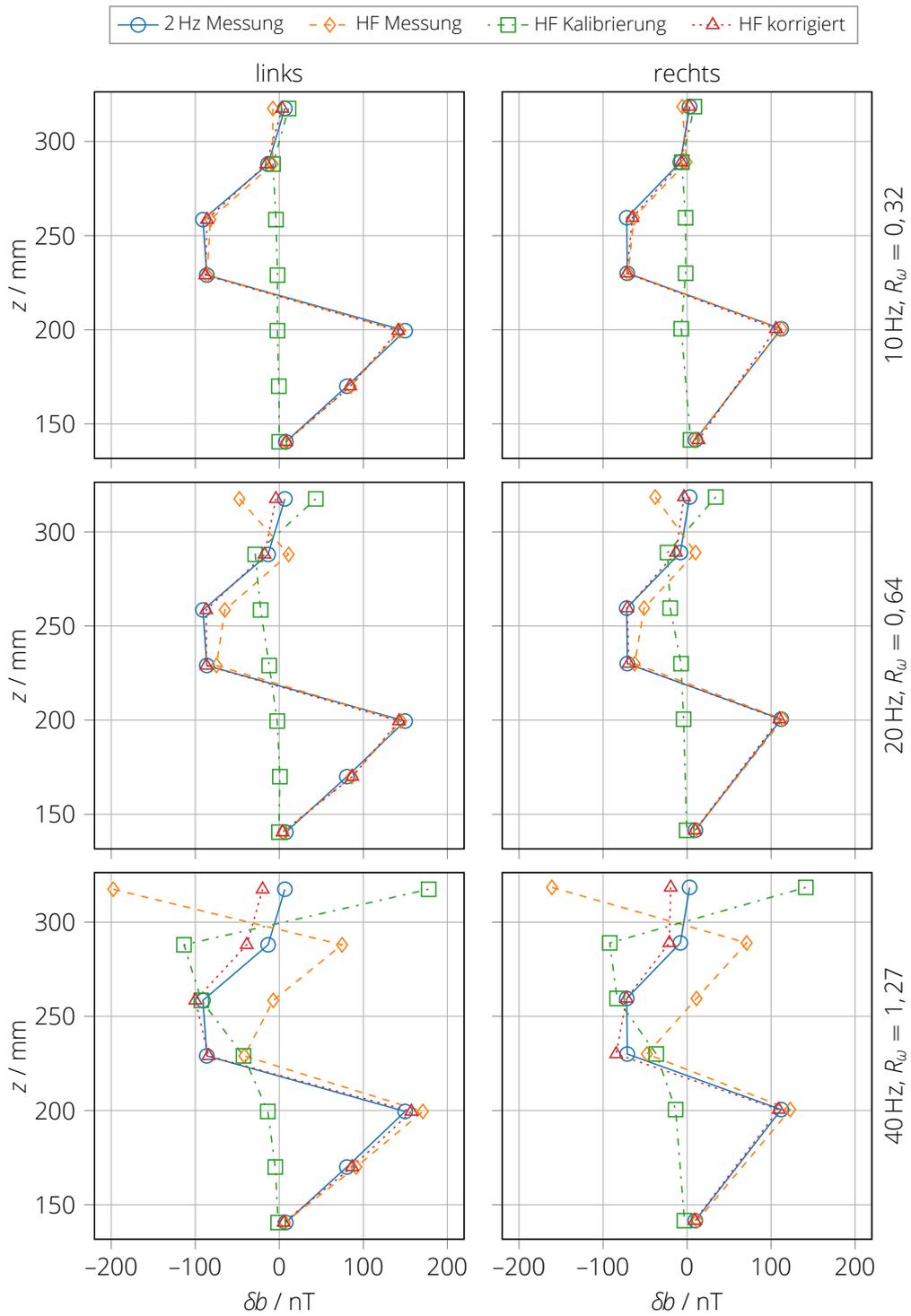


Abbildung 5.30: Vergleich der korrigierten Messungen mit 10, 20 und 40 Hz mit dem 2 Hz-Referenzfall

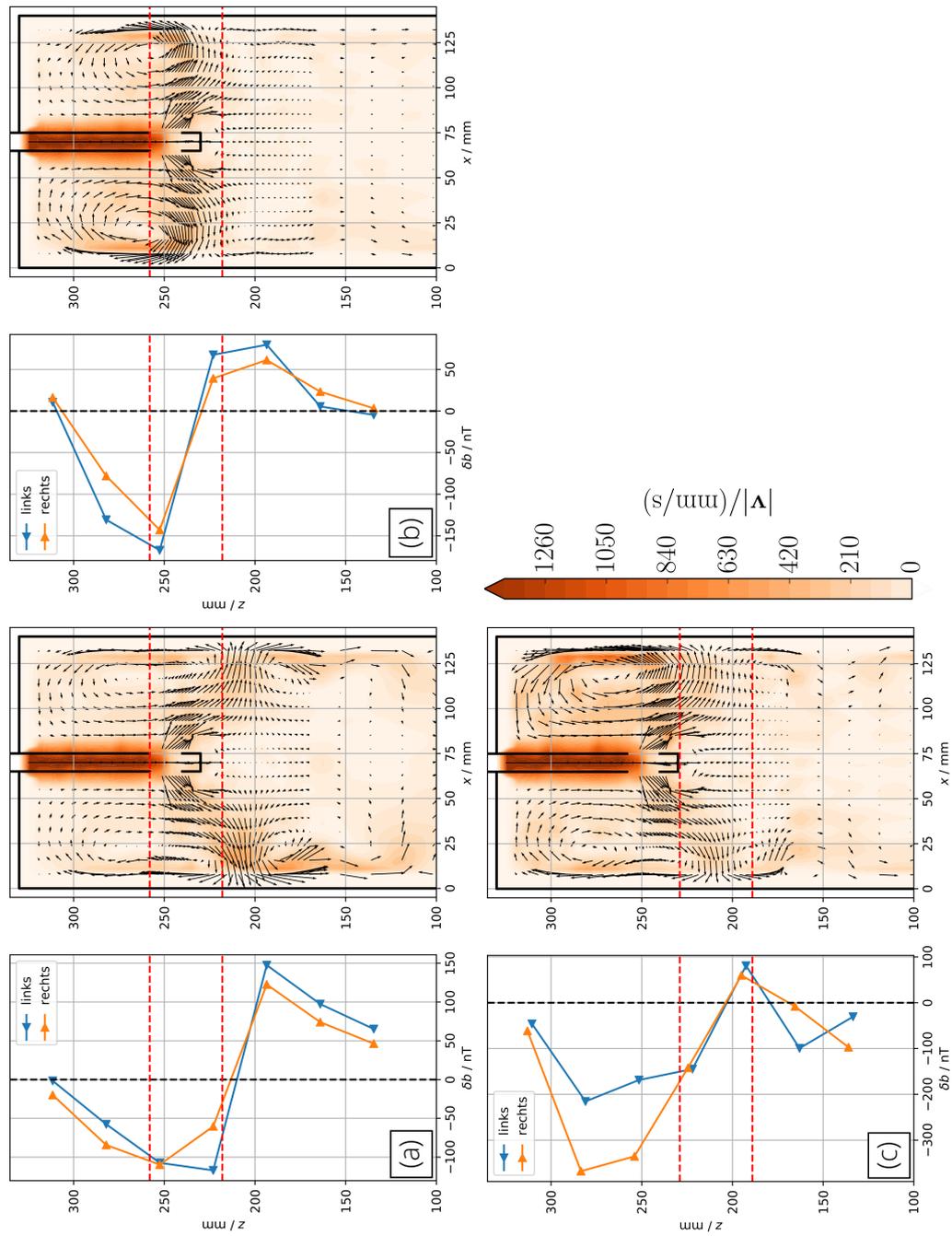


Abbildung 5.31: Über 40 s zeitgemitteltes induziertes Magnetfeld und Rekonstruktionen mit isolierenden Wänden in der hohen Bremsenposition ((a) 0 A und (b) 200 A) und in der niedrigen Bremsenposition ((c) 200 A). Die Position der Polschuhe ist durch die rot gestrichelte Linie gekennzeichnet.

strahl in diesem Fall nach oben abgelenkt und damit aus dem Bereich des stärksten DC-Magnetfeldes verdrängt. Die unteren Rollen sind beidseitig verschwunden; stattdessen tritt eine sehr gleichmäßige Abströmung über die gesamte Kokillenbreite auf, was durch die UDV-Messungen nicht bestätigt wird, wie Abbildung 5.7(b) zeigt. Bei dieser Messung war im Zeitmittel eine Strömung zu erkennen, bei der der Jet auf einer Seite eine starke Abströmung zeigt, deren Rezirkulationsgebiet sich bis zur gegenüberliegenden Schmalseitenwand erstreckt, wodurch sich oberhalb des SEN-Auslasses links und rechts jeweils eine Rolle ergibt und sich unterhalb des SENs insgesamt eine Rolle über die gesamte Kokillenbreite erstreckt. Diese Strömungseigenschaften mit stark asymmetrischem Charakter können in Abbildung 5.31(b) ebenfalls nicht bestätigt werden; lediglich eine schwache Asymmetrie in der Strömungsamplitude ist erkennbar.

Abbildung 5.31(c) zeigt abschließend den Fall für die um 29 mm niedrigere Bremsenposition. Die gemessenen Magnetfeldamplituden haben sich im oberen Bereich auf mehr als 300 nT verstärkt, wohingegen sich die zugehörige Kurve im Bereich $z < 200$ mm hin zu negativen Werten verschoben hat. Eine starke Asymmetrie ist oberhalb des Jets zumindest bezüglich der Magnetfeldamplituden zu erkennen, wenn auch nicht hinsichtlich der Feldtopologie.

Auf der rechten Seite lässt sich erkennen, dass der Jetauftreffpunkt um etwa 15 mm angestiegen ist, auch wenn der Jet auf dieser Seite stark verbreitert ist. Es kommt durch die zu negativen δb -Werten verschobene Messkurve unterhalb der Polschuhe wiederum zu Rezirkulationsgebieten bei $z \approx 150$ mm. Zusätzlich entsteht auf der linken Seite eine zweite, kleinere obere Rolle, die sich im Bereich $210 \text{ mm} < z < 255 \text{ mm}$ schließt und in die große Rolle eingebettet ist, die sich zwischen $210 \text{ mm} < z < 330 \text{ mm}$ erstreckt. Hierzu liegen keine UDV-Daten vor; die verkleinerte Rolle erscheint dennoch unplausibel, da es für diese keinen Antriebsmechanismus gibt.

Abbildung 5.32 zeigt zeitgemittelte Rekonstruktionen mit allmählich zunehmender Flussdichte entsprechend Tabelle 5.2. Auffällig ist, dass sich der Jetauftreffpunkt an der Schmalseitenwand mit zunehmender Feldstärke nicht allmählich nach oben verschiebt, sondern sich laut den Rekonstruktionen aufzuspalten scheint, sobald die Bremse mit geringer Feldstärke eingeschaltet wird. In den Darstellungen (d) bis (f) ist zu sehen, dass der Auftreffpunkt auf die Wand überall gleich bei $z \approx 230$ mm liegt, wohingegen in den UDV-Messungen sich dieser Punkt in diesen Fällen weiter nach oben verschiebt, da mit zunehmender Bremsenfeldstärke die Krümmung des Jets nach oben zunimmt. Dieser Effekt lässt sich hier nicht beobachten; vielmehr ist die Strömung in den Fällen (d) bis (f) beinahe identisch.

Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich in der räumlichen Struktur des Anregungsmagnetfeldes (vgl. Abbildungen 5.23(b) und 5.10). In diesem Messaufbau befindet sich der Jet im Bereich zwischen den Polschuhen, an dem auch das Anregungsmagnetfeld minimal wird. Mit einem zu schwachen Anregungsmagnetfeld an dieser Stelle werden keine ausreichenden Ströme im Bereich des Jets induziert, sodass CIFT diesen Bereich nicht auflösen kann. Statt den Jet an seiner physikalisch korrekten Position abzubilden, ist der Rekonstruktionsalgorithmus bestrebt, den Jet je nach gemessener Magnetfeldstruktur unter oder über den Polschuhen zu rekonstruieren. Darüber hinaus kann mit einem vorwiegend vertikalen Magnetfeld vor allem die v_x -Komponente der Strömung aufgelöst werden, wenn $v_y = 0$ angenommen wird. Die vertikale v_z -Komponente wird in diesem Messaufbau hauptsächlich über die Divergenzfreiheit der Strömung bestimmt. Wenn nun der Jet als Teil der Strömung mit der stärksten horizontalen Komponente aufgrund der Anregungsmagnetfeldstruktur nicht aufgelöst werden kann, muss in Folge die Auflösungsgenauigkeit abnehmen.

In Abbildung 5.33 ist die entsprechende Messreihe für die tiefe Bremsenposition dargestellt. Bei abgeschalteter Bremse wird zunächst, verglichen mit der simulierten Strömung, eine Rekonstruktion mit hoher Genauigkeit erreicht. Sobald die Bremse mit geringer Feld-

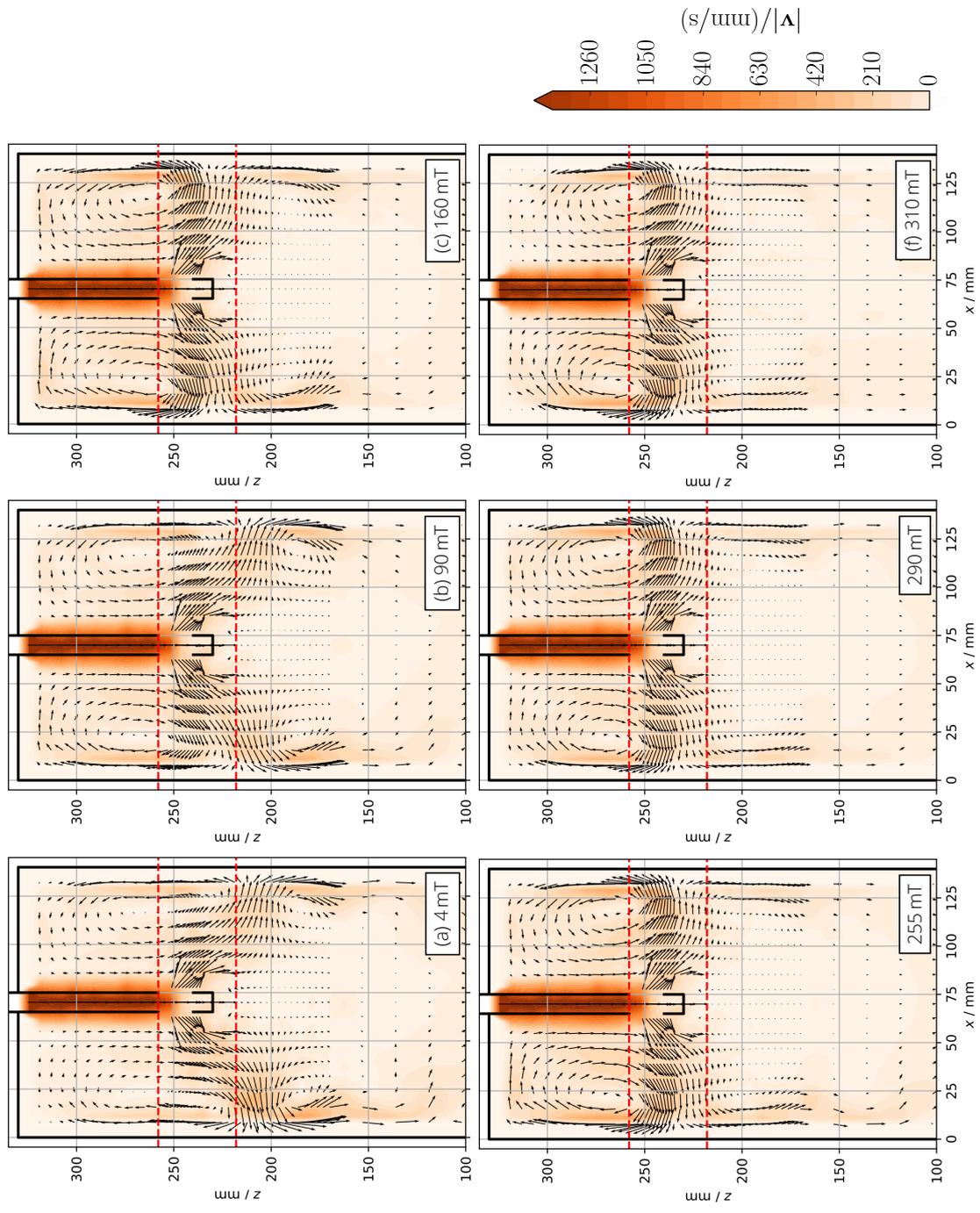


Abbildung 5.32: Rekonstruktionen für isolierende Wände mit zunehmender Flussdichte in der hohen Bremsenposition

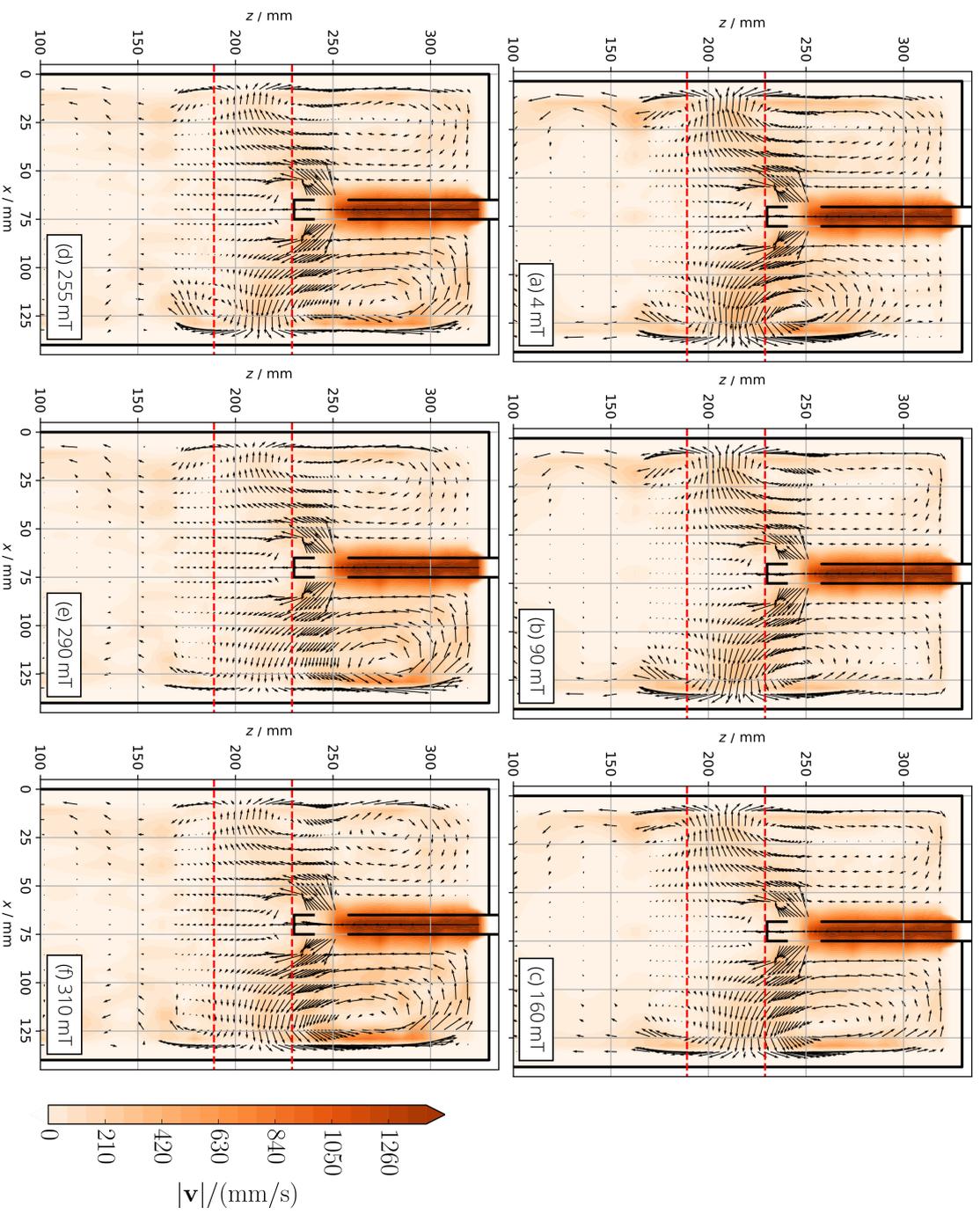


Abbildung 5.33: Rekonstruktionen für isolierende Wände mit zunehmender Feldstärke in der tiefen Bremsenposition

stärke eingeschaltet wird, scheint sich die Strömung im Bereich des Auftreffpunkts zu konzentrieren; die oberen Rollen weisen eine reduzierte Intensität auf.

Im Vergleich zur hohen Bremsenposition (Abbildung 5.32) fällt auf, dass die scheinbare Aufspaltung des Jets in zwei kleinere separate Jets hier weniger stark ausgeprägt ist und sich nur auf der linken Seite beobachten lässt. Im rechten Bereich bildet sich eine einzelne große Rolle zunehmender Stärke heraus, wohingegen im linken Bereich eine kleinere, abgeschwächte obere Rolle entsteht und ein Rezirkulationsgebiet oberhalb des Jets aufzutreten scheint. Dieses Gebiet findet sich auch in den UDV-Messdaten für die hohe Bremsenposition wieder (siehe Abbildung 5.7(b)). Insgesamt ergibt sich auf der linken Seite oberhalb der Polschuhe ein Doppelrollengebiet. Die wahrscheinlich vorhandene tiefe Rolle unterhalb des Tauchrohrs wird in keinem der gezeigten Experimente korrekt aufgelöst.

5.8.2 Leitfähige Wände

Im Fall der Experimente mit dem leitfähigen Messinginsatz, gezeigt in Abbildung 5.34, fällt zunächst auf, dass die gemessenen Magnetfelder beinahe perfekt links-rechts-symmetrisch sind, wodurch auch in den Rekonstruktionen nur geringe Seitenabhängigkeiten auftreten. Für den Fall (a) mit abgeschalteter Bremse in der hohen Position wäre zu erwarten, dass beinahe die gleiche rekonstruierte Strömung wie in Abbildung 5.31(a) auftritt, da in beiden Fällen die Strömung von der Bremse beinahe unbeeinflusst ist und der 0,5 mm dicke Wandeinsatz die Strömung nur geringfügig ändern sollte. Dennoch verschiebt sich der Auftreffpunkt des Jets um ungefähr 10 mm nach unten hin zu $z \approx 200$ mm und das Artefakt der zusätzlichen oberen Rolle tritt ebenfalls auf. Die Rezirkulationsgebiete unterhalb des Jets sind hier in abgeschwächter Form wieder erkennbar, was die korrekte Strömung besser wiedergibt. Allerdings ist die Aufspaltung des Jets hier gegenüber dem Fall mit isolierenden Wänden verstärkt sichtbar.

Abbildung 5.34(b) zeigt eine sehr gute topologische Übereinstimmung mit der vorhandenen UDV-Messung der vertikalen Strömungskomponente, welche in Abbildung 5.7(c) dargestellt ist. Den Ergebnissen beider Messtechniken ist gemein, dass der Jet auf einer Seite etwas stärker ausgeprägt ist, ansonsten aber eine weitestgehend symmetrische Strömung auftritt. Der Austrittswinkel des Jets wird in der Rekonstruktion flacher, was sehr gut mit den UDV-Messungen übereinstimmt. Die Strömung lässt sich insgesamt am ehesten als Dreifachrolle beschreiben: Oberhalb des Jets bilden sich zwei Wirbel mit unterschiedlichem Vorzeichen heraus, hinzu kommt der große Wirbel unterhalb des Tauchrohrs, der aber ausschließlich in der UDV-Messung korrekt zu sehen ist. Details wie die in der UDV-Messung sichtbaren, kompakten Rezirkulationsgebiete unmittelbar oberhalb und unterhalb des Jets lassen sich mit CIFT prinzipiell nicht auflösen.

Wie aus Abbildung 5.8(d) ersichtlich, entsteht beim Einsatz von Messingblechen unter Bremseneinfluss eine weitestgehend stabile Strömung, aber es kann nach längeren Zeiten zu Umschlägen zwischen Dreifachrolle und Doppelrolle kommen. Dieser Effekt lässt sich in der gezeigten Messung nicht bestätigen; dies ist als unkritisch zu sehen, da die bei den UDV-Messungen sichtbaren Strömungsumschläge anscheinend zufällig erfolgen und in den CIFT-Messungen nicht zwangsläufig vorhanden sein müssen. Der Jetauftreffpunkt verschiebt sich wieder etwas nach unten in den Bereich $z \approx 225$ mm und der Austrittswinkel vergrößert sich, was mit den UDV-Messungen übereinstimmt.

In Abbildung 5.35 sind die Rekonstruktionen für zunehmende Bremsenfeldstärken mit leitfähigen Wänden in der hohen Bremsenposition dargestellt. Es ist zu beobachten, dass sich die Strömung mit zunehmender Feldstärke der EMBr allmählich nach oben hin verschiebt und der Austrittswinkel des Jets wieder flacher wird. Bei abgeschalteter Bremse ist oberhalb der regulären oberen Rolle die dritte kleine Rolle mit umgekehrtem Vorzeichen gegenüber der regulären Rolle zu sehen, die bereits als Messabweichung klassifiziert wur-

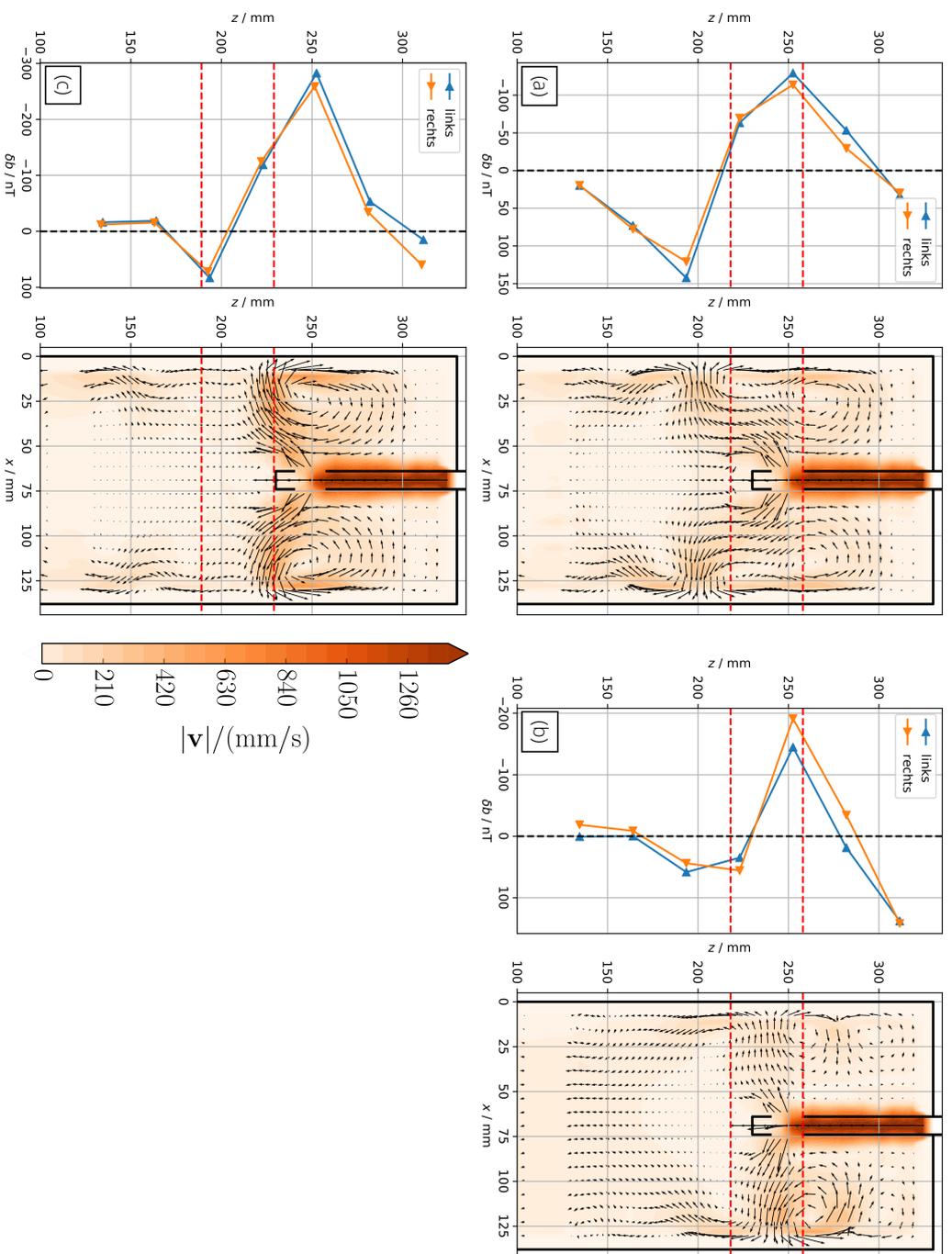


Abbildung 5.34: Induziertes Magnetfeld und Rekonstruktionen mit leitfähigen Wänden in der hohen Bremsenposition ((a) 0 A und (b) 200 A) und in der niedrigen Bremsenposition ((c) 200 A)

de. Diese Rolle verschwindet zuerst mit zunehmender Flussdichte bis 160 mT und baut sich dann ab 255 mT, diesmal korrekt, neu auf.

Bei sehr hohen Feldstärken (Fälle (e) und (f)) nehmen die Geschwindigkeiten in der Kokille allmählich ab. Bei diesen Messungen waren selbst mit sehr großen Regularisierungsparametern σ_{reg} (siehe Gleichung (2.39)) keine größeren Geschwindigkeiten erreichbar. Dies deutet auf eine schlechte Konditionierung des inversen Problems hin.

5.9 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde deutlich, dass sich mit CIFT die zeitgemittelte globale Strömung in Kokillen mit EMBs prinzipiell bestimmen lässt. Für diese Messaufgabe wurden vielfältige Herausforderungen identifiziert. Einerseits führen die Magnetfeldverzerrungen durch die magnetische Bremse zu einer ungewöhnlichen Erregerfeldstruktur mit Amplitudenminimum im Bereich des Jets, wodurch in dieser wichtigsten Strömungskomponente nur geringe Wirbelströme induziert werden, was wiederum zu induzierten Magnetfeldern schwacher Intensität führt und die exakte Rekonstruktion erschwert. Da das vorwiegend vertikale Anregungsmagnetfeld größtenteils mit der v_x -Komponente der Kokillenströmung zu einem induzierten Magnetfeld führt, werden die vertikalen Strömungskomponenten hauptsächlich über die Divergenzfreiheit der Strömung bestimmt. Außerdem kann davon ausgegangen werden, dass der für diese Messungen verwendete Rekonstruktionscode mit konstanten Elementen bei Anregungsmagnetfeldern mit starken Gradienten keine optimalen Ergebnisse liefert. Ein neuer Rekonstruktionscode mit Elementen höherer Ordnung, der eine höhere Genauigkeit bieten sollte, wird zurzeit am HZDR entwickelt. Zudem ließe sich die Genauigkeit bei asymmetrischen Strömungen verbessern, wenn die Kokille dreidimensional modelliert werden würde, da sich die induzierten Ströme dann auch vor und hinter dem Tauchrohr schließen könnten.

Andererseits erfordern intrinsische Strömungszillationen mit charakteristischer Frequenz von wenigen Hertz bei eingeschalteter Bremse eine hohe Anregungsfrequenz, was äquivalent zur Messung mit großen Shieldingparametern $R_w > 0,2$ ist. Dies wiederum führt zu einem füllstandsabhängigen und R_w -proportionalem Offset des induzierten Magnetfeldes vor allem im oberen Bereich, der durch Kalibrierungsmessungen kompensiert werden muss. Als Kompromiss zwischen hoher Frequenz einerseits und niedrigem Shieldingparameter andererseits wurde eine mittlere Frequenz von 8 Hz bei eingeschalteter Bremse gewählt, wobei durch eine große Demodulationszeitkonstante von etwa 17 Sekunden die Genauigkeit und Exaktheit der rekonstruierten Strömung auf Kosten der Zeitauflösung garantiert werden kann. Es ist möglich, dass bei Anwendung anderer Demodulationsverfahren oder besseren Filtern die notwendige Zeitkonstante weiter sinken könnte.

Insgesamt werden wichtige Merkmale der Strömung, wie der Auftreffpunkt des Jets oder die Lokalisation der Rollen, durch CIFT in den meisten Fällen korrekt wiedergegeben. Als eine Maßnahme zur Verbesserung der Rekonstruktionsgenauigkeit wird deshalb im nächsten Kapitel die Anregung mit einem horizontal orientierten Magnetfeld untersucht, mit dem sich das Amplitudenminimum des Erregerfeldes im Bereich der Polschuhe teilweise beheben lässt.

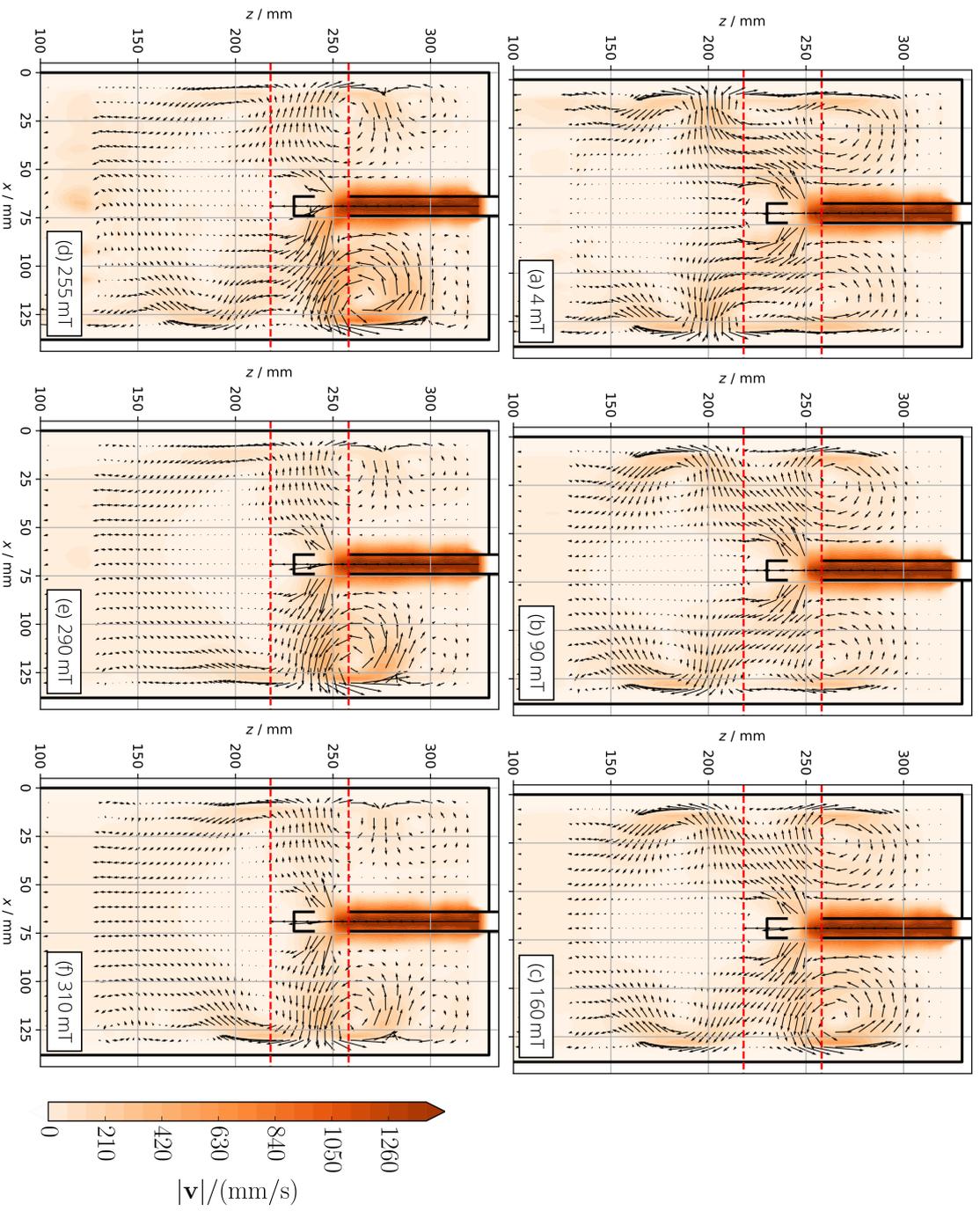


Abbildung 5.35: Rekonstruktionen für leitfähige Wände mit zunehmender Flussdichte in der hohen Bremsenposition

6 CIFT mit horizontaler Schmalseitenanregung am Modell einer Brammenkokille unter Einfluss einer Magnetfeldbremse

Im letzten Kapitel wurde deutlich, dass die in diesem Messaufbau auftretende ungewöhnliche Struktur des Erregerfeldes mit Amplitudenminimum im Bereich des Jets zu teilweise fehlerhaften Ergebnissen führen kann. Eine Möglichkeit, dieses Problem zu beheben, besteht darin, das vertikale Anregungsmagnetfeld durch ein horizontal orientiertes Anregungsmagnetfeld zu ersetzen, das die kritischen Bereiche besser durchdringt.

Grundsätzlich kommen für ein horizontal orientiertes Anregungsfeld solche in Frage, die parallel zur Kokillenbreite (in x -Richtung) oder orthogonal zur Kokillenbreite (in y -Richtung) ausgerichtet sind. Ein Feld in y -Richtung würde aufgrund der Polschuhe zu einem starken Erregerfeld im Bereich des Tauchrohrs führen, aber zu geringen Feldern unter- und oberhalb der Polschuhe. Zudem ist davon auszugehen, dass bei einem Magnetfeld mit vorwiegender y -Komponente das induzierte Magnetfeld durch die Polschuhe beeinflusst wird, sodass das Integralgleichungssystem (2.21) und (2.24) demgemäß für ferromagnetische Bereiche erweitert werden müsste. Es wurde daher die Anregung mit einem Feld gewählt, für das die x -Komponente die dominierende ist, was sich mit Erregerspulen an den Kokillenschmalseiten erreichen lässt. Dieses Feld wird in Folge als B_x bezeichnet. Es ist allerdings klar, dass bei diesem Aufbau Informationen aus dem Zentrum der Kokille nur gering in das gemessene Feld eingehen, da das Erregerfeld nahe der Schmalseiten am stärksten ist.

Diese Konfiguration muss zuerst auf ihre Machbarkeit hin überprüft werden. Hierzu wird, analog zum vorherigen Kapitel, zuerst ein realisierbares Erregerfeld simuliert und die zu erwartende Auflösungsgenauigkeit ausgehend von simulierten Strömungen untersucht. Es kommt dabei das bereits validierte Simulationsmodell aus dem letzten Kapitel mit veränderten Anregungsspulen zum Einsatz. Anschließend werden weitere Messungen mit der neuen Anregungsgeometrie durchgeführt und die Rekonstruktionsergebnisse mit den UDV-Messungen verglichen.

6.1 Simulationen

Für den Einsatz von Erregerspulen und gleichzeitiger Messung des induzierten Magnetfeldes an den Schmalseiten mit gradiometrischen Sensoren ist es vorteilhaft, die Erregerspulen

le um die Sensorhalterung zu wickeln. Wenn der magnetische Sensormittelpunkt mit dem Spulenmittelpunkt zusammenfällt, wird das Erregerfeld im Sensor idealerweise vollständig unterdrückt, sodass nur das induzierte Magnetfeld gemessen und somit das Verhältnis von Nutzsignal zu Erregersignal im Sensor maximiert wird. Zur Simulation des Anregungsmagnetfelds wird das Modell in Abbildung 6.1(a) verwendet. Für die Spule wurde dabei von einem Draht mit 5 mm Durchmesser und 10 Windungen in 2 Lagen ausgegangen.

Anregungsmagnetfeld

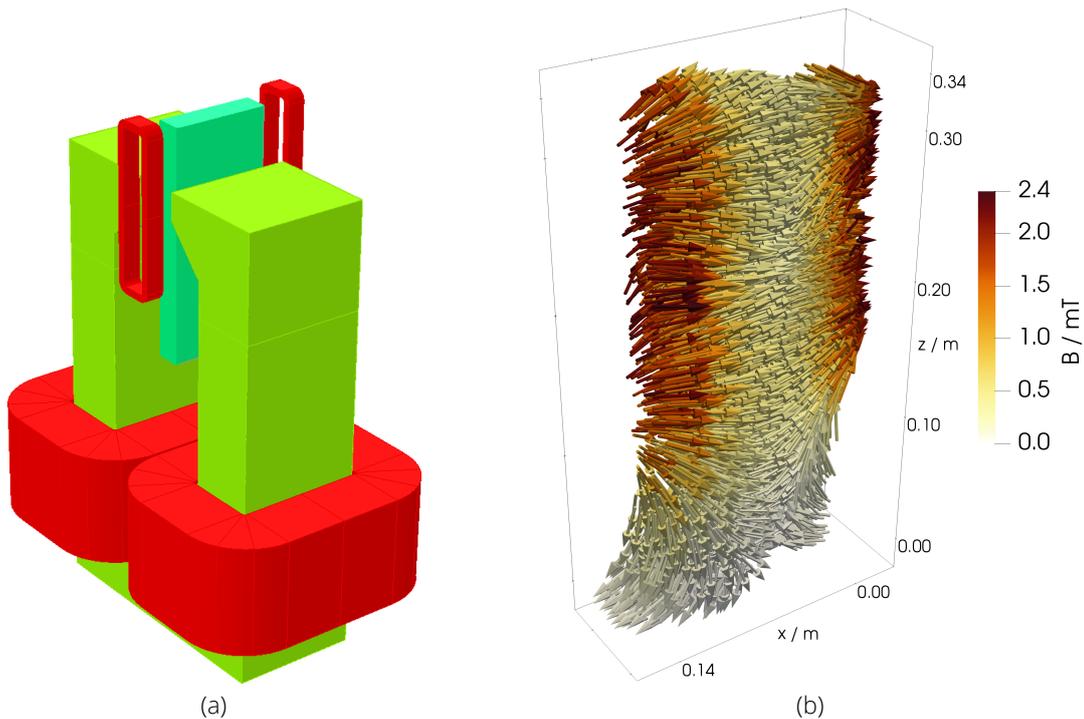


Abbildung 6.1: Simulation in Opera3D mit 2 horizontalen Erregerspulen. (a) Simulationsmodell, (b) Anregungsmagnetfeld

Das simulierte Anregungsmagnetfeld ist in Abbildung 6.1(b) für einen Erregerstrom von 22,5 A dargestellt. Analog zu Abbildung 5.11 existiert ein starker horizontaler Feldgradient durch die Anwesenheit der ferromagnetischen Teile der EMBr. Das Erregerfeld wird in einem wenige Zentimeter breiten Bereich an den Schmalseiten konzentriert und ist in vertikaler Richtung bezüglich der Amplitude homogen. Ausgehend von den Ergebnissen in den Abschnitten 5.3.2 und 5.3.3 kann auch für diesen Aufbau davon ausgegangen werden, dass (a) die ferromagnetischen Teile der Bremse das strömungsinduzierte Magnetfeld aufgrund der ähnlichen Topologie der induzierten Ströme in der Schmelze unwesentlich beeinflussen, (b) das Erregerfeld nur vernachlässigbar vom Strom durch die Bremse verändert wird und dass (c) gemäß Abschnitt 5.6 auch keine Beeinflussung der Strömung stattfindet.

Rekonstruktionen aus simulierten Strömungen

Da für eine Brammenkokille bisher noch keine Rekonstruktionen mit einem in x -Richtung angelegten Magnetfeld durchgeführt wurden, soll die erzielbare Genauigkeit zunächst untersucht werden. Als Strömungsstrukturen dienen zum einen die bereits bekannte Referenzströmung ohne EMBr und zum anderen zwei komplexere Strömungen, die für den

Messaufbau mit EMBr berechnet wurden und Momentaufnahmen einer transienten Simulation sind [40]. In dieser Simulation war die Bremse auf die maximale Flussdichte von 310 mT eingestellt und es lagen isolierende Randbedingungen vor. Für alle Fälle werden wieder zunächst das Vorwärtsproblem und in Folge das inverse Problem für 335 virtuelle Sensoren mit typischem Abstand je Seite gelöst.

Abbildung 6.2 zeigt die drei vorgegebenen Strömungen, das jeweilige induzierte Magnetfeld und die zugehörige Rekonstruktion. Aufgrund der Lokalisation des Erregerfeldes an den Schmalseiten mit gleichzeitiger horizontaler Orientierung wird jetzt besonders die Auf- und Abströmung an diesen Stellen aufgelöst; die horizontale Strömungskomponente erzeugt gemäß des ohmschen Gesetzes (2.17) keinen Primärstrom mit dem Erregerfeld. In allen Szenarien stimmen die rekonstruierten großskaligen Strukturen gut mit denen der Referenzströmung überein. Der Fall ohne EMBr zeigt kleine Artefakte in den oberen Ecken und Ansätze eines kleinen Wirbels oberhalb des Jetauftreffpunkts. Für die zweite Strömung kann der große Wirbel genau unterhalb des SEN nicht bestimmt werden, da an dieser Stelle kein Erregerfeld vorliegt und somit kein induziertes Feld entsteht. Die Rekonstruktionsgenauigkeit ließe sich wahrscheinlich verbessern, wenn zusätzliche Erregerspulen in der Nähe des SEN eingesetzt würden oder eine simultane Anregung mit vertikalem und horizontalem Magnetfeld erfolgen würde, damit die Informationen aus beiden Anregungsmagnetfeldern zusammengeführt werden könnten. Diese Möglichkeit soll in Zukunft untersucht werden.

6.2 Experimente an Mini-LIMMCAST

Da die mit dieser Anordnung erzielbare Genauigkeit ausreichend gut ist, werden Experimente mit Schmalseitenanregung durchgeführt, wofür die neuen Erregerspulen gebaut werden müssen. Es wird dazu Hochfrequenzlitze mit quadratischem Außenquerschnitt und einer Querschnittsfläche von 25 mm² eingesetzt, die um den Sensorblock gewickelt und anschließend mit Epoxidharz vergossen wird. Die magnetische Mittelebene der Spule und die magnetischen Mittelpunkte der gradiometrischen Sensoren fallen dabei zusammen, sodass das Erregerfeld am Sensorausgang stark unterdrückt wird. Die räumliche Anordnung der Windungen ist dabei, wie oben beschrieben, in 2 Lagen mit je 5 Windungen realisiert. Eine der beiden Erregerspulen mit Halterung und Empfangsspulen ist in Abbildung 6.3 gezeigt.

Es werden nun die Strömungsrekonstruktionen der Experimente mit Schmalseitenanregung vorgestellt. Die Wahl der Experimente ist dabei analog zu Abschnitt 5.8, sodass die Ergebnisse einerseits mit den UDV-Messungen, andererseits mit den Rekonstruktionen mit vertikaler Anregung verglichen werden können. In allen Experimenten betrug der Erregerstrom, wie auch in der Simulation, 22,5 A. Da die methodischen Erkenntnisse aus Kapitel 5 auch für den neuen Messaufbau gültig sind, erfolgen die Messungen bei abgeschalteter Bremse mit 4 Hz. Bei eingeschalteter Bremse wird die Anregung mit 8 Hz durchgeführt, die Pegelkorrektur auf das induzierte Magnetfeld angewendet und das Experiment über 40 Sekunden gemittelt.

6.2.1 Isolierende Wände

Abbildung 6.4 zeigt die drei Strömungen mit isolierenden Wänden für die hohe Bremsenposition mit (a) 0 und (b) 200 A sowie (c) in der tiefen Bremsenposition mit 200 A. Im Fall mit abgeschalteter Bremse wird eine symmetrische Doppelrollenstruktur mit korrektem Jetauftreffpunkt rekonstruiert. Die in der Rekonstruktion mit \mathbf{B}_z vorhandene Aufströmung der unteren Rolle in der Mitte der Kokille (siehe Abbildung 5.31(a)) wird mit der horizontalen Anregung nicht aufgelöst. Im Vergleich mit dem Rekonstruktionsergebnis der vertikalen

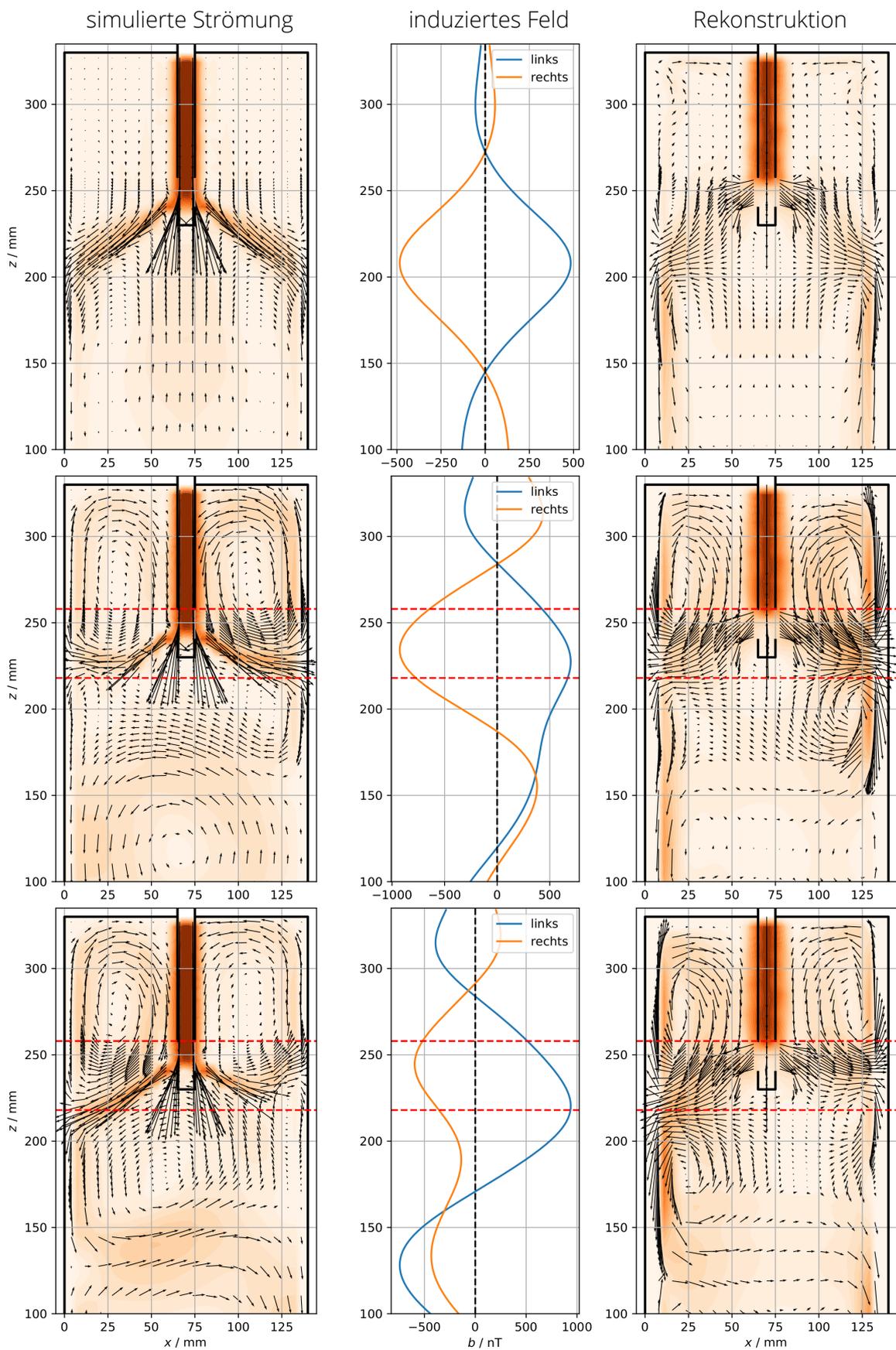


Abbildung 6.2: Beispiele für simulierte Strömungen, das mit \mathbf{B}_x berechnete induzierte Magnetfeld und die daraus rekonstruierte Geschwindigkeitsverteilung

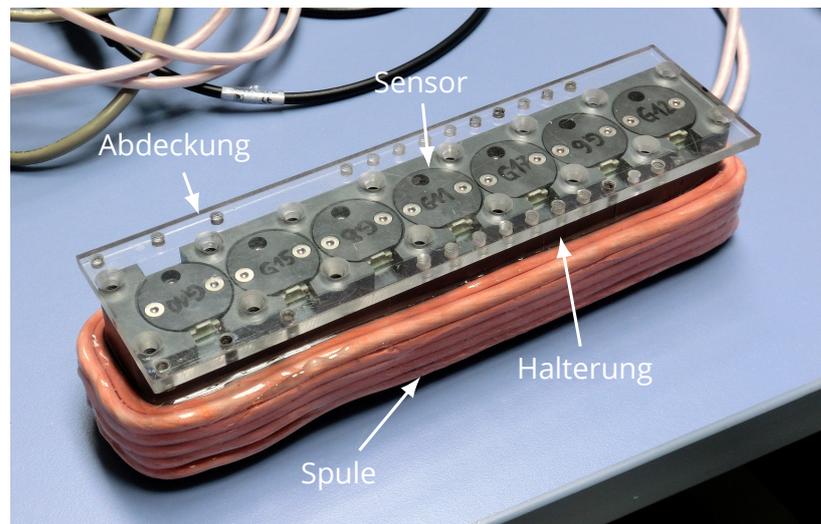


Abbildung 6.3: Erregerspule für Schmalseitenanregung an der Sensorhalterung

Anregung ist die neue Rekonstruktion allerdings glatter und ohne abrupte Strömungsrichtungsänderungen an einzelnen Gitterpunkten. Dies wird in den folgenden Rekonstruktionen stets bestätigt. Das zugehörige induzierte Magnetfeld zeigt nun keine S-Form mehr, sondern gleicht eher einer Glockenkurve, deren Maximum in der Nähe des Jetauftreffpunkts liegt.

Bei eingeschalteter Bremse in der hohen Position, gezeigt in Abbildung 6.4(b), wird der Jet korrekt nach oben abgelenkt, bis zu einem Jetauftreffpunkt von $z \approx 225$ mm. Der Jetauftreffpunkt fällt dabei wieder mit dem lokalen Amplitudenmaximum der mittleren Magnetfeldsensoren zusammen.

Es stellt sich keine erkennbare Asymmetrie zwischen linker und rechter Kokillenhälfte ein, die aber in Abbildung 5.7(b) vorhanden ist. Gegenüber der Rekonstruktion mit vertikaler Anregung sind zwei kleine Rollen bei $z > 300$ mm hinzugekommen. Diese lassen sich in der UDV-Messung nicht wiederfinden, da diese Positionen außerhalb des Messbereichs der Ultraschallsensoren lagen.

Vergleicht man für die tiefe Bremsenposition Abbildung 6.4(c) mit Abbildung 5.31(c), fällt zunächst auf, dass die bei vertikaler Anregung gut sichtbare Asymmetrie im Experiment mit horizontaler Anregung verschwunden ist. Dies scheint den UDV-Messungen zunächst zu widersprechen, da dort in den meisten Fällen eine deutliche Asymmetrie auftrat. Diese Asymmetrie stellt sich ein, wenn das Magnetfeld der Bremse ebenfalls eine leichte Asymmetrie gegenüber der Kokille aufweist.

Ebenso wie in Fall (a) ist bei horizontaler Anregung das Geschwindigkeitsfeld glatter. Die obersten Rollen zeigen gegenüber Fall (b) die gleiche Ausdehnung, aber geringe Intensitäten. Unter dem Jet sind deutliche Rezirkulationsgebiete erkennbar, die das Schließen der unteren Rolle bewirken.

In Abbildung 6.5 sind die Rekonstruktionen mit zunehmender Bremsenfeldstärke für die hohe Bremsenposition mit isolierenden Wänden dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich der Jet mit zunehmender Magnetfeldstärke krümmt und der Jetauftreffpunkt allmählich von 210 mm nach oben zu 225 mm hin verschiebt. Beim Experiment mit vertikaler Anregung (Abbildung 5.32) war dagegen zu erkennen, dass der Jet sich in zwei kleinere Strömungen aufspaltet. Dieses Artefakt tritt hier aufgrund des über die Höhe homogenen Anregungsmagnetfelds nicht mehr auf.

Ebenso allmählich bildet sich die oberste dritte Rolle symmetrisch auf beiden Seiten heraus. Die sehr enge Rückströmung unmittelbar über dem Jet (vgl. Abbildung 5.5(d) bis (f))

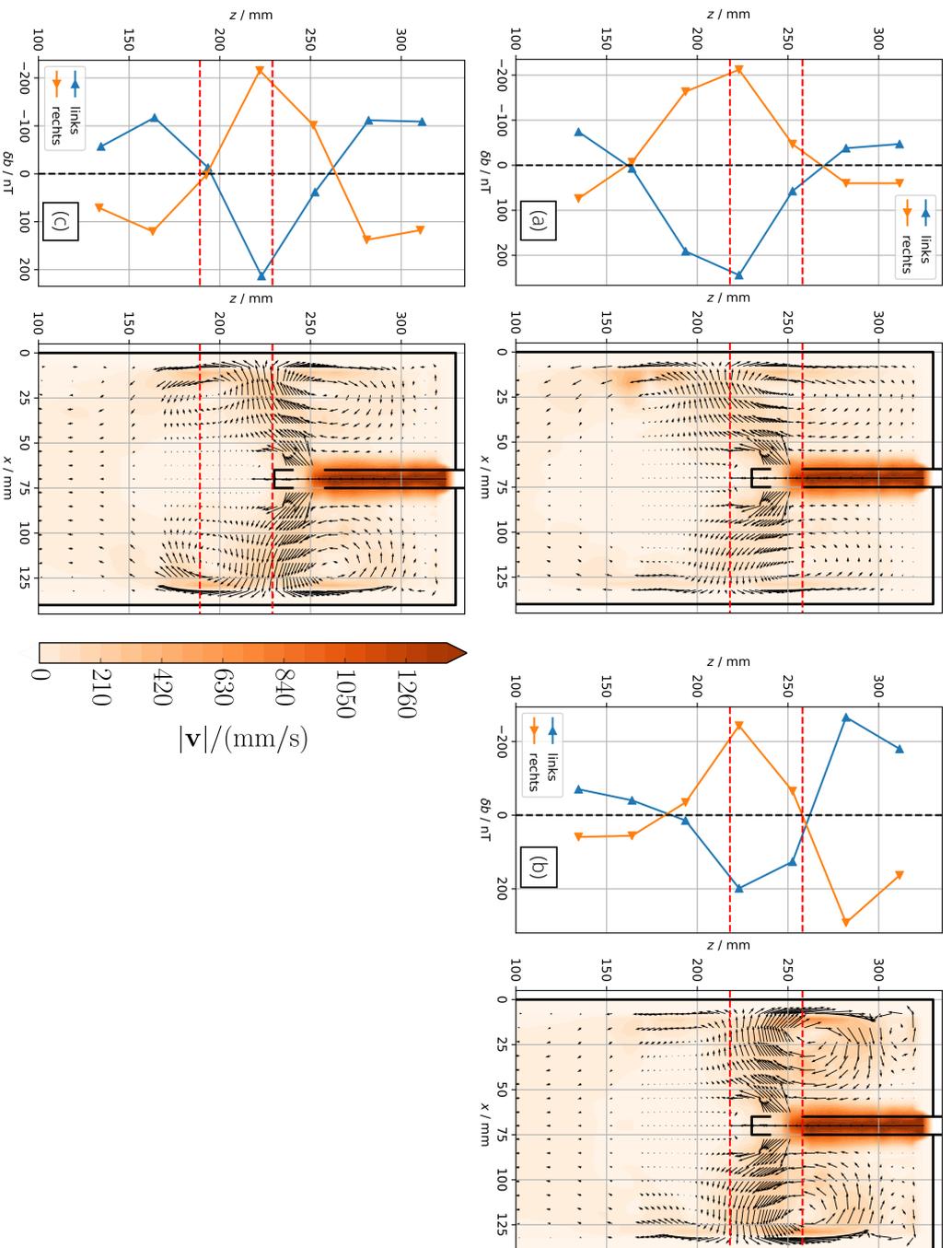


Abbildung 6.4: Über 40 s zeitgemitteltes induziertes Magnetfeld und Rekonstruktionen mit isolierenden Wänden in der hohen Bremsenposition ((a) 0 A und (b) 200 A) und in der niedrigen Bremsenposition ((c) 200 A).

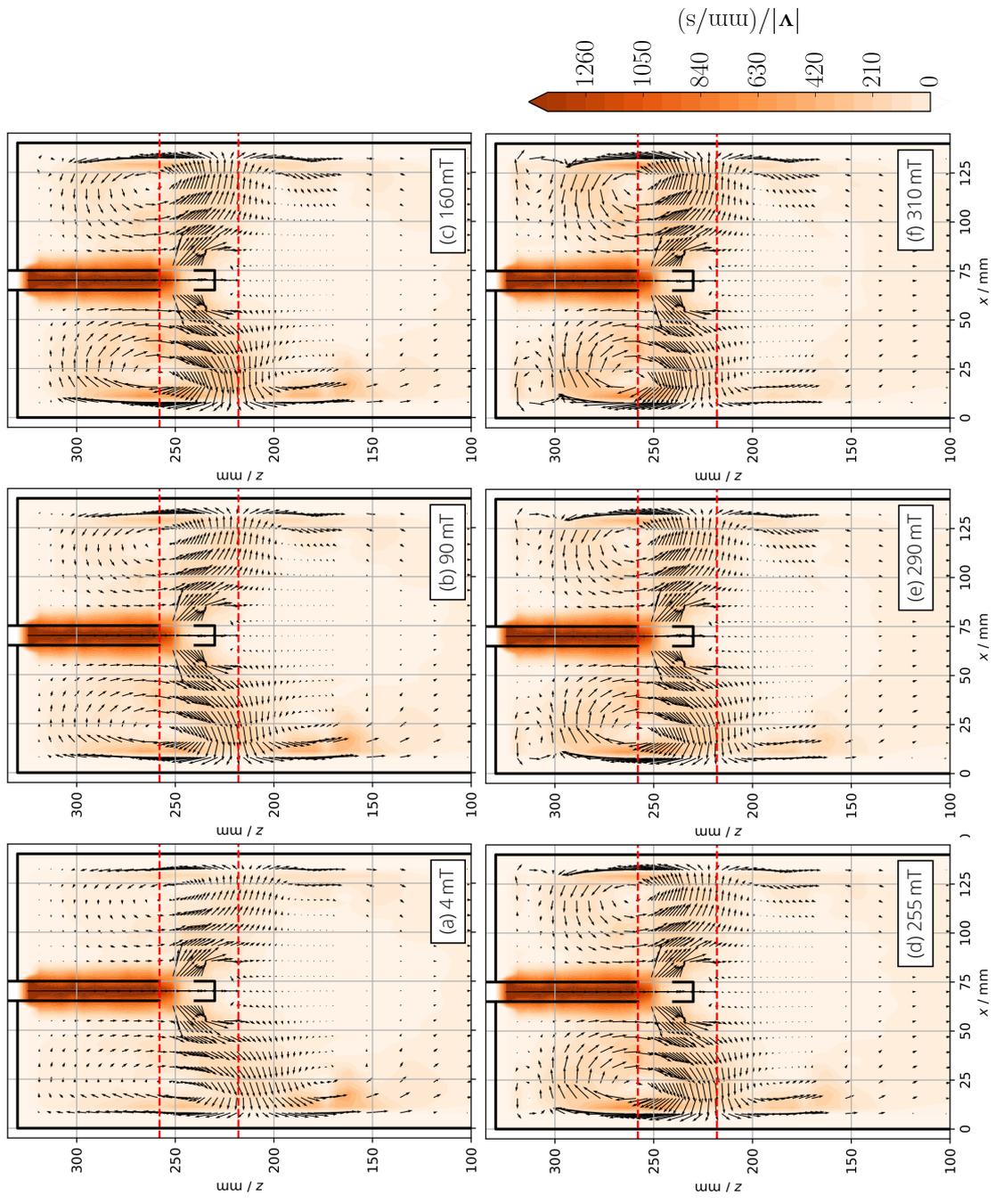


Abbildung 6.5: Rekonstruktionen mit B_x für isolierende Wände mit zunehmender Flussdichte in der hohen Bremsenposition

lässt sich mit horizontalem Anregungsfeld, wie auch bei vertikaler Anregung, nicht auflösen.

Auffällig ist, dass die in Abbildung 5.32 gut zu erkennende Asymmetrie der Strömung in beiden Kokillenhälften mit dem horizontalen Anregungsfeld verschwunden ist. Auch wenn die UDV-Messungen eine Asymmetrie in diesem Fall nahelegen, ist es dennoch möglich, dass in der neuen Messkampagne diese Asymmetrie in der Strömung nicht vorhanden war, da dieser Messaufbau sehr empfindlich gegenüber Änderungen der Position der Bremse oder des Tauchrohrs in der Kokille von wenigen Millimetern ist.

Abbildung 6.6 zeigt zum Vergleich die sechs Rekonstruktionen für die tiefe Bremsenposition mit zunehmender Bremsenfeldstärke. Wiederum ist zu erkennen, dass keinerlei Asymmetrie vorhanden ist und dass sich der Jetauftreffpunkt, ebenso wie bei den Messungen mit hoher Bremsenposition, allmählich zu $z = 225$ mm hin verschiebt. Es ist wieder eine dritte Rolle vorhanden, allerdings ist diese im Vergleich mit Abbildung 6.5 weniger stark ausgeprägt.

6.2.2 Leitfähige Wände

In Abbildung 6.7 sind die Rekonstruktionen mit eingesetzten leitfähigen Wänden bei abgeschalteter Bremse, eingeschalteter Bremse in der hohen Position und eingeschalteter Bremse in der tiefen Position analog zu Abbildung 5.34 dargestellt. Alle Geschwindigkeitsfelder sind glatt und weisen keine erkennbaren Artefakte auf. Der sich auftrennende Jet ist bei Anregung mit \mathbf{B}_x verschwunden und zeigt bei abgeschalteter Bremse nun den korrekten Auftreffpunkt. Die Rückströmung der unteren Rolle ist in Fall (a) deutlich erkennbar; die Aufströmung der unteren Rolle findet aber zu nah an den Schmalseiten anstelle der Kokillenmitte statt.

Bei eingeschalteter Bremse in der hohen Position wird der Jet wiederum nach oben abgelenkt, allerdings nun um korrekte 15 mm statt der bei vertikaler Anregung gemessenen 30 mm. Die aus den Messungen mit vertikaler Anregung bekannte dritte Rolle wird wieder sichtbar und zeigt auch die gleiche Ausdehnung wie zuvor, beginnend bei $z \approx 280$ mm. In der vertikalen UDV-Messungen (Abbildung 5.7(c)) beginnt diese bei ungefähr 270 mm. Die untere Rolle zeigt in der CIFT-Rekonstruktion wieder eine abgeschwächte Amplitude, dafür aber eine homogenere Abströmung, die sich mit UDV nicht bestätigen lässt.

In der tiefen Bremsenposition (Abbildung 6.7(c)) ist zu erkennen, dass der Jet ebenso wie in Fall (b) um 15 mm nach oben abgelenkt wird. Die dritte Rolle ist, wie auch bei vertikaler Anregung, in Fall (c) verkleinert und weist eine abgeschwächte Amplitude gegenüber Fall (b) auf. Die Rezirkulation der unteren Rolle ist identisch mit Fall (b).

Die Rekonstruktionen für allmählich zunehmende Bremsenfeldstärken in der hohen Position sind in Abbildung 6.8 gezeigt und korrespondieren mit Abbildung 5.35. Es ist zu erkennen, dass der bei vertikaler Anregung vorhandene plötzliche Sprung des Jets von (c) zu (d) hier nicht mehr auftritt, sondern dass sich ein allmählicher Anstieg des Jetauftreffpunkts einstellt. Gegenüber der Anregung mit \mathbf{B}_z ist die vertikale Position des Jetauftreffpunkts hier in besserer Übereinstimmung mit den UDV-Messungen (Abbildung 5.6). Das fast völlige Ausbleiben von Strömungsänderungen für die Fälle (d) bis (f) stimmt außerdem sehr gut mit den Ultraschallmessungen überein.

6.3 Zusammenfassung

Das in diesem Kapitel vorgestellte Verfahren zur horizontalen Schmalseitenanregung an Brammenkokillen wurde in dieser Arbeit erstmalig betrachtet. Die Anregung mit \mathbf{B}_x führt in einigen Punkten zu verbesserter Rekonstruktionsgenauigkeit. Die rekonstruierten Ge-

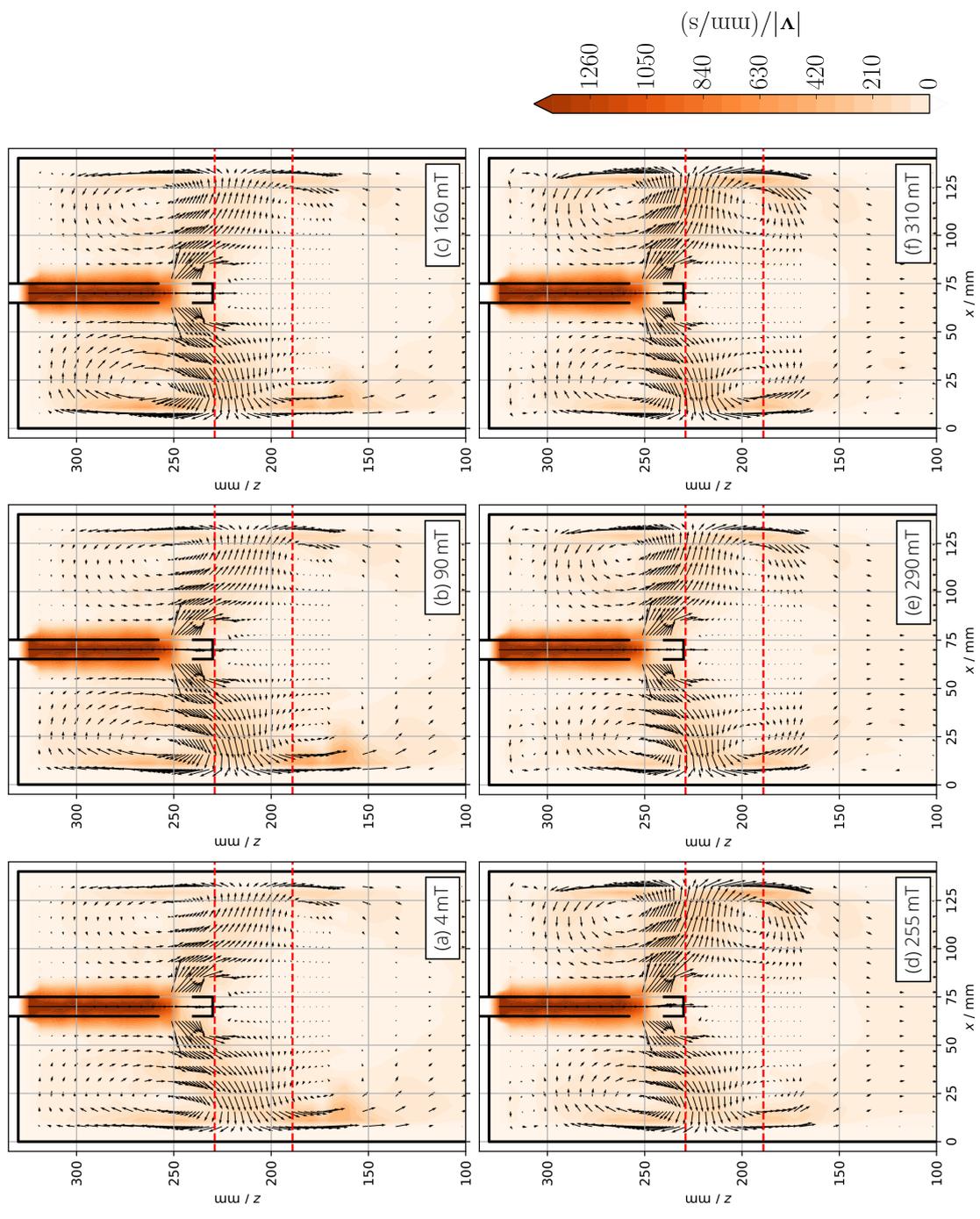


Abbildung 6.6: Rekonstruktionen mit B_x für isolierende Wände mit zunehmender Feldstärke in der tiefen Bremsenposition

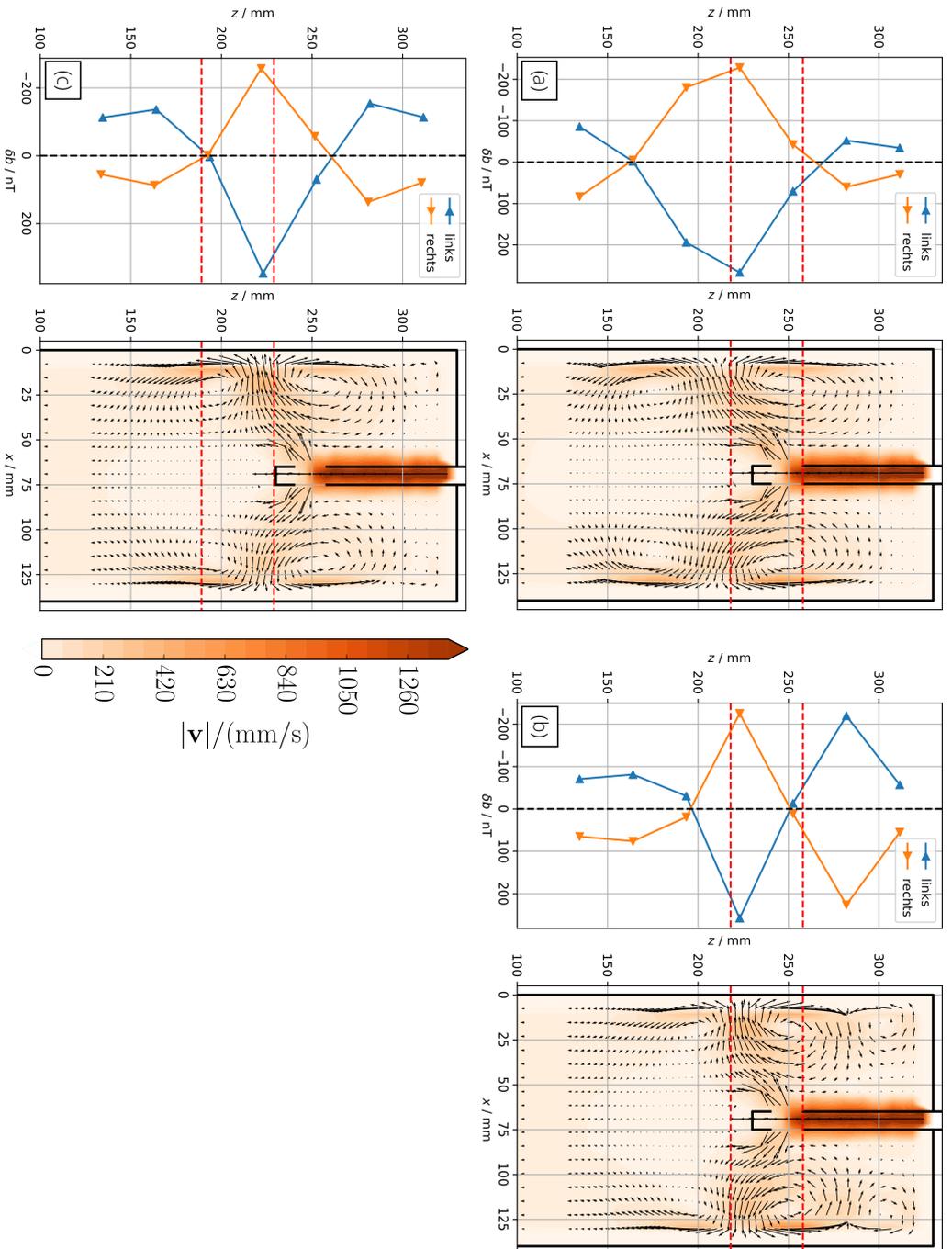


Abbildung 6.7: Induziertes Magnetfeld und Rekonstruktionen mit leitfähigen Wänden in der hohen Bremsenposition ((a) 0 A und (b) 200 A) und in der niedrigen Bremsenposition ((c) 200 A)

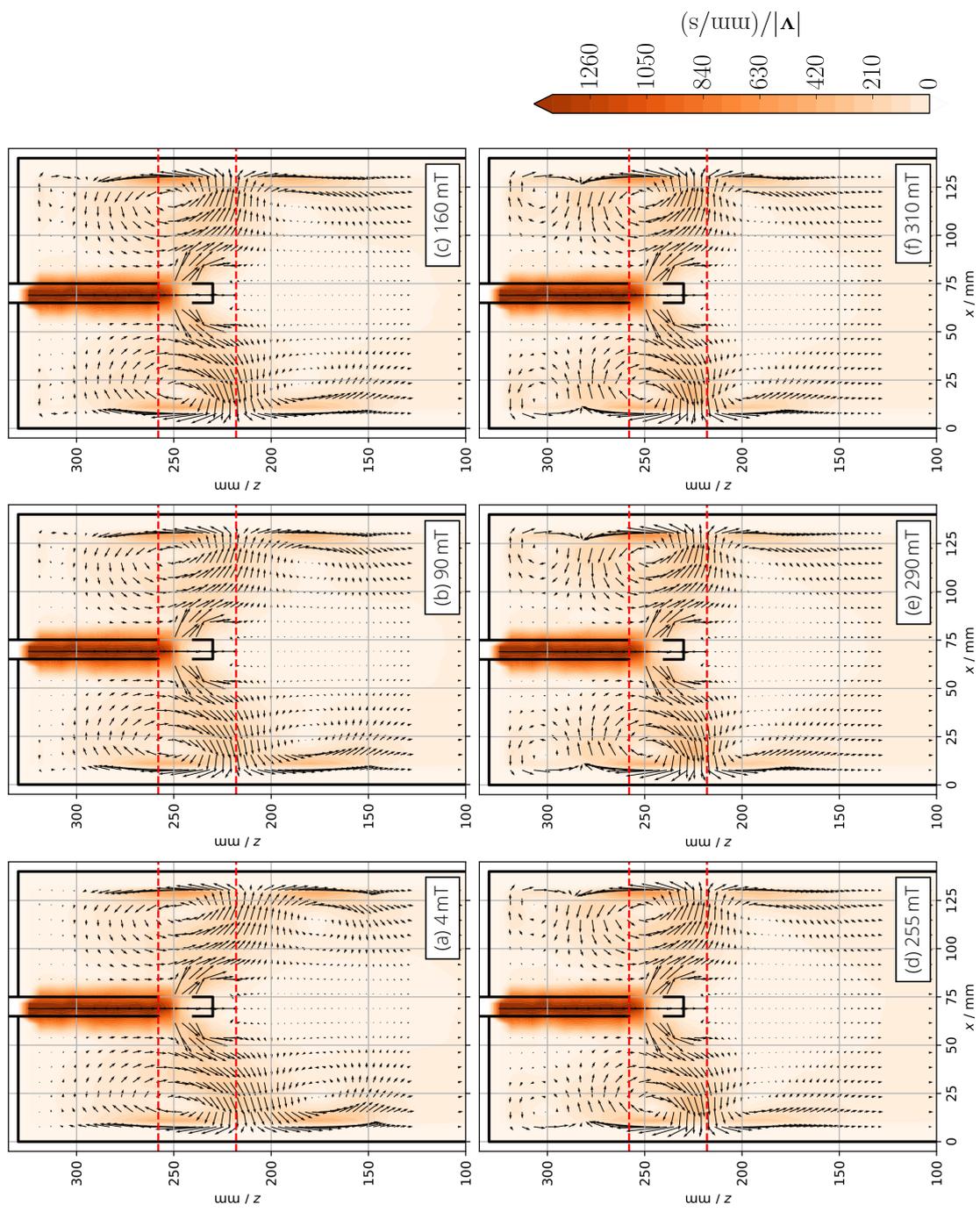


Abbildung 6.8: Rekonstruktionen mit \mathbf{B}_x für leitfähige Wände mit zunehmender Feldstärke in der hohen Bremsenposition

schwindigkeitsfelder sind, verglichen mit den Rekonstruktionen mit vertikaler Anregung, (a) stets glatter mit weniger Artefakten, (b) zeigen aufgrund der besseren Magnetfeldhomogenität in vertikaler Richtung keine Aufspaltung des Jets und erlauben dadurch (c) die exakte Lokalisation des Jets.

Allerdings geht bei Verwendung dieses Anregungsmagnetfelds die v_x -Strömungskomponente nicht in das induzierte Magnetfeld ein, wodurch wiederum die Auflösungsgenauigkeit begrenzt wird. Mit der horizontalen Anregung werden möglicherweise vorhandene Asymmetrien der Strömung nicht auf die Magnetfeldmessung abgebildet. Außerdem wird durch CIFT in vielen Fällen eine dritte Rolle in unmittelbarer Nähe des Meniskus rekonstruiert, die bei den Messungen mit vertikaler Anregung nicht zu sehen war und in den UDV-Messungen teilweise nicht gemessen werden konnte. Die besonders bei leitfähigen Wänden auftretenden, sehr kompakten Rückströmungen ober- und unterhalb des Jets können mit diesem neuen Anregungsmagnetfeld auch nicht aufgelöst werden.

Das inverse Problem ist aufgrund der weiterhin vorhandenen Magnetfeldinhomogenität in x -Richtung auch bei horizontaler Anregung schlecht konditioniert. Weitere Erregerspulen in der Mitte der Kokille oder zwischen den Polschuhen könnten die mit CIFT erzielbare Genauigkeit in diesem Szenario weiter verbessern. In Zukunft wird untersucht werden müssen, ob sich die Genauigkeit verbessern lässt, wenn gleichzeitig ein vertikales und ein horizontales Erregerfeld anliegen. Im Idealfall führt die Kombination beider Felder zu mehr Informationen über die Strömung, womit sich möglicherweise die Vorteile beider Messaufbauten kombinieren lassen.

7 CIFT am 1:2-Modell einer Brammenkokille mit heißer Schmelze

Die vorangegangenen Kapitel haben sich mit der Strömung im stark verkleinerten Modell einer Brammenkokille beschäftigt, in der die bei Raumtemperatur flüssige Legierung GaInSn als Modellflüssigkeit zum Einsatz kam. Als wichtiger Schritt in Richtung industrieller Anwendung soll daher in Folge gezeigt werden, dass sich dieses Messverfahren prinzipiell für den Einsatz bei größeren Anlagen und höheren Temperaturen skalieren lässt. Hierzu wird die Anlage LIMMCAST, die das größere Pendant zum Mini-LIMMCAST darstellt, verwendet. Bei den in diesem Kapitel vorgestellten Messungen stand die Frage der Realisierbarkeit einer Messung an einem 1:2-Modell einer Stranggussanlage bei 250 °C im Vordergrund. Daher wird die Strömung mit CIFT nur für ausgewählte Parameterkombination rekonstruiert.

Die Messungen an dieser Anlage sind aufgrund der Prozesstemperatur von 250 °C herausfordernd. Diese Temperatur ist erforderlich, da in LIMMCAST statt GaInSn die Legierung Sn₆₀Bi₄₀ genutzt wird, die erst bei 170 °C schmilzt. Die notwendige thermische Isolierung der Anlage verhindert die Positionierung der Sensoren in unmittelbarer Nähe der Schmelze, wodurch das gemessene induzierte Magnetfeld abgeschwächt wird. Darüber hinaus ist die elektrische Leitfähigkeit von SnBi etwa um den Faktor 2,4 geringer als die von GaInSn, was zu einer weiteren Reduktion des strömungsinduzierten Feldes führt. Dem wirkt das größere Schmelzenvolumen entgegen, welches das induzierte Magnetfeld tendenziell gegenüber Mini-LIMMCAST verstärkt.

Die Rekonstruktionen in diesem Kapitel werden mit einem neuen Rekonstruktionsprogramm durchgeführt, das zur Verbesserung der numerischen Genauigkeit lineare Elemente statt konstanter Elemente benutzt. Dabei können zum jetzigen Zeitpunkt noch keine elektrisch leitfähigen Wände modelliert werden, wodurch die Amplitude der rekonstruierten Geschwindigkeiten im inversen Problem etwas zu hoch geschätzt wird. Allerdings hat dieser Effekt aufgrund der dünnen Edelstahlwand, die etwa die gleiche Leitfähigkeit wie die Schmelze hat, wahrscheinlich nur einen sehr geringen Einfluss auf die Messung [70]. Die Topologie der Strömung sollte unabhängig davon korrekt rekonstruiert werden.

In diesem Kapitel wird zuerst der Aufbau von LIMMCAST und die Instrumentierung für CIFT mit den wesentlichen Parametern dargestellt. In Folge werden erste Messungen und stationäre Rekonstruktionen mit Einphasenströmung vorgestellt, bevor im Anschluss Rekonstruktionen mit Gaseinperlung und damit einhergehende transiente Strömungsvorgänge gezeigt werden.

7.1 LIMMCAST-Anlage und Messaufbau

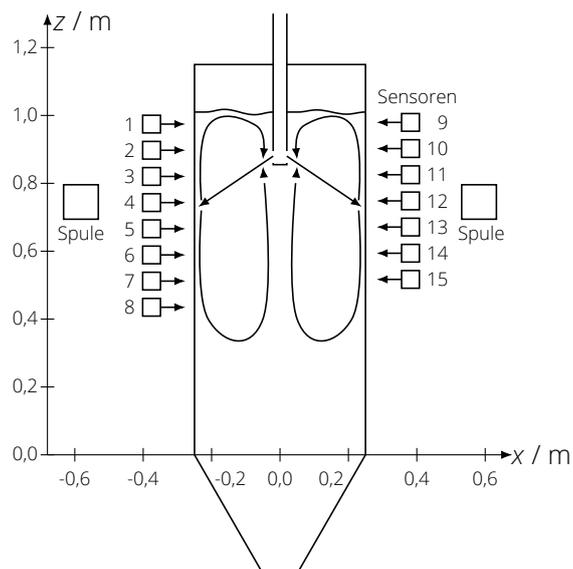
Die LIMMCAST-Anlage besteht im Wesentlichen, ähnlich wie Mini-LIMMCAST, aus einer Modellkokille, einer MHD-Pumpe und einem Verteiler, weist aber keinen Sammelbehälter nach dem Auslass der Kokille auf [95]. Dadurch kann diese Anlage, im Gegensatz zum kleineren Mini-LIMMCAST, kontinuierlich betrieben werden, wodurch sehr lange Experimentierzeiten möglich sind. Ein Überblick über die Anlage ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Mit Abmessungen von $500 \times 100 \times 1150 \text{ mm}^3$ stellt die Kokille in etwa ein 1:2-Modell einer Brammenkokille mit einer Gießbreite von einem Meter dar.



(a) Überblick über die Anlage



(b) Kokille ohne Isolierung



(c) schematischer Aufbau

Abbildung 7.1: LIMMCAST-Anlage

Die verwendete Legierung SnBi weist bei einer Temperatur von 250 °C eine elektrische Leitfähigkeit von 1,38 MS/m auf [64]. Der Volumenstrom des Flüssigmetalls beträgt bei Einphasenströmungen zwischen 1 und 1,7 L/s, was einer Abzugsgeschwindigkeit zwischen 1,2 und 2,04 m/min entspricht und mit der kinematischen Viskosität von $0,31 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ [64] und der angegebenen Kokillenbreite zu Reynoldszahlen $Re = 3,2 \cdot 10^4 \dots 5,5 \cdot 10^4$ führt. Die Messung des Flüssigmetallstroms während der Experimente erfolgt mit einem induktiven Wirbelstromdurchflussmesser.

Für das Anregungsmagnetfeld kommt eine Rahmenspule mit den mittleren Abmessungen $1,164 \times 0,714 \text{ m}^2$ zum Einsatz, die auf Höhe des Jetauftreffpunkts bei $z \approx 0,745 \text{ m}$ positioniert ist und mit einem Erregerstrom von 40 A beaufschlagt wird. Hierdurch ergibt sich ein vorwiegend vertikales Anregungsmagnetfeld mit einem Maximalwert von 3 mT auf Höhe der Erregerpule. Da in diesem Szenario im Gegensatz zu den vorherigen Aufbauten keine starken statischen Magnetfelder existieren, die mit etwaigen Strömungsozillationen zeitabhängige Störmagnetfelder erzeugen könnten und sich die Strömung nur langsam ändert, wird die Anregungsfrequenz für alle Experimente auf 1 Hz und die Demodulationszeitkonstante auf $T_d = 1 \text{ s}$ festgesetzt.

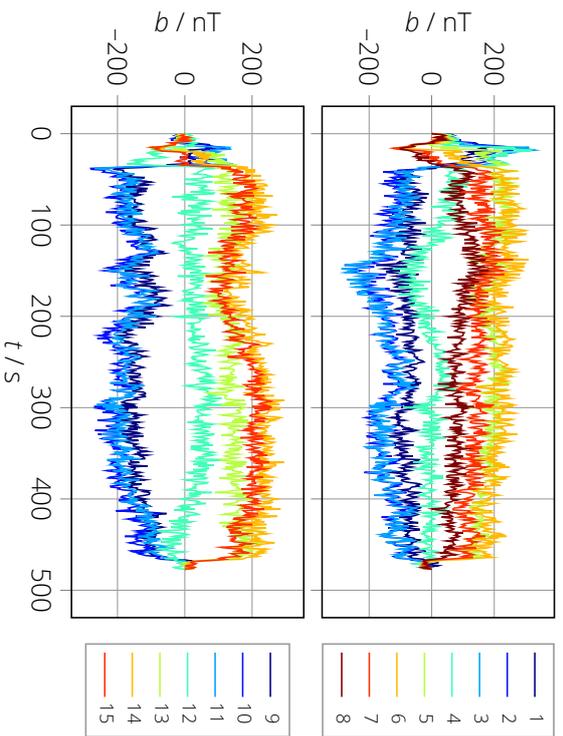
Zur Messung des strömungsinduzierten Magnetfeldes werden die in Abschnitt 4.2.6 beschriebenen und für dieses Experiment entworfenen Induktionsspulen verwendet. Das induzierte Magnetfeld wurde mit insgesamt 15 Magnetfeldsensoren an den beiden Schmalseiten gemessen. Aufgrund der thermischen Isolierung der Kokille betrug der Abstand der Sensormittelpunkte von den Schmalseiten jeweils 125 mm. Analog zu den Experimenten an Mini-LIMMCAST wurden die Sensoren ausgehend vom Meniskus gleichmäßig nach unten verteilt, wobei der vertikale Abstand zweier Sensoren 77 mm betrug.

7.2 Messungen mit Einphasenströmung

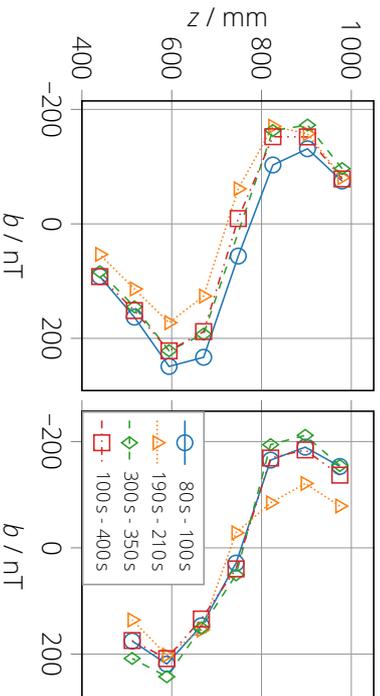
Im ersten Schritt wurde eine Messung mit konstantem Flüssigmetalldurchfluss von 1,6 L/s durchgeführt, für die eine Doppelrollenströmung mit schwachen Oszillationen um eine stabile Mittellage der Strömung zu erwarten ist. Abbildung 7.2(a) zeigt, dass im induzierten Magnetfeld nach einer kurzen Einschwingphase von etwa 30 s ein weitestgehend stabiles Signal auftritt. Die Einschwingphase resultiert aus der allmählichen Öffnung des Stopfens und der Trägheit des Gesamtsystems, einschließlich Strömung und Pumpendrehzahl. Das induzierte Magnetfeld wurde in Abbildung 7.2(b) in verschiedenen Zeitintervallen gemittelt, wobei sich zeigt, dass die Kokillenströmung weitgehend stationär ist.

Für die längste Mittelung im Bereich von $100 \text{ s} \leq t < 400 \text{ s}$ wurde die in Abbildung 7.2(c) dargestellte Strömung rekonstruiert. Die Strömung weist einen weitestgehend geraden Jet mit einem Auftreffpunkt bei $z \approx 0,74 \text{ m}$ sowie eine deutlich zu erkennende obere Rolle in beiden Kokillenhälften auf. Analog zu den Rekonstruktionen aus simulierten Strömungen in Abschnitt 5.6 wird die Rezirkulation der unteren Rolle im Bereich unterhalb des Tauchrohrs nicht adäquat rekonstruiert. Insgesamt sind die Geschwindigkeiten mit höchstens 30 cm/s etwas zu gering. Gemäß vorläufigen UDV-Messungen sind Geschwindigkeiten im Bereich von 50 cm/s zu erwarten. Dieser Unterschied lässt sich allerdings dadurch erklären, dass CIFT aufgrund der Regularisierung tendenziell kompakte Strömungen verbreitert rekonstruiert, wodurch bei gleichen Durchflüssen die rekonstruierte Geschwindigkeit abnimmt.

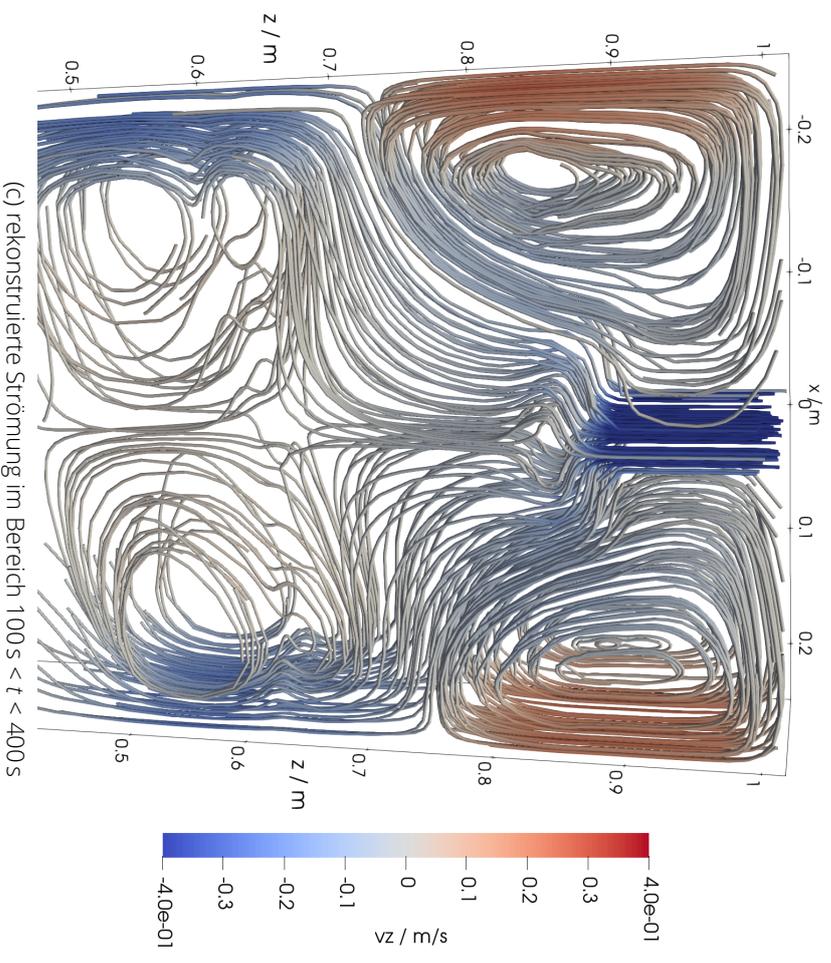
Als zweites wurde ein Experiment mit veränderlicher Kokillenströmung zwischen 1,6 und 0,9 L/s durchgeführt, dessen induziertes Magnetfeld in Abbildung 7.3 gezeigt ist. Hierfür wurde zunächst der größte Durchfluss eingestellt und durch das allmähliche Schließen des Stopfens in sechs Stufen auf den minimalen Durchfluss reduziert. Bedingt durch die geringen Schwankungen der Strömung, gerade bei großen Durchflüssen, können rechts-links Asymmetrien entstehen, wie bspw. bei 1,55 und 1,38 L/s zu sehen ist. Bei allen Durchflüs-



(a) induziertes Magnetfeld im Zeitverlauf je Seite



(b) Zeitmittelwerte des induzierten Magnetfeldes je Seite



(c) rekonstruierte Strömung im Bereich $100\text{ s} < t < 400\text{ s}$

Abbildung 7.2: Experiment mit 1,6 L/s Flüssigmetalldurchfluss

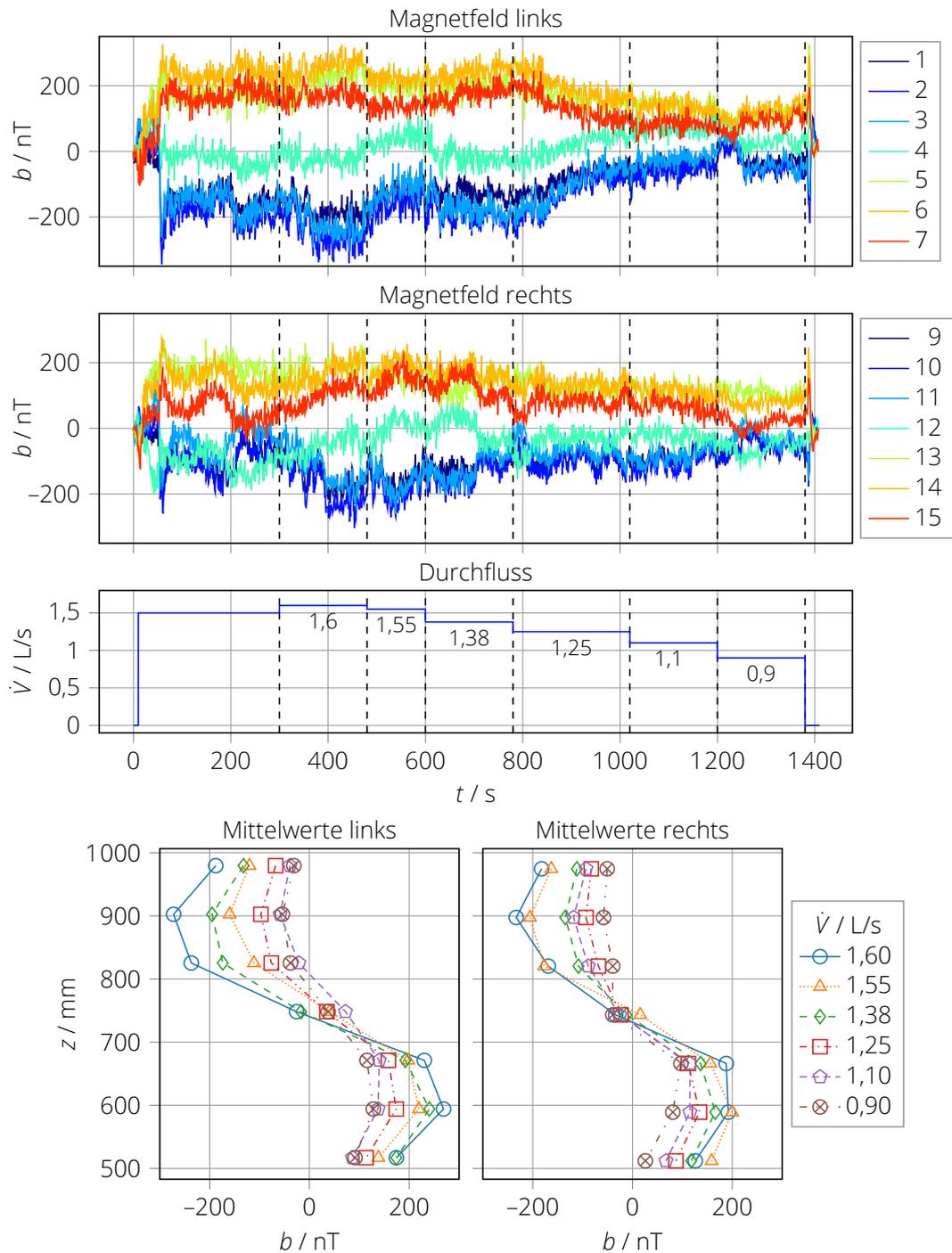


Abbildung 7.3: Experiment mit variablem Flüssigmetalldurchfluss zwischen 1,6 und 0,9 L/s. Der Bereich $t < 300$ s diente der Strömung als Einschwingphase. Sensor 8 war defekt.

sen bleibt die typische S-Form des induzierten Magnetfeldes erhalten, was bereits ohne Rekonstruktion darauf hindeutet, dass die Doppelrollenstruktur der Strömung bei Einphasenexperimenten erhalten bleibt und lediglich ihre Intensität ändert. In Folge der sich ändernden Intensität kann sich der Jetauftreffpunkt entlang der Schmalseite verschieben, wobei der Auftreffpunkt in diesen Aufbauten mit dem Nulldurchgang der S-Kurve zusammenfällt [102]. Somit kann anhand der Magnetfeldkurven geschlussfolgert werden, dass der Auftreffpunkt mit abnehmendem Volumenstrom in der linken Kokillenhälfte von 0,74 auf $z = 0,80$ m ansteigt.

In Abbildung 7.4 sind für die Rekonstruktionen der sechs verschiedenen Metaldurchflüsse die Iso-Oberflächen der horizontalen Geschwindigkeitskomponente abgebildet. Die symmetrische Doppelrollenströmung mit allmählich abnehmender Amplitude wird hier bestätigt. In dieser Darstellungsvariante werden kleine Rekonstruktionsartefakte unterhalb des Tauchrohrs bei $z \approx 0,83$ m und unterhalb des Auftreffpunkts bei $z \approx 0,63$ m sichtbar, die aber auf die großskalige Strömung keinen Einfluss haben.

7.3 Messungen mit Zweiphasenströmung

Die bisher durchgeführten Einphasenexperimente führten in allen Fällen zu einer stationären Strömung. Zusätzlich können an LIMMCAST Zweiphasenexperimente durchgeführt werden, indem – wie auch in der Industrie – am unteren Ende des Stopfens Argon, mit variablem Volumenstrom zwischen 1 und 5 Standardliter pro Minute, in das Tauchrohr eingeblasen wird. Dadurch können dynamische Vorgänge in der Kokille angetrieben werden, wie bereits am Mini-LIMMCAST nachgewiesen wurde [101]. Da diese unter anderem auch den Füllstand des Metalls in der Kokille beeinflussen, sind in der LIMMCAST-Kokille vier Eintauchelektroden im Abstand von 5 cm zwischen $z = 900$ mm und $z = 1050$ mm angebracht, deren Signal während der Experimente aufgezeichnet wird. Als erste Tests zur Qualifizierung des Messsystems wurden zwei Experimente mit Zweiphasenströmung durchgeführt.

Abbildung 7.5 zeigt das induzierte Magnetfeld zusammen mit den Durchflüssen für das erste Experiment. Der Gasdurchfluss wurde während des Experiments schrittweise angehoben. Für Gasdurchflüsse zwischen 0 und 2 L/min ist im induzierten Magnetfeld keine Änderung erkennbar, wenn man vom Drift in den rechten Magnetfeldsensoren absieht. Etwa 30 s nach Erhöhung des Gasstroms auf 3 L/min brach der Flüssigmetaldurchfluss plötzlich auf 0,6 L/s ein und oszillierte dann zwischen 0,6 und 1,0 L/s. Dies wurde durch einen starken Umschlag des induzierten Magnetfeldes mit Signaloszillationen auf der linken Seite begleitet. Ab $t \approx 800$ s stabilisierte sich das induzierte Magnetfeld; der Flüssigmetaldurchfluss nahm letztendlich einen Wert von 0,4 L/s bei einem Gasstrom von 5 L/min an.

Die im Intervall $500 \text{ s} < t < 800 \text{ s}$ auftretenden Oszillationen in Magnetfeld und Metaldurchfluss könnten von einer asymmetrischen Slug-Strömung im Tauchrohr herrühren, die sich periodisch am linken Tauchrohrauslass entlädt. Die Umkehr des induzierten Magnetfeldes ab 500 s deutet auf Einfachrollenstruktur auf der linken Seite hin, während auf der rechten Seite weiterhin eine Doppelrollenstruktur vorhanden zu sein scheint. Die Einfachrollenstruktur auf der linken Seite bleibt bis zum Ende des Experiments erhalten. Ab $t = 930$ s kehrt sich auch das Vorzeichen des induzierten Feldes auf der rechten Seite um. Zusammen mit dem stark reduzierten Metaldurchfluss ab diesem Zeitpunkt liegt es nahe, von einer beidseitigen Einfachrollenströmung auszugehen.

Das zweite Experiment mit Zweiphasenströmung ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Der Flüssigmetaldurchfluss wurde bei diesem Experiment aufgrund von technischen Schwierigkeiten nicht protokolliert. Auch in diesem Experiment wurde der Gasdurchfluss allmählich erhöht, allerdings ohne den Sprung von 3 auf 5 L/min. Bis zu einem Durchfluss von 4 L/min zeigt das induzierte Magnetfeld lediglich die bereits bekannten schwachen Oszilla-

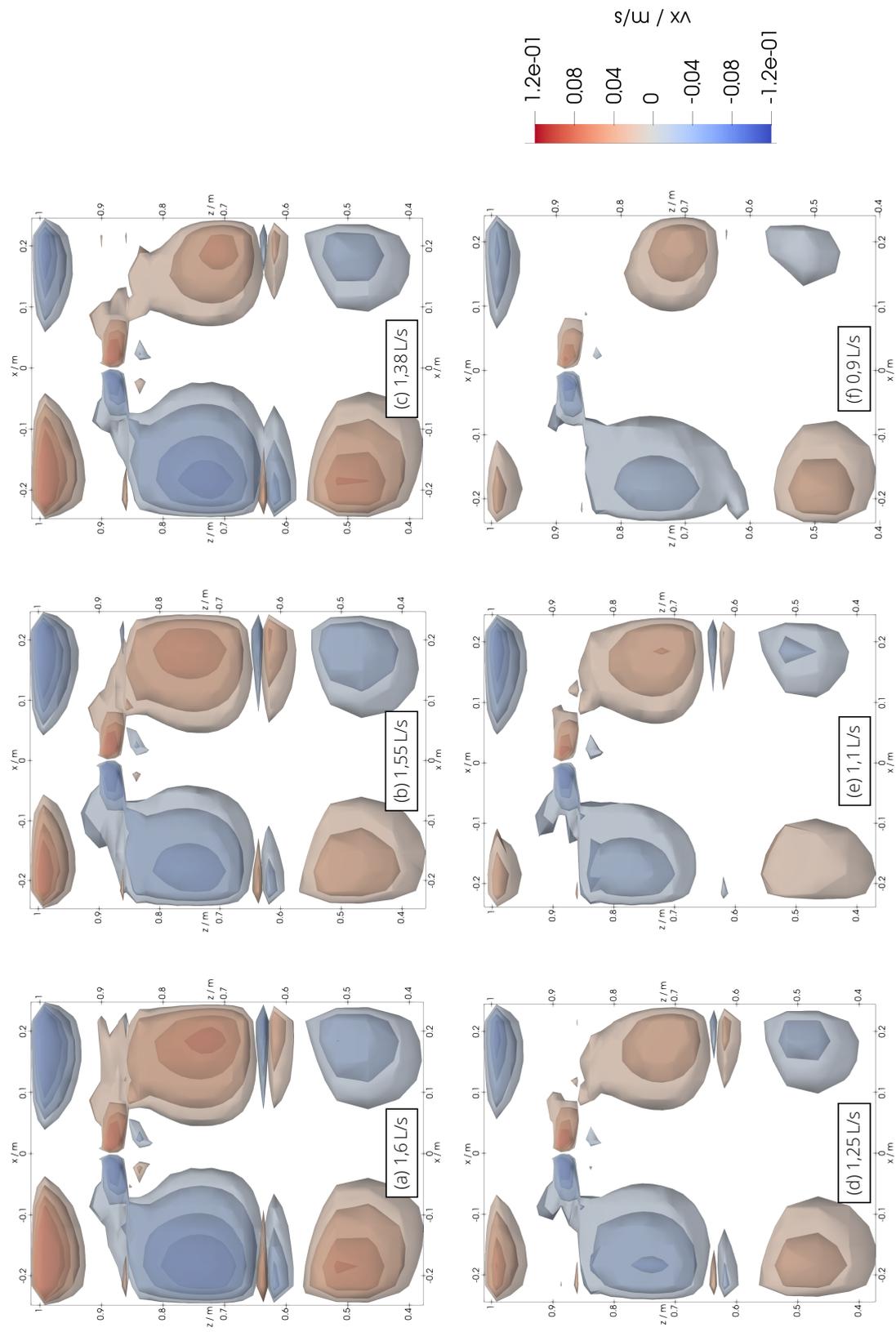


Abbildung 7.4: Strömung in der oberen Kikkilenhälfte für verschiedene Durchflüsse. Dargestellt sind die Iso-Oberflächen von v_x bei den Beträgen 2, 4, 8 und 12 cm/s.

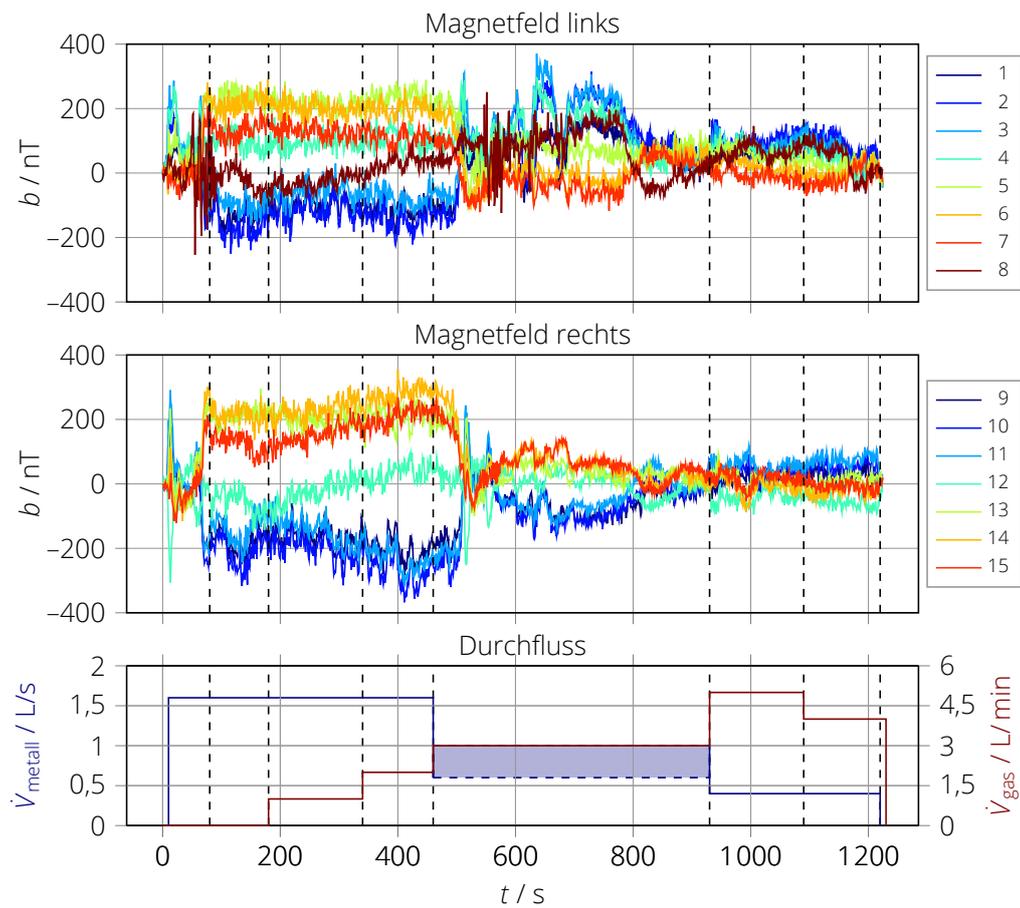


Abbildung 7.5: Erstes Experiment mit Zweiphasenströmung. Im blau unterlegten Intervall variierte der Flüssigmetalldurchfluss zwischen 0,6 und 1,0 L/s. Die Stopfenöffnung war konstant.

tionen um die stationäre Mittellage. Die beim vorhergehenden Experiment beobachteten Oszillationen bei 3 L/min tauchen hier nicht auf. Bis zum Zeitpunkt $t = 2020$ s scheint eine Doppelrollenstruktur auf beiden Seiten der Kokille vorhanden zu sein. Erst ab einem Gasvolumenstrom von 5 L/min entsteht ein Umschlag, der dieses Mal allerdings sofort auf beiden Seiten auftritt.

Um die Oszillationen während der Doppelrollenphase zu verdeutlichen, werden die Zeitpunkte $t = 1100$ s sowie $t = 1300$ s genauer betrachtet. Ab den genannten Zeitpunkten wurde das Magnetfeld jeweils für 10 s gemittelt. Zum ersten der beiden Zeitpunkte zeigte das Magnetfeld auf der linken Seite ein Minimum, zum zweiten Zeitpunkt ein Maximum. Für diese beiden Intervalle wurde die Strömung rekonstruiert; das Ergebnis ist in Abbildung 7.7 zu sehen. Wie gut zu erkennen ist, ist die Intensität des Jets bei 1300 s etwas stärker. Der Jetauftreffpunkt wandert zwischen den Bildern von $z = 0,75$ m zu 0,72 m. Mit dem tieferen Auftreffpunkt geht eine stärker ausgedehnte obere Rolle einher. Weitere Unterschiede sind nicht festzustellen.

Als letztes wird der Strömungsumschlag untersucht, der mit Erhöhung des Gasdurchflusses auf 5 L/min bei 2020 s einhergeht. Abbildung 7.8 zeigt die rekonstruierte Strömung zu vier Zeitpunkten sowie das zugehörige Magnetfeld. Zehn Sekunden vor der Erhöhung des Gastroms lag eine stabile symmetrische Doppelrollenstruktur vor. Mit Anhebung des Gasdurchflusses ging offensichtlich eine Reduktion des Metalldurchflusses einher, was zum Absinken des Meniskus um 10 cm führte und die Strömung insgesamt verlangsamte. Simultan entstand eine asymmetrische Doppelrollenstruktur, deren obere Rolle zuerst auf der rech-

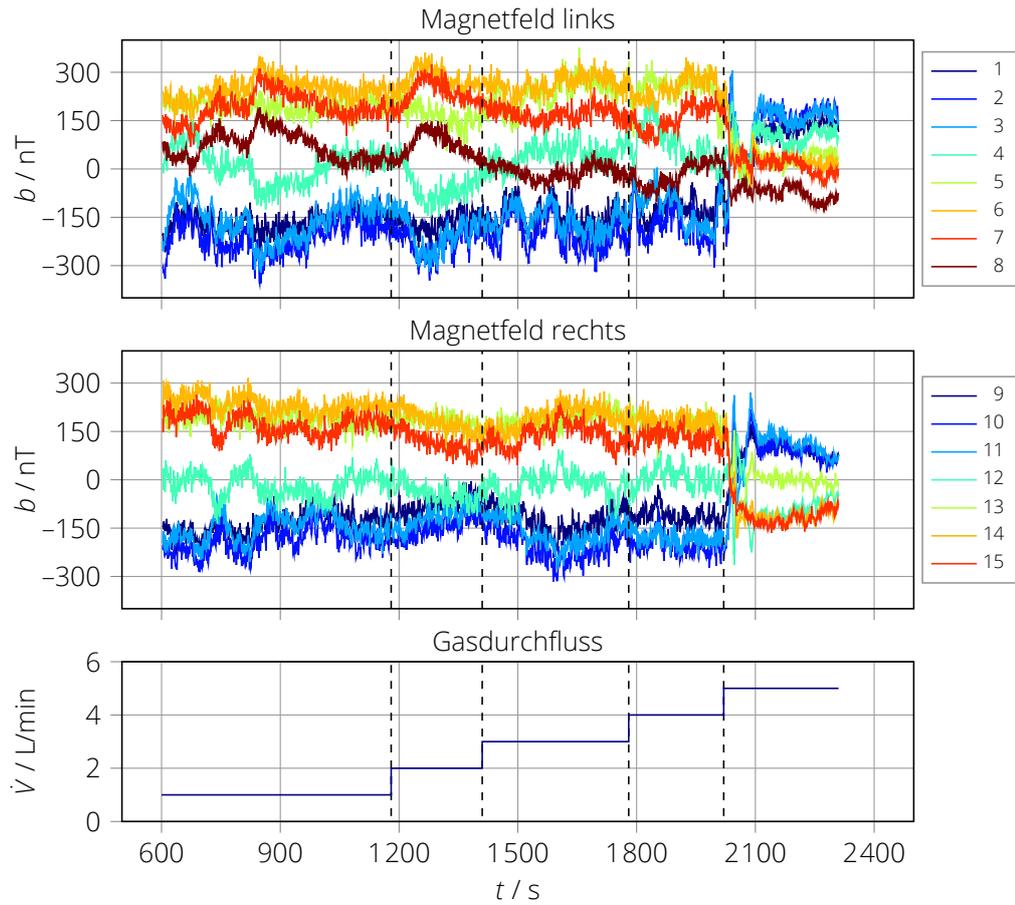


Abbildung 7.6: Zweites Experiment mit Zweiphasenströmung

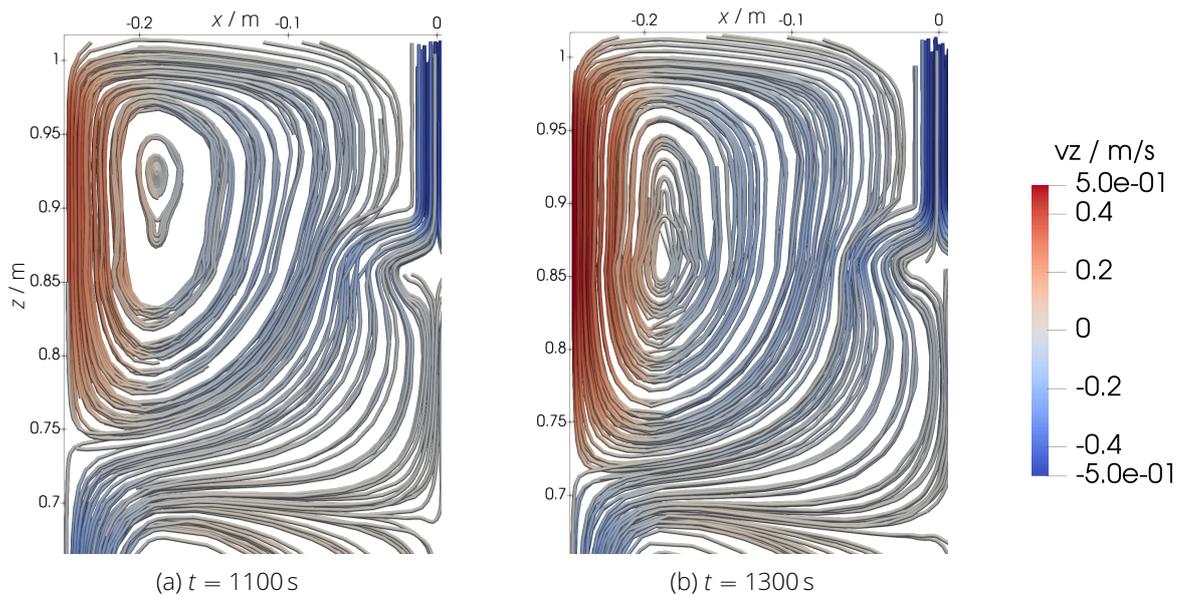
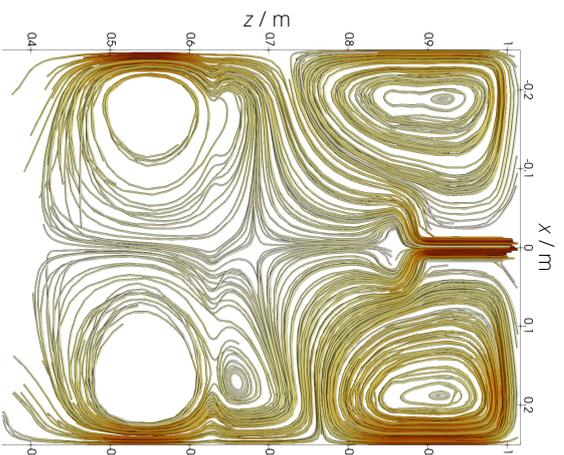
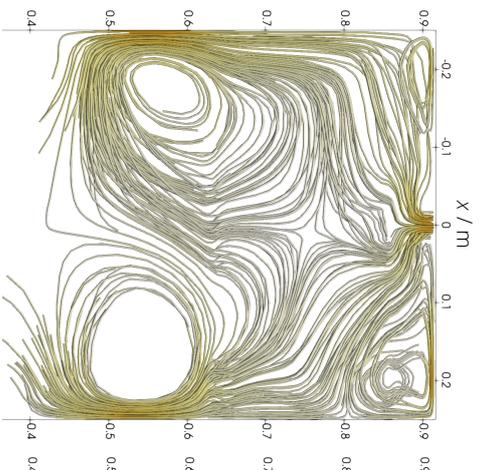


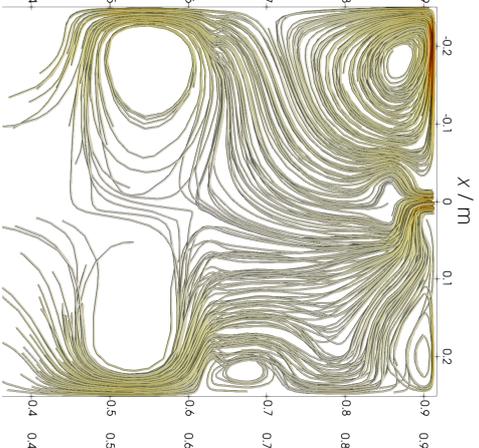
Abbildung 7.7: Schwankungen des Jets in der Doppelrollenströmung auf der linken Seite



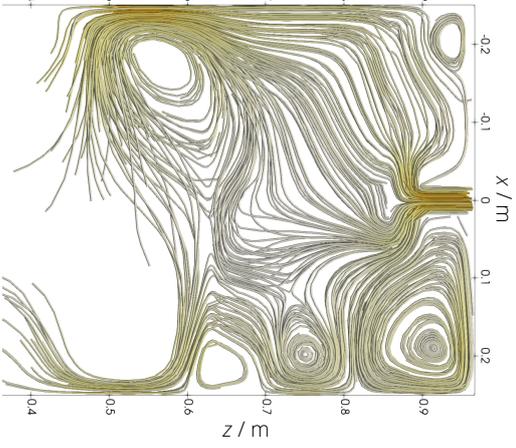
(a) $t = 2010\text{ s}$



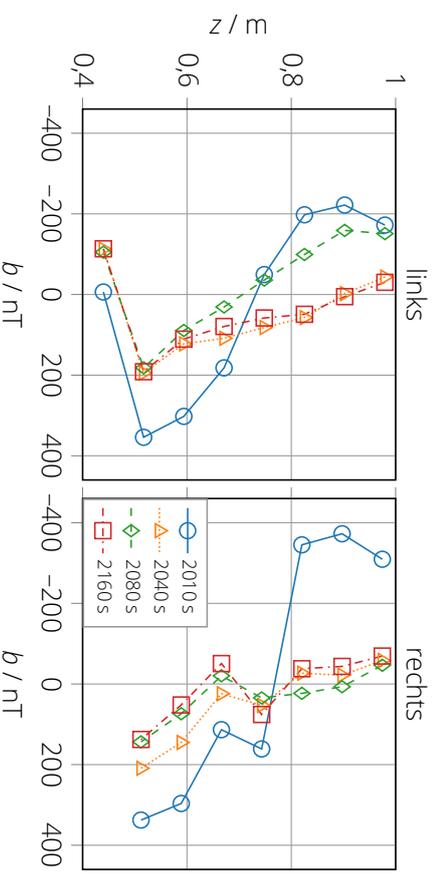
(b) $t = 2040\text{ s}$



(c) $t = 2080\text{ s}$



(d) $t = 2160\text{ s}$



(e) induziertes Magnetfeld

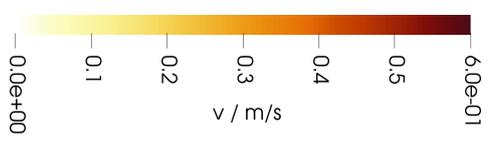


Abbildung 7.8: Rekonstruierte Strömung und induziertes Magnetfeld bei Erhöhung des Gasdurchflusses von 4 auf 5 L/min

ten Seite sichtbar war, sich dann zur linken Seite hin verschob und schließlich wieder auf der rechten Seite auftauchte. Im Zeitverlauf normalisierte sich der Kokillenpegel allmählich auf eine Position circa 5 cm unterhalb des Anfangspegels. Anhand der Magnetfelddaten ist zu erkennen, dass die Strömung aus Abbildung 7.8(d) bis zum Ende des Experiments erhalten blieb.

Diese Experimente mit Zweiphasenströmung deuten darauf hin, dass ein geringer Argondurchfluss mit $\dot{V} \leq 2 \text{ L/min}$ keinen erkennbaren Einfluss auf die Kokillenströmung zu haben scheint, wie auch schon in [101] für Mini-LIMMCAST festgestellt wurde. In einem Experiment entstand anscheinend eine Slug-Strömung im Tauchrohr, sobald der Argondurchfluss auf 3 L/min angehoben wurde. Dies lies sich allerdings im zweiten Experiment nicht feststellen, sodass sich der exakte Auslöser für dieses Verhalten nicht ermitteln lässt. Reproduzierbar war jedoch der Einbruch der Durchflussrate des Flüssigmetalls bei Anhebung des Argonvolumenstroms auf den Maximalwert. Ein zu starker Gasdurchfluss scheint somit dem Flüssigmetallstrom entgegenzuwirken. In Folge können asymmetrische Oszillationen in der Kokille entstehen.

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden erste CIFT-Messungen und Rekonstruktionen an der LIMMCAST-Kokille beschrieben, die aufgrund der verwendeten heißen SnBi-Schmelze besondere Herausforderungen mit sich bringen. Zur Messung kamen die in Abschnitt 4.2.6 entworfenen neuen Induktionsspulen erstmalig zum Einsatz, mit denen das induzierte Magnetfeld in einem Abstand von 125 mm von der Schmelze problemlos gemessen werden konnte. Es lagen keine simultanen UDV-Messungen zum Vergleich vor; die rekonstruierten Strömungsstrukturen und Geschwindigkeiten erscheinen allerdings plausibel.

Anhand der induzierten Magnetfelder und den Rekonstruktionen lies sich feststellen, dass der Jet im Fall einer Einphasenströmung um eine stationäre Doppelrollenstruktur schwankt. Der Jetauftreffpunkt verschiebt sich dabei regelmäßig um etwa $\pm 1 \text{ cm}$ nach oben und unten. Eine Reduktion des Durchflusses kann zu einem erhöhten Jetauftreffpunkt führen. Bei Zweiphasenströmungen mit starkem Gasdurchfluss können dynamische Prozesse im Tauchrohr und in der Kokille angetrieben werden, wobei der Metalldurchfluss teilweise stark zurückgehen kann. Dabei können vermutlich Slug-Strömungen im Tauchrohr sowie asymmetrische Einfach-/Doppelrollenströmungen in der Kokille mit sich regelmäßig ändernden Seiten auftreten. Bei zukünftigen tiefergehenden Experimenten werden Vergleiche zwischen den CIFT-Rekonstruktionen mit gleichzeitigen UDV-Messungen erfolgen.

8 CIFT im industriellen Strangguss

Im letzten Kapitel soll vor dem Hintergrund einer möglichen Anwendung von CIFT in realen Stranggussanlagen aufgezeigt werden, welche bisher nicht berücksichtigten Herausforderungen sich im industriellen Strangguss ergeben. Von der Vielzahl an möglichen Störfaktoren wird die bei Kokillen auf der Innenseite häufig eingesetzte ferromagnetische Nickelbeschichtung detaillierter untersucht. Mithilfe von Simulationen wird ihr Einfluss auf CIFT abgeschätzt.

8.1 Zu erwartende Herausforderungen

Die bisherigen Experimente in dieser Arbeit fanden unter weitestgehend idealen Laborbedingungen statt, wobei die meisten Aspekte der Experimente genau kontrolliert und ggf. so beeinflusst werden konnten, dass eine Strömungsmessung mit CIFT möglich wurde. In der industriellen Praxis ist die Einflussnahme auf den Anlagenaufbau und Prozessabläufe nur stark begrenzt möglich, wodurch eine große Zahl von neuen Problemen entsteht. Die Faktoren, die vermutlich den stärksten störenden Einfluss auf CIFT haben, sollen kurz dargestellt werden.

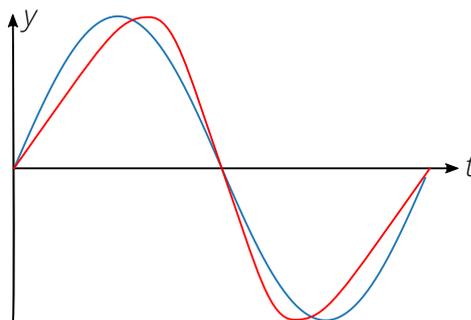


Abbildung 8.1: Hubprofil der sinusförmigen (blau) und nicht-sinusförmigen Kokillenoszillation (rot)

- 1. nicht-isotherme Bedingungen** In dieser Arbeit wurden nur Experimente unter isothermen Bedingungen durchgeführt. Durch sich ändernde Temperaturen in der Kokille ändern sich die elektrischen Leitfähigkeiten ihrer Materialien (was zu veränderten Magnetfeldstärken und -topologien führt) sowie die Geometrie der Kokille aufgrund thermischer Ausdehnung. Im schlimmsten Fall erfolgt eine Verkipfung der Sensoren gegenüber der Anregungsspule, wodurch ein starkes Störsignal entsteht.

In der Kokillenwand steigt zu Beginn des Gießens die Temperatur von 20 auf 80 °C an. Da die Sensoren in der Nähe der Kokillenwand befestigt sein müssen, ändern sich mit steigender Temperatur der Amplituden- und Phasengang. Wondrak zeigte in seiner Dissertation [100], dass Magnetfeldmessungen für CIFT an Czochralski-Kristallzüchtungsanlagen prinzipiell durchführbar sind, in deren Umgebung ebenfalls nicht-isotherme Bedingungen herrschen. Eine Strömungsrekonstruktion erfolgte dabei nicht.

2. **inkorrekte Nullmessung** An LIMMCAST und Mini-LIMMCAST wurde zu Beginn jedes Experimentallaufs eine Nullmessung mit weitestgehend korrektem Füllstand und fehlender Strömung durchgeführt. Der reale Gießprozess lässt sich nach dem anfänglichen Befüllen der Kokille nicht sinnvoll anhalten, weswegen die Nullmessung mit kalter Kokille ohne Befüllung erfolgen muss.
3. **Strangschale** Die sich am Schmelzenrand ausbildende Strangschale hat eine unbekannte und in negativer vertikaler Richtung zunehmende Dicke, was die korrekte Modellierung erschwert. Der elektrische Kontakt zwischen Strangschale und Kokillenwand ist vermutlich isolierend, allerdings kann eine punktuelle leitfähige Verbindung nicht absolut ausgeschlossen werden, wodurch sich die Wandströme unvorhergesehen ändern können.
4. **Kokillenoszillation** Zur erleichterten Ablösung des Strangs von der Kokillenwand wird die Kokille mit hydraulischen oder elektrischen Antrieben vertikal oszilliert. Der Hub liegt dabei im Bereich von einigen Millimetern bei einer Frequenz von wenigen Hertz; das Hubprofil kann sinusförmig oder nicht-sinusförmig sein, wie in Abbildung 8.1 gezeigt. Es ist zu erwarten, dass die zusätzliche Relativbewegung zwischen Schmelze und Kokille ein neues strömungsinduziertes Magnetfeld erzeugt, das das gewünschte Messsignal überdeckt.
5. **Langzeitstabilität** Unter Umständen treten Gießzeiten bis zu 1 Woche auf, was höchste Herausforderungen an die Langzeitstabilität der Messtechnik stellt.
6. **Nickelbeschichtung** Zur Verbesserung der Haltbarkeit der Kupferkokillen sind diese innen typischerweise mit einer Schicht Nickel versehen, die den mechanischen Abrieb der relativ weichen Kupferwände durch die Strangschale minimieren soll. Nickel ist bei Raumtemperatur ferromagnetisch, weist unter Anwesenheit eines kleinen äußeren Feldes eine Permeabilität von mehr als $\mu_r = 100$ auf und wird ab der Curietemperatur $\theta_c^{\text{Ni}} = 360$ °C paramagnetisch. An den Innenseiten der Kokillen werden Temperaturen bis etwa θ_c^{Ni} erreicht und können an vereinzelt Stellen überschritten werden. Die Veränderung in den ferromagnetischen Eigenschaften des Nickels hat einen starken Einfluss auf die CIFT-Magnetfelder.

Diese Herausforderungen lassen annehmen, dass eine exakte Strömungsrekonstruktion nur schwierig zu erreichen sein wird. Dennoch lässt die CIFT-Magnetfeldmessung auch ohne Rekonstruktion wichtige Rückschlüsse auf die Schmelze zu, wenn Kriterien wie Signalstabilität, Trends und das Amplitudenverhältnis des induzierten Feldes an unterschiedlichen Stellen herangezogen werden. Darüber hinaus ist CIFT für den Stahlguss attraktiv, da vermutlich der Füllstand der Kokille über das Ausphase-Magnetfeld mit bestimmt werden kann [111], ohne dass dafür separate Messtechnik installiert werden muss.

Von den genannten Problemen soll der Einfluss der Nickelbeschichtung auf CIFT in diesem Kapitel genauer untersucht werden. Hierzu wird in den folgenden Abschnitten ein Simulationsmodell beschrieben, wobei die temperaturabhängige Magnetisierungskurve des Nickels besonders berücksichtigt werden muss. Aufgrund von konstruktiven Randbedingungen wird eine neue Anregungsspulengeometrie verwendet, die in die Halteplatte auf

der Breitseite eingelassen ist und ein Feld in Richtung gegenüberliegender Breitseite (y -Richtung) erzeugt. Ausgehend davon wird nacheinander gezeigt, welchen Einfluss die sich verändernde relative Permeabilität auf Feldstruktur und Amplitude des Erregerfeldes und des induzierten Feldes hat. Abschließend werden einige Strömungsrekonstruktionen für unterschiedliche Anregungsspulengeometrien gezeigt und überprüft, welche wesentlichen Eigenschaften der Strömung korrekt abgebildet werden.

8.2 Simulationsmodell mit temperaturabhängiger Permeabilität der Nickelbeschichtung

In einem ersten Schritt muss in Opera ein Simulationsmodell generiert werden, das es erlaubt, die Veränderungen der Struktur des Erregerfeldes und des induzierten Feldes aufgrund der sich verändernden Permeabilität der Nickelschicht abzuschätzen. Hierzu wird eine Brammengenometrie betrachtet, die sich von innen nach außen aus der Schmelze, der Nickelschicht, der Kupferkokille und der tragenden Halteplatte zusammensetzt.

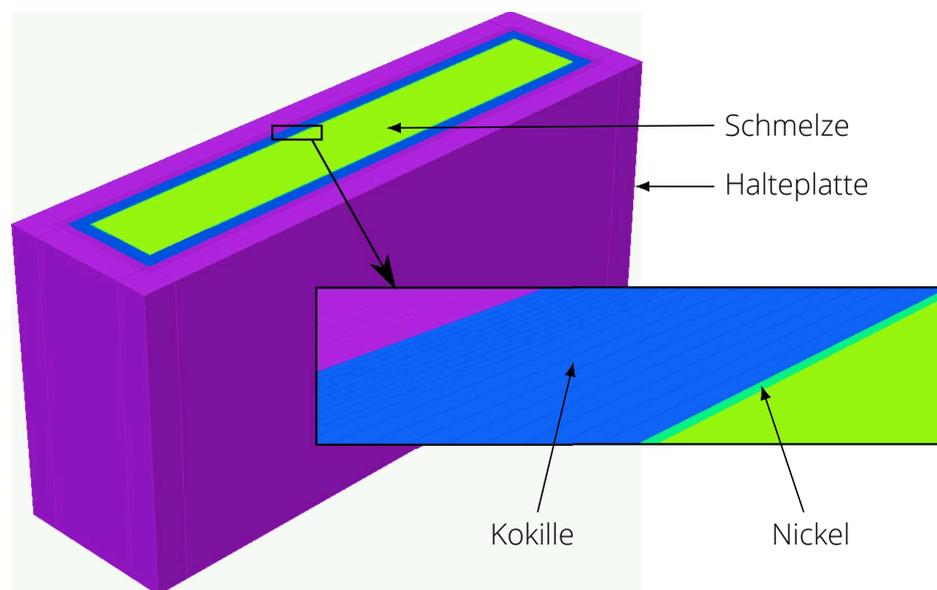


Abbildung 8.2: Simulationsmodell zum Einfluss der Nickelbeschichtung

8.2.1 Mechanische und elektrische Parameter

Im Folgenden wird von einer Brammenkokille mit den Innenmaßen $B \times T \times H = (900 \times 225 \times 1600) \text{ mm}^3$ ausgegangen. Die Nickelschicht, Kupferplatten und Halteplatten weisen eine Dicke von jeweils 1,5 mm, 40 mm bzw. 100 mm auf, siehe Abbildung 8.2. Die elektrischen Parameter der modellierten Materialien sind in Tabelle 8.1 am Ende dieses Abschnitts nachzulesen.

Für die temperaturabhängige Permeabilität des Nickels wird die Messung von Weiß und Forrer aus dem Jahr 1926 herangezogen [99], die damals den magnetokalorischen Effekt des Nickels in einem weiten Temperaturbereich untersucht haben, wozu für jede Temperatur die Sättigungsmagnetisierung dieses Materials bestimmt werden muss. In einem ferromagnetischen Material lässt sich die Gesamtflussdichte B als Summe aus innerer Magnetisierung J und äußerem Feld H beschreiben:

$$B(H) = J(H) + \mu_0 \cdot H. \quad (8.1)$$

Hierbei ist die Magnetisierung definiert als

$$J = \mathcal{L} \left(\frac{a \cdot H}{T} \right) \cdot M_s. \quad (8.2)$$

Die dabei auftretenden Parameter sind die materialabhängige Konstante a , in die vor allem das magnetische Moment der einzelnen Elementarmagnete eingeht, die Absoluttemperatur T und die Sättigungsmagnetisierung M_s . \mathcal{L} meint die Langevin-Funktion, die als

$$\mathcal{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (8.3)$$

ausgedrückt werden kann.

Aus den in der Quelle angegebenen Datensätzen, die jeweils M_s , T und H enthalten, wird mit den Gleichungen (2.6), (8.1) und (8.2) der Parameter μ_r bestimmt. Die sich ergebende temperaturabhängige B-H-Kurve und die feldstärkenabhängige Permeabilität sind in Abbildung 8.3 gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass μ_r für kleine Feldstärken konstant ist, was im Folgenden genutzt wird, um die eigentlich nicht-lineare Simulation zu linearisieren. Die Permeabilität in diesem Beispiel zeigt Abweichungen zu Angaben in Literaturquellen (siehe bspw. [59]), die von $\mu_r \geq 100$ ausgehen. Dies liegt darin begründet, dass ferromagnetische Materialien ihr maximales μ_r bei einem schwachen äußeren Magnetfeld aufweisen, was durch die Langevin-Funktion nicht korrekt wiedergegeben wird (siehe bspw. Abbildung 5.3).

Zusätzlich zu den gezeigten Kurven wird noch der Fall $\theta = \theta_c^{\text{Ni}}$ mit $\mu_r = 1$ berücksichtigt, sodass für insgesamt 5 Temperaturen Simulationen durchgeführt werden, wie auch in Tabelle 8.2 zusammengefasst ist.

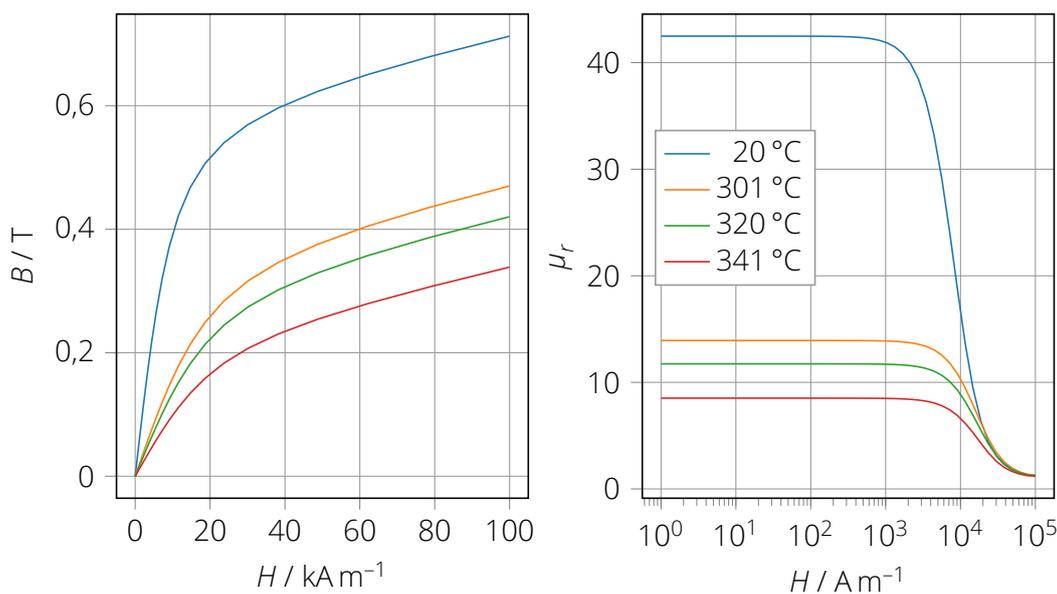


Abbildung 8.3: B-H-Kurve und μ_r für Nickel für verschiedene Temperaturen

8.2.2 Anregungsspulengeometrien

Die in den Laborexperimenten verwendete Anordnung der Erregerspule in der horizontalen Ebene um die Kokille herum lässt sich im industriellen Strangguss nur schwierig umsetzen, da die Breit- und Schmalseiten der Kokille über außen an den Halteplatten ansetzende Antriebssysteme verfahren werden können. Für CIFT bedeutet dies, dass im Einzelfall entschieden werden muss, ob die Erregerspule um die Halteplatten herum geführt werden

Komponente	Material	Δy / mm	σ / S/m	μ_r
Halteplatte	1.4301	100	$1,4 \cdot 10^6$	1
Kokille	Kupfer	40	$57 \cdot 10^6$	1
Beschichtung	Nickel	1,5	$14,3 \cdot 10^6$	1 ... 42
Schmelze	Stahl	225	$0,7 \cdot 10^6$	1

Tabelle 8.1: Wesentliche Parameter des Simulationsmodells

Fall	θ / K	M_s / T	μ_r
(a)	20	0,611	42
(b)	301	0,373	14
(c)	320	0,320	12
(d)	341	0,232	8
(e)	360	-	1

Tabelle 8.2: Temperaturabhängige Permeabilität von Nickel

kann. Als ein möglicher Ausweg kann die Erregerspule in die Halteplatte auf der Breitseite eingelassen werden, sodass ein die Kokille von der Seite durchdringendes Magnetfeld B_y entsteht, mit dem die Komponenten v_x und v_z aufgelöst werden können. Zweckmäßigerweise sind in dieser Anordnung gradiometrische Magnetfeldsensoren in der Spulenebene zu verwenden, um das Erregersignal vollständig in den Sensoren zu unterdrücken.

Abbildung 8.4(a) zeigt eine mögliche Ausführung mit einer Erregerspule in nur einer der beiden Breitseiten. Da sich während Messung störende kleine Verkippungen und Verschiebungen der gegenüberliegenden Halteplatten niemals ganz verhindern lassen, ist es zweckmäßig, die in beiden Breitseitenplatten eingesetzten Spulen mit verschiedenen Anregungsfrequenzen zu betreiben, sodass die Messsignale von beiden Spulen getrennt werden können. Dies wird in den folgenden Simulationen so umgesetzt, dass zunächst nur eine Erregerspule simuliert wird.

Eine zweite mögliche Konfiguration besteht aus zwei Erregerspulen, die übereinander liegen und gegensinnig vom Strom durchflossen werden, wie in Abbildung 8.4(b) gezeigt ist. Die Idee ist dabei, dass im Kokillenvolumen ein teilweise vertikales Magnetfeld B_z entsteht, sodass die v_x - und v_y -Komponenten der Strömung bestimmt werden können.

Für die Anordnung mit Breitseitenanregung wurde ein Patentantrag eingereicht [68].

8.3 Simulation des Anregungsmagnetfeldes

Da die 40 mm dicke Kupferschicht eine erhebliche Dämpfung des angelegten niederfrequenten Magnetfeldes bewirkt, muss in einem ersten Schritt überprüft werden, wie stark das Magnetfeld in der Kokille bei einer Frequenz von 1 Hz ist, was einem Shieldingparameter von $R_\omega = 0,72$ entspricht. Analog zu den vorherigen Simulationen kommt der Solver ELEKTRASS zum Einsatz. Als Vergleichsfall wird das Feld im stationären Fall herangezogen, wofür der Solver TOSCAMAGN eingesetzt wird. Die Permeabilität der Nickelschicht wurde hier mit $\mu_r = 1$ angenommen.

Wie in Abbildung 8.5 deutlich zu erkennen ist, tritt schon bei 1 Hz eine erhebliche Schirmwirkung aufgrund des Skin效ekts im Kupfer auf. Die Amplitude des Feldes nimmt signifikant ab und anhand der Stromlinien wird sichtbar, dass das Magnetfeld die Kokille nicht mehr hauptsächlich orthogonal durchdringt, sondern nach oben und unten abgelenkt wird. Abbildung 8.6 demonstriert, dass bereits ab $f = 0,1$ Hz ein unerwünschter Verdrängungseffekt

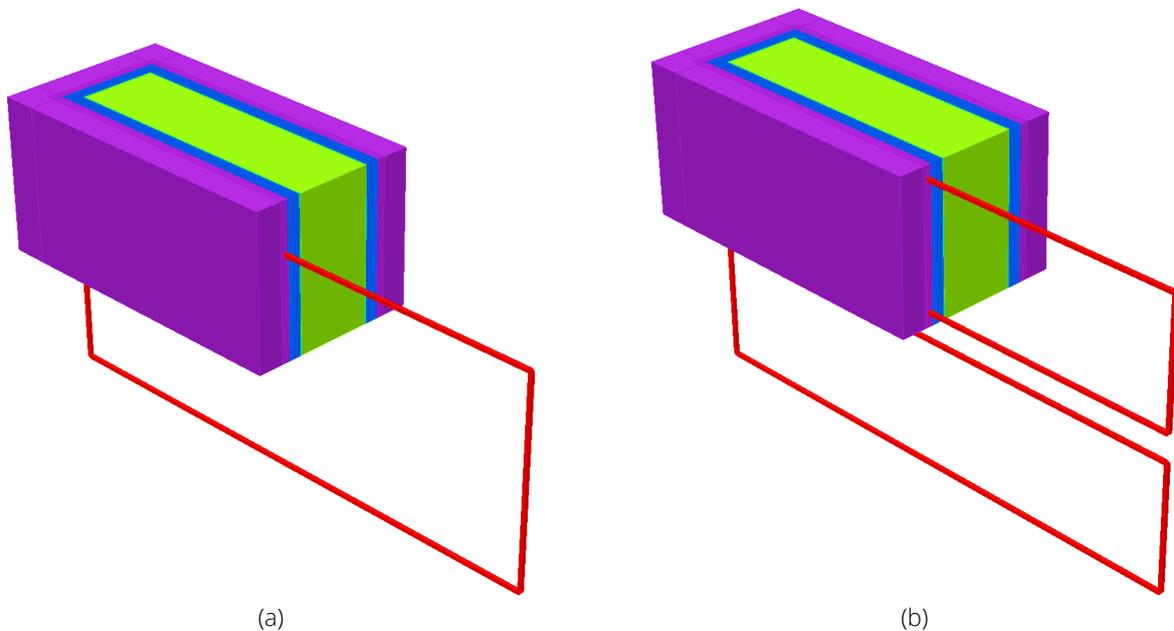


Abbildung 8.4: Geometrien der Anregungsspulen im teilweisen Viertelschnitt. (a) 1 Erregerspule, (b) 2 Erregerspulen, die gegensinnig vom elektrischen Strom durchflutet werden

fekt eintritt. Da eine Messung mit DC-Anregung nicht möglich ist und keine Erfahrungswerte für Messungen mit $0 < f < 1$ Hz vorliegen, wird in allen weiteren Fällen dieser Simulationen von einer Anregungsfrequenz von 1 Hz ausgegangen.

Die Abbildungen 8.8 und 8.9 zeigen die räumliche Magnetfeldverteilung für beide Geometrien und alle fünf mögliche Werte der Permeabilität. Die stärksten Unterschiede in beiden Konfigurationen bezüglich der Amplitude treten zwischen Fall (a) bei Raumtemperatur und den anderen Fällen bei Betriebstemperatur auf; unter den Fällen (b) bis (e) gibt es nur geringe Unterschiede. Für eine Spule ändern sich die Feldlinien nur schwach in Abhängigkeit von der Temperatur und schließen sich vom Zentrum weg nach oben und unten. In dieser Konfiguration sind die Konturen der Erregerspule deutlich an der Darstellung von B_y zu erkennen. Im Falle eines Einsatzes von zwei Spulen entsteht im mittleren Bereich der Kokille, wie beabsichtigt, eine vertikale Feldkomponente und gleichermaßen im oberen und unteren Drittel des Volumens. Verglichen mit dem anderen Szenario erfolgt der magnetische Rückschluss hier nicht in der Breitseite, sondern über die obere Öffnung, da, wie Abbildung 8.4 zeigt, die Spulen sich näher am Rand befinden.

8.4 Strömungsrekonstruktionen

Mithilfe der berechneten Erregerfelder bei hohen Temperaturen wird im nächsten Schritt überprüft, ob eine korrekte Rekonstruktion in dieser ersten Untersuchung möglich ist. Dabei soll die abschirmende Wirkung der Kokillenwände weiter berücksichtigt werden, wozu zuerst in OpenFOAM, gleichermaßen wie in Abschnitt 5.3, mit einer simulierten Kokillenströmung und dem berechneten Erregerfeld der induzierte Strom berechnet wird. Damit die Strömung für diese Geometrie nicht neu berechnet werden muss, kommt das Geschwindigkeitsfeld aus Abbildung 5.20 zum Einsatz, das auf die in diesem Kapitel verwendeten Kokille skaliert wird, wodurch sich Abbildung 8.7 ergibt. Der berechnete Strom wird wiederum in Opera importiert und das induzierte Magnetfeld an 192 virtuellen Sensorposi-

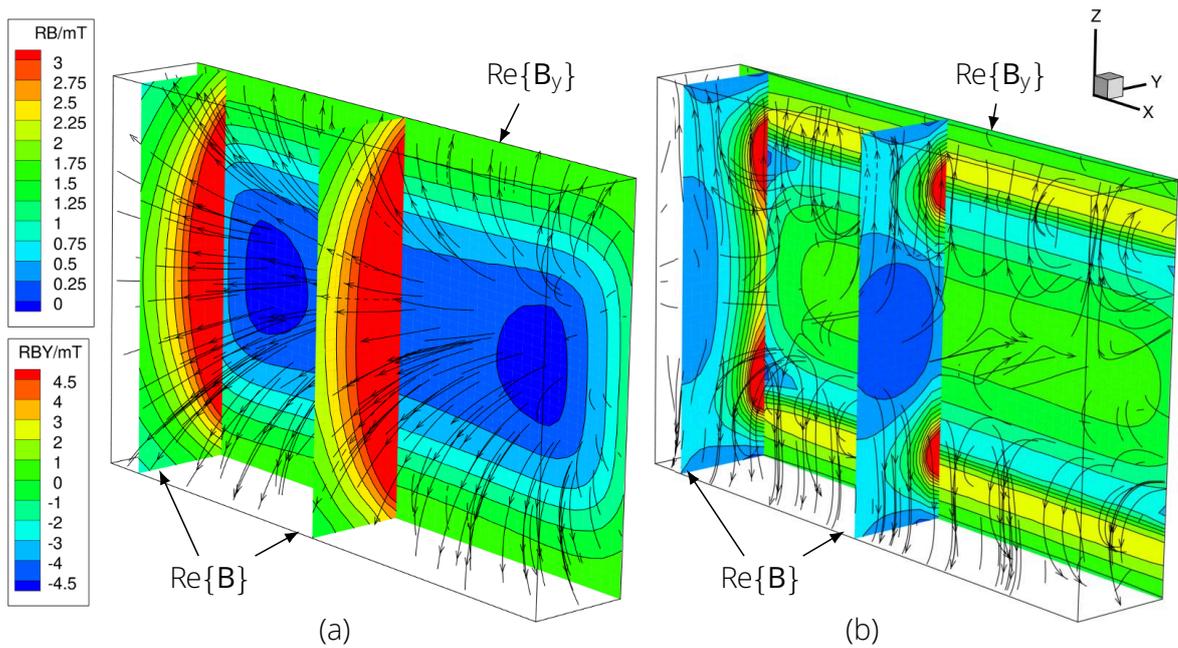


Abbildung 8.5: Magnetfeld in der Kokille für (a) 0 Hz und (b) 1 Hz. In der xz -Ebene ist B_y am Rand der Schmelze gezeigt, in der yz -Ebene die Amplitude des Feldes an zwei verschiedenen Positionen. Es wurde die Anordnung mit einer Anregungsspule simuliert.

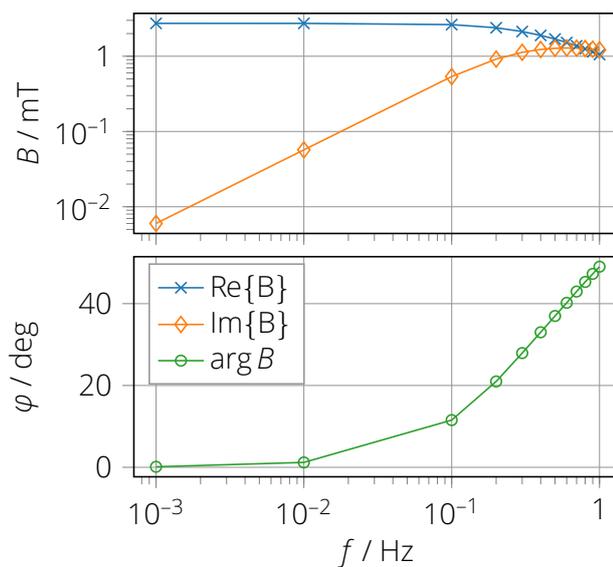


Abbildung 8.6: Frequenzabhängigkeit des gemittelten Erregermagnetfeldes

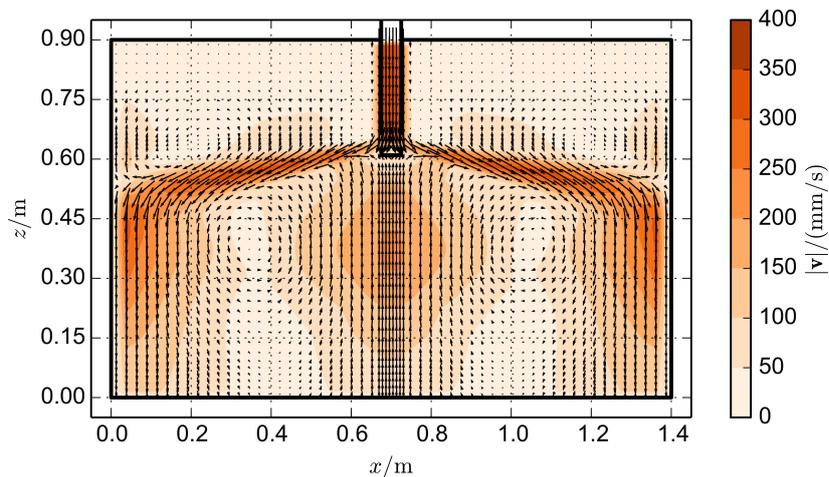


Abbildung 8.7: Verwendetes Strömungsprofil für die Vorwärtsrechnungen

tionen berechnet. Diese Sensoren sind in einem regelmäßigen 8×8 -Muster in der Spulenebene angeordnet. An jeder Position werden insgesamt drei Sensoren eingesetzt, um alle Magnetfeldkomponenten messen zu können. Mit den berechneten induzierten Magnetfeldern wird im letzten Schritt das inverse Problem gelöst, wobei isolierende Wände angenommen werden.

Die entstehenden Magnetfelder und Rekonstruktionen für beide Spulen sind in den Abbildungen 8.10 und 8.11 gezeigt. Zwischen den Rekonstruktionen für die Fälle (b) bis (e) waren keine signifikanten Unterschiede erkennbar, weswegen nur Fall (e) dargestellt ist.

In beiden Geometrien wird vor allem die große untere Rolle korrekt abgebildet, jedoch ergibt sich im oberen Bereich eine falsch abgebildete Einfachrollenstruktur. Besonders für den Fall mit einer Spule entstehen im Randbereich zusätzliche Artefakte mit sich eng schließenden lokalen Wirbeln, die sich aus der zunehmenden Magnetfeldamplitude am Rand mit gleichzeitigem starken Gradienten ergeben (Abbildung 8.8(e)). Entsprechend (Abbildung 8.9(e)) tritt dieser Effekt bei zwei Erregerspulen nur in schwacher Form auf und kann im äußersten Volumenelement beobachtet werden.

Insgesamt sind auch die Geschwindigkeiten zu gering, was auf eine schlechte Konditionierung des inversen Problems hindeutet. Es konnte durch weitere Simulationen ausgeschlossen werden, dass die Ursache dafür in der Dämpfung von \mathbf{b} liegt, da die Geschwindigkeiten auch dann zu gering waren, wenn \mathbf{b} mit einem Faktor linear skaliert wurde. Möglicherweise ist die ungewöhnliche Feldstruktur von \mathbf{B}_0 mit starken Gradienten für die schlechte Rekonstruktion verantwortlich. Falls dies zutrifft, sollte eine Rekonstruktion bei Simulationen mit 0,1 Hz eine deutliche Verbesserung zeigen. Dies ist bei zukünftigen Untersuchungen zu berücksichtigen.

Prinzipiell sind noch mehr Varianten bezüglich der Anregungsspulen denkbar, etwa zwei horizontal nebeneinander angeordnete Spulen oder ein größerer Abstand zwischen den vertikal unterteilten Spulen. Damit könnte eventuell eine vorteilhaftere Feldverteilung erzeugt werden, die, wie in den Laborexperimenten, eine vorwiegend vertikale Orientierung zeigt.

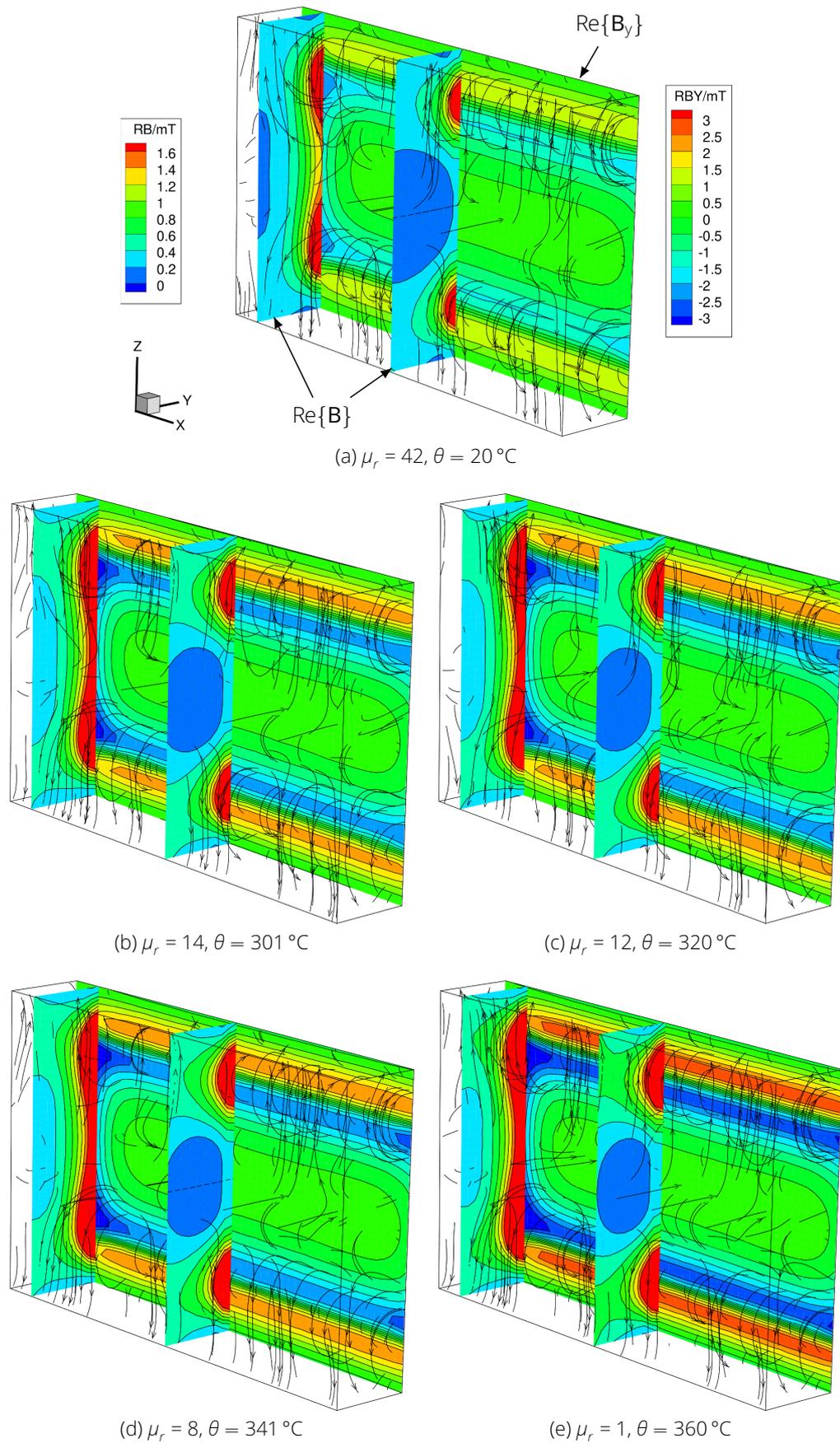
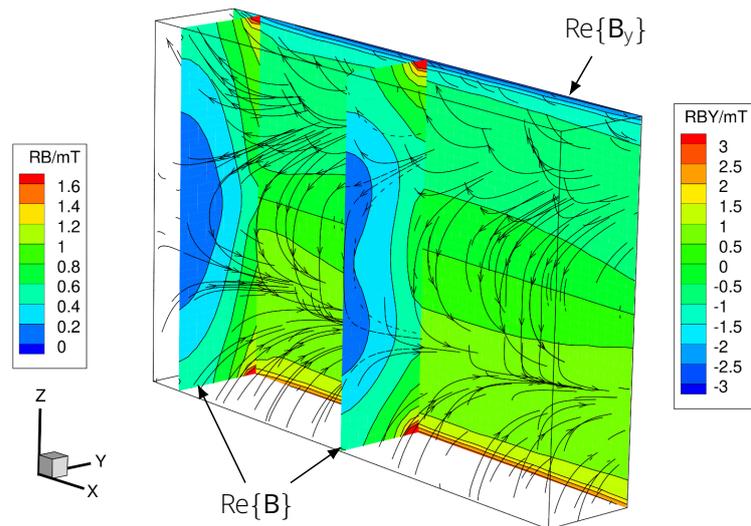
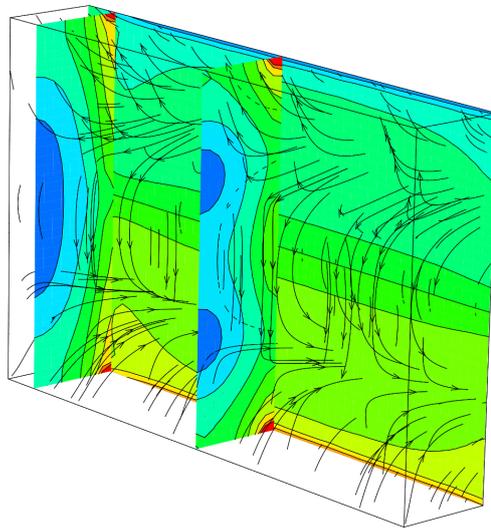


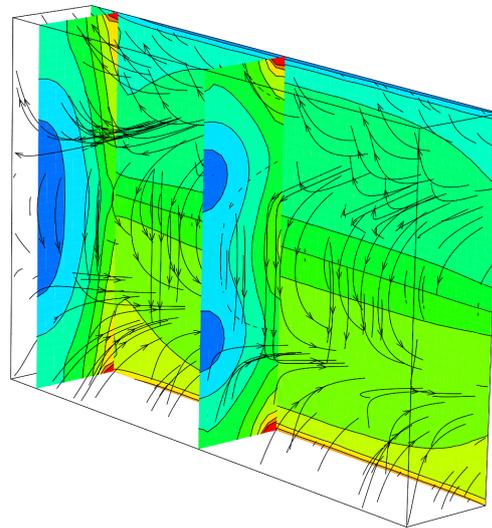
Abbildung 8.8: Temperaturabhängiges Magnetfeld in der Kokille für eine Spule



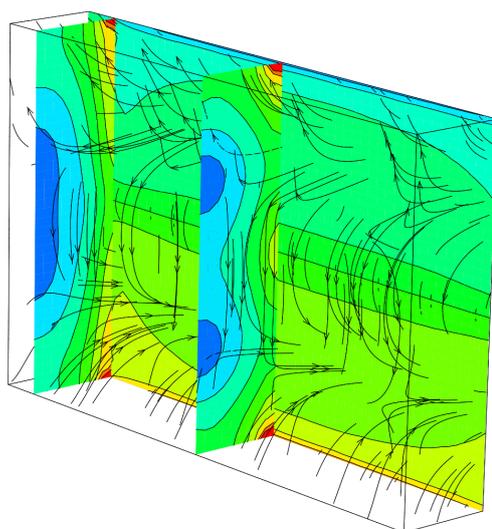
(a) $\mu_r = 42, \theta = 20^\circ\text{C}$



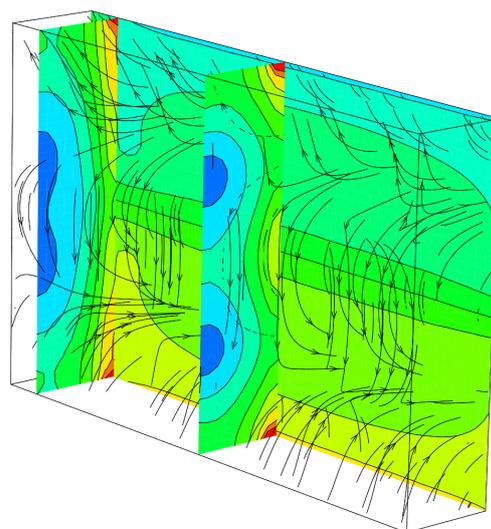
(b) $\mu_r = 14, \theta = 301^\circ\text{C}$



(c) $\mu_r = 12, \theta = 320^\circ\text{C}$



(d) $\mu_r = 8, \theta = 341^\circ\text{C}$



(e) $\mu_r = 1, \theta = 360^\circ\text{C}$

Abbildung 8.9: Temperaturabhängiges Magnetfeld in der Kokille für zwei Spulen

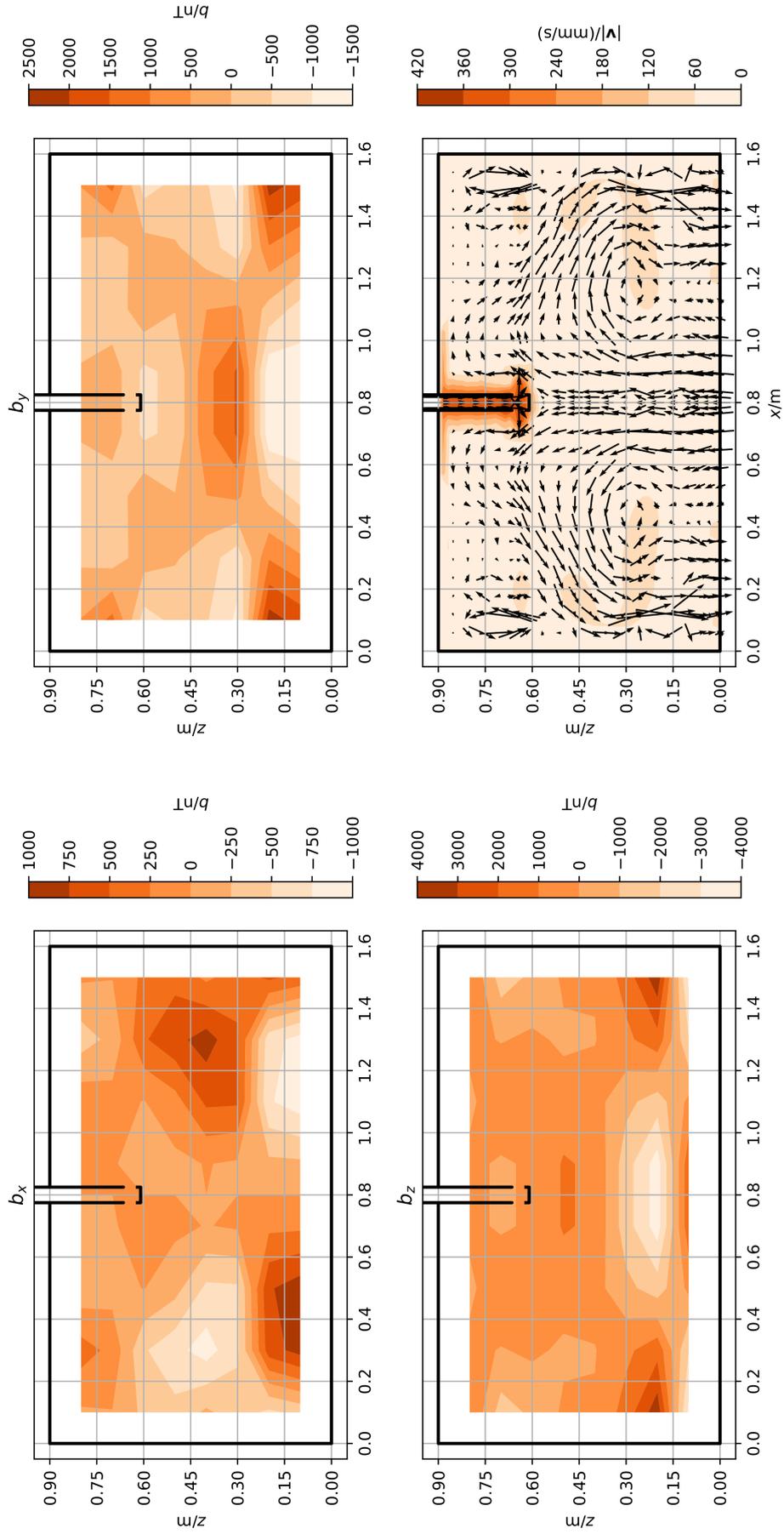


Abbildung 8.10: Induziertes Magnetfeld und Rekonstruktion für eine Erregerspule

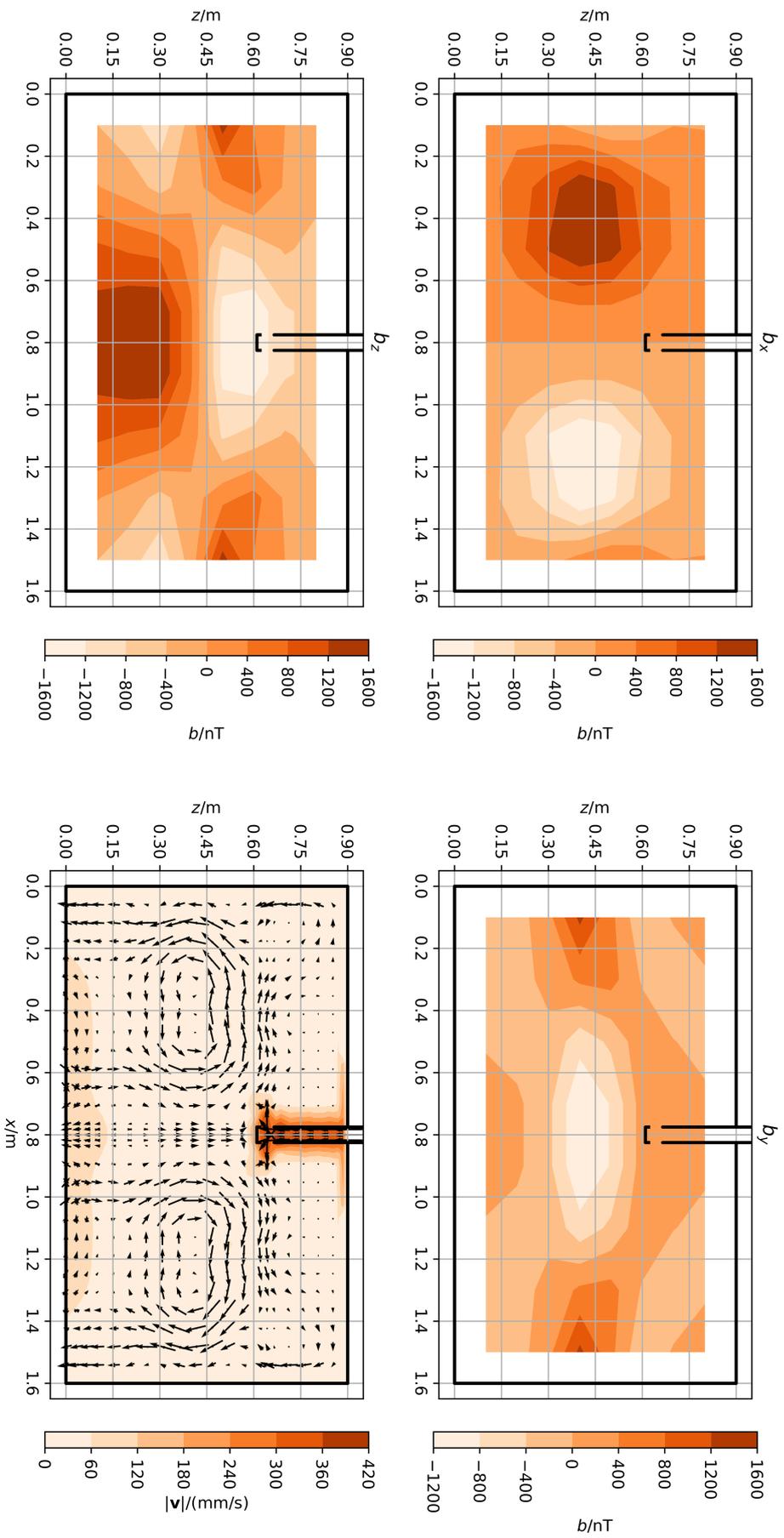


Abbildung 8.1: Induziertes Magnetfeld und Rekonstruktion für zwei Erregerspulen

9 Zusammenfassung und Ausblick

Die berührungslose induktive Strömungstomographie (CIFT) ermöglicht es, die globale dreidimensionale Strömungsstruktur in elektrisch leitfähigen Flüssigkeiten anhand der Messung der strömungsinduzierten Verzerrung von zwei zueinander orthogonalen Anregungsmagnetfeldern zu rekonstruieren. Erste experimentelle Arbeiten hatten zunächst die prinzipielle Machbarkeit von CIFT an einem zylindrischen Demonstrationsexperiment mit dreidimensionaler Strömung gezeigt.

Basierend auf diesen Ergebnissen war anschließend die Anwendbarkeit von CIFT auf das industriell relevante Stranggießen von Stahl untersucht worden. Dabei war die Theorie so erweitert worden, dass die im realen Strangguss vorhandenen leitfähigen Wände in der Rekonstruktion modelliert werden konnten. Zur Unterdrückung von magnetischen Störfeldern waren magnetische Anregungsfelder mit niedriger Frequenz eingesetzt worden, was es ermöglichte, bspw. mittels Quadraturdemodulation, Störer in anderen Frequenzbereichen auszublenden und darüber hinaus die Verwendung von Induktionsspulen zur Magnetfeldmessung gestattete. Eine weitere Maßnahme zur Verbesserung der Robustheit war die Messung des induzierten Magnetfeldes mit gradiometrischen Induktionsspulen gewesen, die weiter entfernte Störquellen stärker dämpfen als absolute Induktionsspulen. Diese drei Erweiterungen waren darüber hinaus experimentell in einer Machbarkeitsstudie validiert worden.

Auf Grundlage der vorangegangenen Arbeiten hatte die vorgelegte Arbeit zum Ziel, die Einsetzbarkeit von CIFT vor dem Hintergrund einer geplanten industriellen Anwendung im Stahlstrangguss zu verbessern. Dies ist vor allem deshalb attraktiv, weil die Qualität des resultierenden Stahls stark vom Strömungsprofil in der Kokille abhängt, aber die zur gezielten Regelung notwendigen Echtzeit-Informationen über die globale Strömung aktuell von keiner am Markt verfügbaren Messtechnik bereitgestellt werden können.

9.1 Experimentelle Erkenntnisse

Zur Weiterentwicklung von CIFT im Gebiet des Stranggießens von Stahl setzte diese Arbeit drei Schwerpunkte: (a) CIFT-Messungen an einer Kokille unter dem Einfluss einer elektromagnetischen Bremse zur Strömungsbeeinflussung, (b) erste CIFT-Messungen an einem heißen 1:2-Modell einer Brammenkokille sowie (c) numerische Untersuchungen der Nickelbeschichtung im Inneren von industriellen Stahlgusskokillen.

Elektromagnetische Bremse an einer 1:8-Brammenkokille

An der Mini-LIMMCAST-Anlage am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, die der Durchführung von Modellexperimenten zur Kokillenströmung im Stahlguss dient, wurden zunächst Messungen des Anregungsmagnetfeldes an einer Brammenkokille im Maßstab 1:8 mit einer elektromagnetischen Bremse und einer CIFT-Anregungsspule über den Polschuhen der Bremse durchgeführt. Vergleichende elektromagnetische Simulationen des Messaufbaus zeigten, dass sich das Bremsmagnetfeld mit einer Stärke von 310 mT und das Anregungsmagnetfeld sehr genau vorhersagen lassen. Das Anregungsmagnetfeld wird durch die Polschuhe verzerrt und im Messaufbau mit nur einer Anregungsspule im oberen Bereich der Kokille konzentriert; der untere Bereich ist quasi feldfrei. Darüber hinaus ergaben Simulationen, dass das induzierte Magnetfeld an den Schmalseiten der Kokille nur vernachlässigbar beeinflusst wird. Im Ergebnis kann CIFT, dessen Theorie streng genommen in der Gegenwart von ferromagnetischen Materialien nicht gültig ist, in diesem Messaufbau dennoch eingesetzt werden.

Anschließende CIFT-Strömungsmessungen mit Anregungsfrequenzen bis 3 Hz zeigten deutliche Diskrepanzen zwischen den Messungen mit UDV und CIFT. Als Ursache wurden niederfrequente Oszillationen der Strömung unterhalb von 8 Hz ermittelt, die mit dem starken statischen Feld der Bremse ein Störmagnetfeld erzeugen, welches das durch CIFT induzierte Magnetfeld überlagert. Ab einer Frequenz von 8 Hz und einer Demodulationszeitkonstante von 17 s für das induzierte Magnetfeld sind die Auswirkungen dieser Oszillationen auf die CIFT-Messungen vernachlässigbar. Aufgrund der großen Zeitkonstante kann CIFT momentan keine transienten Phänomene in diesem Aufbau auflösen, sondern nur stationäre Mittel der Strömung rekonstruieren.

In Folge wurde der Aufbau durch eine zweite Anregungsspule unter den Polschuhen so optimiert, dass im gesamten Kokillenvolumen ein ausreichend starkes Anregungsmagnetfeld vorhanden ist. Numerische Experimente legten nahe, dass mit diesem Aufbau genaue Strömungsrekonstruktionen möglich sein sollten.

Anschließend wurde experimentell nachgewiesen, dass die notwendige Anregungsfrequenz von 8 Hz die theoretisch angenommene quasistationäre Approximation von CIFT verletzt, wodurch das induzierte Magnetfeld vom Füllstand der Kokille in Form eines Offsets beeinflusst wird. Die Offsets können über vorhergehende Kalibrierungsmessungen des induzierten Feldes in Abhängigkeit vom Füllstand kompensiert werden, was bis zu einer Frequenz von 20 Hz erfolgreich demonstriert wurde.

Im nächsten Schritt konnte für die drei in der Literatur behandelten Szenarien (abgeschaltete Bremse, eingeschaltete Bremse mit isolierenden oder leitfähigen Wänden) und UDV-Vergleichsmessungen gezeigt werden, dass CIFT die meisten Merkmale der Strömung, wie Position und Vorzeichen großer Rollen, korrekt rekonstruiert. Anders verhält es sich bei sehr kompakten Rezirkulationsgebieten oder Aufströmungen mittig in der Kokille, die in den Rekonstruktionen nicht sichtbar sind, sowie der Form des Jets, der häufig mit Aufspaltungen rekonstruiert wird, die laut UDV nicht vorhanden sind, was sich aber durch geeignete Merkmalsextraktion des Strömungsprofils beheben ließe.

Mit dem Ziel, diese Probleme in den Rekonstruktionen zu beseitigen, wurde abschließend eine neuartige Anregung mit einem horizontalem Magnetfeld experimentell untersucht, welches über die Schmalseiten in die Kokille eindringt. Durch das horizontale Magnetfeld in Kombination mit der vertikalen Strömung an den Schmalseiten wurden Rekonstruktionen mit weniger Artefakten erzielt, die die exakte Lokalisation des Jets ermöglichen und die Rekonstruktion der meisten Eigenschaften der Kokillenströmung erlaubt. Gewisse Merkmale, wie kompakte Rezirkulationsgebiete und mittig in der Kokille liegende Strömungen, werden weiterhin nicht aufgelöst. Aufgrund des stets korrekt rekonstruierten Jetauftrittspunkts und der prinzipiellen Machbarkeit dieser Anregung in industriellen Kokillen ist

die Anregung mit einem horizontalen Magnetfeld für weitere Experimente mit elektromagnetischen Bremsen zu bevorzugen.

CIFT an einem heißen 1:2-Modell

Als wichtiger Schritt in Richtung industrieller Anwendbarkeit sollte mit ersten Testmessungen an der größeren LIMMCAST-Anlage, die bei etwa 250 °C betrieben wird, die Skalierbarkeit von CIFT demonstriert werden. Aufgrund der thermischen Isolierung mussten die Induktionsspulen in größerer Entfernung zur Schmelze montiert werden.

In dieser Arbeit wurden Messungen mit Ein- und Zweiphasenströmung durchgeführt. Bei Einphasenströmungen stellt sich, wie erwartet, eine stabile Doppelrollenstruktur mit leichten langperiodischen Schwankungen ein, die unabhängig vom Flüssigmetalldurchfluss sehr stabil ist. Wenn die Metaldurchflussrate abnimmt, kann anhand der Messdaten darauf geschlossen werden, dass der Jetauftreffpunkt auf einer Seite allmählich nach oben wandern kann.

Die anschließenden Zweiphasenexperimente zeigten auf, dass große Metaldurchflüsse in Verbindung mit geringen Gasdurchflüssen keinen erkennbaren Einfluss auf die Kokillenströmung haben. Erst große Gasdurchflüsse führen, vermutlich aufgrund von Gasansammlungen im Tauchrohr, zu einer Reduktion des Metaldurchflusses und damit einhergehend zu einer Reduktion des Kokillenfüllstands und links-rechts-asymmetrischen Oszillationen, deren Umschläge jeweils mehrere zehn Sekunden benötigen. Somit wurde nachgewiesen, dass sich CIFT prinzipiell auf größere heiße Anlagen skalieren lässt.

Diese Rekonstruktionen wurden mit einem neuen Rekonstruktionsprogramm durchgeführt, welches die Rekonstruktion mit linearen Elementen statt wie bisher mit konstanten Elementen berechnet, was die Genauigkeit verbessern sollte. In der Praxis sind die mit diesem Programm rekonstruierten Strömungen und Geschwindigkeiten plausibel. Zukünftig werden weitere Untersuchungen mit gleichzeitigen UDV-Messungen erfolgen.

Simulationen zur Nickelbeschichtung in Kokillen

Industrielle Stranggusskokillen weisen innen mehrere Zentimeter dicke Kupferwände zum Wärmeabtransport auf, die mit einer etwa 1 mm dicken ferromagnetischen Nickelschicht zur Verminderung des Abriebs versehen sind. Die Temperatur an den Innenseiten der Kokillenwände schwankt räumlich und zeitlich um die Curietemperatur des Nickels, wodurch stark schwankende Einflüsse auf die CIFT-Magnetfelder zu erwarten sind. Für eine generische Kokillengeometrie mit in den Breitseiten eingelassenen Anregungsspulen wurden die temperaturabhängigen Auswirkungen auf CIFT mithilfe von numerischen Simulationen untersucht.

Es konnte gezeigt werden, dass die Kupferwände bereits ab einer Frequenz von 1 Hz zu einem starken Shieldingeffekt führen, der der Ausbreitung der Magnetfelder durch die Kokillenwände entgegenwirkt. Die temperaturabhängige Permeabilität des Nickels wurde über die Langevin-Funktion der Magnetisierungskurve mit aus der Literatur bekannten temperaturabhängigen Sättigungsflussdichten im Bereich zwischen 300 °C und der Curietemperatur von 360 °C modelliert. Die resultierenden Auswirkungen der ferromagnetischen Schicht auf die Struktur und Amplitude beider Magnetfelder sind laut der Simulationen erheblich und nicht vernachlässigbar.

Bei Kenntnis der Temperatur der Nickelschicht lässt sich das Anregungsmagnetfeld wahrscheinlich mit guter Genauigkeit simulieren. Die Auswirkung der Nickel- und Kupferwände auf das induzierte Magnetfeld lässt sich über empirisch ermittelte Korrekturfaktoren zumindest bezüglich der mittleren Amplitude korrigieren. Erste Rekonstruktionen für den simulierten Aufbau legen nahe, dass die Ermittlung des Geschwindigkeitsfeldes trotz der

beschriebenen Effekte möglich sein sollte, wofür allerdings weitere Untersuchungen nötig sind.

Für die erstmalig ausführlich untersuchte vielversprechende Anregungsgeometrie mit Erregerspulen in den Kokillenbreitseiten wurde im Rahmen einer Industriekooperation mit Primetals Technologies ein gemeinsamer Patentantrag eingereicht.

9.2 Methodische Verbesserungen

Die im vorherigen Abschnitt erläuterten Fortschritte in der praktischen Anwendbarkeit von CIFT konnten nur auf Grundlage neuer theoretischer Betrachtungen erzielt werden, was zu den folgenden methodischen Weiterentwicklungen dieser Messtechnik führte.

Erweiterung der CIFT-Theorie für hochfrequente Anregung

Die CIFT zugrundeliegende Theorie beruht auf der quasistationären Approximation des ohmschen Gesetzes, was in der Praxis die CIFT-Anregungsfrequenz in den meisten Laborexperimenten auf wenige Hertz begrenzt. Dies stellte bisher keine relevante Einschränkung dar. Aufgrund der CIFT-Messungen am Mini-LIMMCAST unter Einfluss einer magnetischen Bremse und den dabei entstehenden niederfrequenten magnetischen Störfeldern war die Messung mit höherer Anregungsfrequenz erstmalig notwendig.

Es wurde aufgezeigt, dass große Anregungsfrequenzen mit Shieldingparametern $R_\omega \geq 0,2$ dazu führen, dass sich mit ansteigender Frequenz die Phasenlage des Magnetfeldes der Wirbelströme bezüglich der Phasenlage des strömungsinduzierten Magnetfeldes zunehmend von Ausphase in Richtung Inphase verschiebt. Durch diesen Effekt wird das strömungsinduzierte Magnetfeld durch unvermeidliche Füllstandsschwankungen in der Kokille überdeckt. Dies lässt sich mit Kalibrierungsmessungen des Inphase-Magnetfeldes für künstlich herbeigeführte Füllstandsänderungen korrigieren, was bis $R_\omega \lesssim 1,0$ problemlos funktioniert.

Diese theoretischen Betrachtungen führten zu einem Patentantrag für einen induktiven Füllstandssensor.

Analyse der Messkette

Neuere CIFT-Messungen verwenden zur Messung des induzierten Magnetfeldes größtenteils absolute und gradiometrische Induktionsspulen. Diese bewirken durch ihr Tiefpassverhalten eine zusätzliche unerwünschte Phasenverschiebung des gemessenen Magnetfeldes. Die zuvor beschriebene notwendige exakte Trennung der Inphase- und Ausphase-Magnetfelder machte es notwendig, diese Phasenverschiebung durch digitale Signalverarbeitung zu kompensieren. Hierzu wurden die CIFT-Sensorspulen mithilfe von Ersatzschaltbildern modelliert und die entstehenden Übertragungsfunktionen mit Labormessungen kalibriert. Es zeigte sich, dass die Phasenverschiebung der Sensoren bereits bei wenigen Hertz nicht vernachlässigbar ist, sich aber durch die entwickelten Modelle sehr gut kompensieren lässt.

Die Induktionsspulen wurden weiterhin auf ihr äquivalentes Magnetfeldrauschen untersucht, was zu validierten Modellen ihres Rauschverhaltens führte. Damit wird für CIFT erstmalig die Angabe einer Messunsicherheit der Magnetfeldmessung möglich.

Die CIFT-Messungen unter Einfluss der Bremse erforderten es außerdem, die Auswirkung der ermittelten Störspektren auf das Messsignal zu quantifizieren. Unter Anwendung der Methoden der digitalen Signalverarbeitung wurde demonstriert, dass dies sowohl im

Zeit- als auch im Frequenzbereich möglich ist. Die in dieser Arbeit entwickelte Beschreibung der Messkette ermöglicht präzise Vorhersagen, welche Anregungsfrequenzen und Signalverarbeitungsparameter notwendig sind, um eine exakte Messung des induzierten Magnetfeldes durchzuführen.

Abschließend beschäftigte sich diese Arbeit mit der Frage, wie eine für CIFT optimale Induktionsspule zu entwerfen sei. Mit der Fünf-Quadrat-Methode von Brooks und Turner wurde eine Lösung gefunden, die die Induktivität der Messspulen maximiert, was mit großer Wahrscheinlichkeit zu einem optimalen Signal-Rausch-Verhältnis der Sensoren führt. Gemäß dieses Verfahrens wurden neue Induktionsspulen entworfen und gebaut, die den vorhergesagten Parametern entsprechen und bei den erfolgreichen Messungen an LIMMCAST eingesetzt wurden.

9.3 Ausblick

Aus den Ergebnissen dieser Arbeit bieten sich für CIFT weitreichende Möglichkeiten zur Weiterentwicklung, vor allem im Gebiet des Stahlstranggießens. Im praktischen Bereich liegt es zunächst nahe, weitere Simulationen zum und Messungen am Mini-LIMMCAST unter Bremseneinfluss durchzuführen, wenn gleichzeitig ein horizontal und ein vertikal orientiertes Magnetfeld anliegt, was möglicherweise zu einer verbesserten Genauigkeit der Rekonstruktionen führt. Zudem zeigen die vielversprechenden Ergebnisse am LIMMCAST das Potenzial, in neuen, tiefergehenden Messungen interessante Dynamiken in der Kokillenströmung aufzudecken.

Zur Steigerung der Rekonstruktionsgenauigkeit bietet es sich an, die Trägheit des Fluids zu berücksichtigen, um Artefakte wie auftretende Krümmungen im Jet und Aufweitungen des Jets zu minimieren. Außerdem wären Erhöhungen der numerischen Genauigkeit der Rekonstruktion durch die Verwendung von quadratischen Elementen möglich.

Zusätzlich eröffnen sich im Bereich Messtechnik und Signalverarbeitung mehrere Möglichkeiten. Eine angesichts anstehender heißer Experimente, bspw. an LIMMCAST, zunehmend wichtiger werdende Herausforderung besteht in der Modellierung und Kompensation des temperaturabhängigen Verhaltens der Induktionsspulen. Erste Analysen zeigen, dass eine Änderung der Sensortemperaturen um wenige Kelvin zu Signaländerungen in der Größenordnung des induzierten Magnetfeldes führt.

Durch die geleistete Untersuchung der Messkette ist es nun möglich, die digitale Signalverarbeitung systematisch zu optimieren. Infrage kommen dabei zunächst unterschiedliche Fensterungsfunktionen, die eine bessere Trennung des Nutzsignals von Störsignalen ermöglichen könnten, sowie Autokorrelationsverfahren, die das Rauschen in Messsignalen minimieren könnten. Ebenfalls denkbar ist eine intervallbasierte Anregung, bei der auf eine Sinusperiode mit Anregungsmagnetfeld eine Periodendauer ohne Magnetfeld folgt, was gestatten würde, stationäre Störsignale in den Intervallen ohne Anregung exakt zu quantifizieren, auf die Perioden mit Anregung zu interpolieren und vom Messsignal zu subtrahieren, um so den Anteil der Störungen im Messsignal zu minimieren.

Für eine umfassende Messunsicherheitsbetrachtung von CIFT genügt die Analyse der Messunsicherheit des induzierten Magnetfeldes nicht. Es ist notwendig, Fehlerfortpflanzungseffekte zu berücksichtigen. Beispielsweise führt das Amplitudenrauschen des Stromwandlers zu einem Jitter der Phasenlage des gemessenen Stromes, der dann über die Demodulation Einfluss auf das berechnete induzierte Magnetfeld hat. Unter Berücksichtigung dieser und ähnlicher Effekte kann dann eine Gesamtmessunsicherheit des induzierten Magnetfeldes ermittelt werden, womit sich die Rekonstruktionsabweichung für spezifische Aufbauten durch Monte-Carlo-Simulation ermitteln lässt.

Des Weiteren wäre es interessant, das CIFT-Integralgleichungssystem um eine dritte Gleichung für das zeitabhängige Vektorpotenzial zu erweitern und dann zu invertieren. Damit

wären CIFT-Messungen bei großen Shieldingparametern $R_\omega \geq 0,2$ möglich, ohne zusätzliche Kalibrierungsmessungen durchzuführen. Dies würde erlauben, durch gezielte Ausnutzung des Skineffekts Informationen aus verschiedenen Tiefen der Schmelze zu gewinnen und somit die Auflösung weiter zu verbessern.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit sind ein entscheidender Schritt zur robusten Anwendbarkeit von CIFT. Sie führten zu einer Kooperation mit der Firma Primetals Technologies, um einen ersten Prototyp für eine in der Industrie eingesetzte Kokille zu entwerfen. Nahtlos schließt sich auch das seit einem Jahr laufende EU-Projekt „Smart tomographic sensors for advanced industrial process control“ (TOMOCON) an, in dem CIFT zur Regelung der elektromagnetischen Bremse genutzt werden soll. Hierbei wird das Potenzial von CIFT für eine permanente Überwachung von Flüssigmetallanlagen systematisch untersucht.

Die in dieser Arbeit erreichten Verbesserungen sind aber nicht nur auf die Anwendung Strangguss beschränkt, sondern sind für alle Anwendungen von CIFT von großer Bedeutung. Dazu zählen sowohl industrielle Prozesse wie die Czochralski-Kristallzüchtung, als auch Modellexperimente zur Grundlagenforschung, wie z. B. die Untersuchung von thermischer Konvektion im Flüssigmetall.

Anhang

A Anmerkungen zur Herleitung des CIFT-Integralgleichungssystems

A.1 Integralidentität

Es ist zu zeigen, dass

$$\iiint_V \frac{\nabla' \varphi(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' = \oiint_S \varphi(\mathbf{s}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{s}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{s}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}'|^3} dS' \quad (\text{A.1})$$

gilt, wie auch in [100] nachzulesen ist. Dazu wird zuerst ausgenutzt, dass

$$\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (\text{A.2})$$

gesetzt werden kann. Dies erlaubt die Umformung des Integranden in der Form

$$\frac{\nabla' \varphi(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = \nabla' \varphi(\mathbf{r}') \times \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (\text{A.3})$$

Darüber hinaus gilt die Identität

$$\nabla' \times [\psi(\mathbf{r}') \mathbf{F}(\mathbf{r}')] = \psi(\mathbf{r}') \nabla' \times \mathbf{F}(\mathbf{r}') - \mathbf{F}(\mathbf{r}') \times \nabla' \psi(\mathbf{r}'), \quad (\text{A.4})$$

wodurch man mit

$$\psi(\mathbf{r}') = \varphi(\mathbf{r}'), \quad (\text{A.5})$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}') = \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (\text{A.6})$$

folgenden Ausdruck gewinnt:

$$\nabla' \times \left(\varphi(\mathbf{r}') \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) = \varphi(\mathbf{r}') \left(\nabla' \times \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) - \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \times \nabla' \varphi(\mathbf{r}'). \quad (\text{A.7})$$

Es ist bekannt, dass die Rotation eines Gradientenfeldes stets Null ist und dass die Änderung der Reihenfolge des Kreuzproduktes das Vorzeichen ändert. Damit ergibt sich

$$\nabla' \times \left(\varphi(\mathbf{r}') \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) = \nabla' \varphi(\mathbf{r}') \times \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (\text{A.8})$$

Des Weiteren kann die Integralidentität [31]

$$\iiint_V \nabla' \times \mathbf{F}(\mathbf{r}') dV' = \iint_S \mathbf{n}(\mathbf{s}') \times \mathbf{F}(\mathbf{s}') dS' \quad (\text{A.9})$$

ausgenutzt werden, wenn man

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}') = \left(\varphi(\mathbf{r}') \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \quad (\text{A.10})$$

setzt, wodurch sich statt dem Volumenintegral das Oberflächenintegral

$$\iiint_V \nabla' \times \left(\varphi(\mathbf{r}') \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dV' = \iint_S \mathbf{n}(\mathbf{s}') \times \left(\varphi(\mathbf{s}') \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}'|} \right) dS' \quad (\text{A.11})$$

ergibt. Wendet man die Gleichungen (A.3) und (A.7) auf das Volumenintegral an und nutzt darüber hinaus die Identität in Gleichung (A.2), kann man Gleichung (A.11) so umformen, dass sich im nächsten Schritt die gesuchte Gleichung (A.1) ergibt.

A.2 Lösung der Poissongleichung

Es soll gezeigt werden, dass aus der Poissongleichung (2.23) die zweite CIFT-Integralgleichung (2.24) hergeleitet werden kann [32]. Die Poissongleichung impliziert, dass

$$\nabla \varphi(\mathbf{r}) = \mathbf{v}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_\sigma(\mathbf{r}) \quad (\text{A.12})$$

ist, wobei $\mathbf{E}_\sigma = \sigma^{-1} \mathbf{j}_\sigma(\mathbf{r})$ ein quellenfreies elektrisches Feld darstellt. Die Leitfähigkeit σ ist im Fluid konstant. Dabei verschwindet die Normalkomponente von \mathbf{E}_σ auf S , da der Behälter elektrisch nichtleitend ist. Die Ableitung von φ in Normalenrichtung auf dem Rand S lässt sich daher als

$$\frac{\partial \varphi(\mathbf{r})}{\partial n} = \mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \varphi(\mathbf{r}) = \mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot (\mathbf{v}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r})) \quad (\text{A.13})$$

beschreiben. In Folge wird die erste Greensche Identität

$$\iiint_V (\varphi(\mathbf{r}') \Delta' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \nabla' \varphi(\mathbf{r}') \cdot \nabla' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')) dV' = \iint_S \varphi \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} dS' \quad (\text{A.14})$$

verwendet. In diesem Fall ergibt sich g aus der Lösung von

$$\Delta' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (\text{A.15})$$

wobei δ die Dirac-Distribution darstellt und g eine Greensche Funktion beschreibt. Anschließend wird die Verschiebungseigenschaft der Dirac-Distribution

$$\iiint_V \varphi(\mathbf{r}') \Delta' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV' = -\varphi(\mathbf{r}) \quad (\text{A.16})$$

genutzt, wodurch Gleichung (A.14) als

$$\varphi(\mathbf{r}) = \iiint_V \nabla' \varphi(\mathbf{r}') \cdot \nabla' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV' - \iint_S \varphi(\mathbf{r}') \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} dS' \quad (\text{A.17})$$

dargestellt werden kann. Die Fundamentallösung von (A.15) ist dabei

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (\text{A.18})$$

und die zugehörige Ableitung in Normalenrichtung am Quellpunkt

$$\frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} = \mathbf{n}(\mathbf{r}') \cdot \nabla' g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \mathbf{n}(\mathbf{r}') \cdot \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}. \quad (\text{A.19})$$

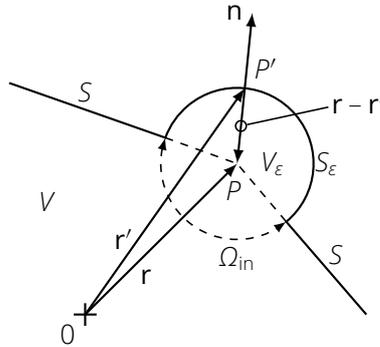


Abbildung A.1: Veranschaulichung des um die ε -Umgebung erweiterten Volumens

Das Oberflächenintegral aus Gleichung (A.17) enthält eine Singularität im Fall, dass der Quellpunkt P' mit dem Feldpunkt P zusammenfällt. Um das Integral dennoch zu berechnen, wird eine Kugel mit Radius r_ε und Volumen V_ε so platziert, dass ihr Mittelpunkt auf P liegt, wodurch das Volumen V geringfügig erweitert und die Oberfläche S an dieser Stelle deformiert wird, wie auch Abbildung A.1 zeigt. Dabei wird die Oberfläche von V_ε als S_ε bezeichnet. Es wird angenommen, dass das Oberflächenpotential kontinuierlich und in der Umgebung von P hinreichend glatt ist, sodass die Oberfläche S_ε als

$$\iint_{S_\varepsilon} \varphi(\mathbf{r}') \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} dS' \simeq \varphi(\mathbf{r}) \iint_{S_\varepsilon} \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} dS' \quad (\text{A.20})$$

approximiert werden kann. Die Integration der Normalenableitung von g führt zu

$$\iint_{S_\varepsilon} \frac{\mathbf{n}(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS' = -\frac{\Omega_{\text{out}}(\mathbf{r})}{4\pi}, \quad (\text{A.21})$$

da $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r_\varepsilon$. Dabei bezeichnet $\Omega_{\text{out}}(\mathbf{r})$ den zu S_ε gehörigen Raumwinkel, der sich für einen Beobachter am Ort P ergibt. In Folge ergibt sich für Gleichung (A.20)

$$\iint_{S_\varepsilon} \varphi(\mathbf{r}') \frac{\partial g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} dS' \simeq -\varphi(\mathbf{r}) \frac{\Omega_{\text{out}}(\mathbf{r})}{4\pi}. \quad (\text{A.22})$$

Die rechte Seite der Gleichung ist unabhängig vom Radius r_ε der sphärischen Region und verändert sich nicht im Grenzwert $r_\varepsilon \rightarrow 0$. Der Grenzwert kehrt dabei die Deformierung der Oberfläche um, wodurch die ursprüngliche Grenze wiederhergestellt wird. Gleichung (A.22) beschreibt den Beitrag eines singulären Punktes zum Oberflächenintegral (A.17). Unter Verwendung von (A.13), (A.18), (A.19) und (A.22) kann die Integralgleichung (A.17) in der Form

$$\varphi(\mathbf{r})\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \frac{[\mathbf{v}(\mathbf{r}') \times \mathbf{B}(\mathbf{r}')] \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' - \frac{1}{4\pi} \iint_{S \cup S_\varepsilon} \varphi(\mathbf{r}') \frac{\mathbf{n}(\mathbf{r}') \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS' \quad (\text{A.23})$$

dargestellt werden. Dabei ist ρ definiert als

$$\rho(\mathbf{r}) = \left(1 - \frac{\Omega_{\text{out}}(\mathbf{r})}{4\pi} \right) = \frac{\Omega_{\text{in}}(\mathbf{r})}{4\pi}. \quad (\text{A.24})$$

Der Raumwinkel Ω_{in} ergibt sich aus der Kontur der Grenze, wie sie für einen Beobachter erscheint, der sich an der Position P befindet und in das Volumen V hineinsieht (Abbildung A.1). Der Raumwinkel ist hier stets $0 \leq \Omega_{\text{in}} \leq 4\pi$, sodass $0 \leq \rho \leq 1$ wird. Da der in dieser Arbeit verwendete Rekonstruktionscode mit konstanten Gitterelementen implementiert ist und die Felder auf dem Element zentrisch ausgewertet werden, kann davon ausgegangen werden, dass die Oberfläche stets glatt ist. Für die sich ergebende Halbebene gilt $\rho = 0,5$.

B Sensorspulenspannung im nichthomogenen Magnetfeld in Opera3D

Eine Induktionsspule gibt über ihre Ausgangsspannung die mittlere Stärke der Zeitableitung des sie orthogonal durchdringenden Magnetfeldes an. Wenn die Induktionsspule so kompakt ist, dass sich das Magnetfeld nur gering im Sensorvolumen ändert, kann das effektive Sensormagnetfeld als Punktmessung im Sensormittelpunkt beschrieben werden. Im Fall, dass diese Annahme nicht zutrifft, ist eine geeignete Modellierung zu wählen.

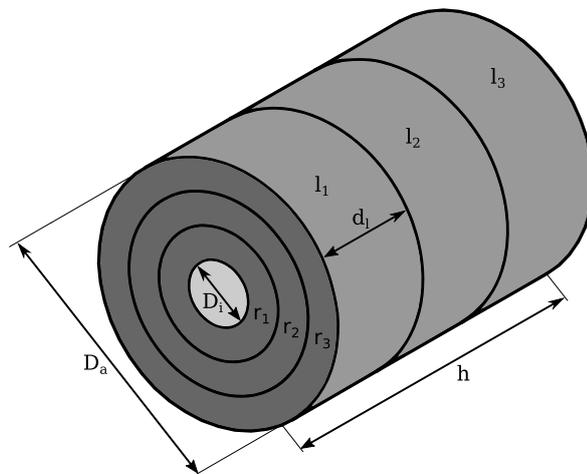


Abbildung B.1: Unterteilung einer Zylinderspule in radiale und axiale Segmente

Es ist eine Zylinderspule mit Innendurchmesser D_i , Außendurchmesser D_a und Höhe h gegeben. Diese wird in n_l longitudinale Segmente und n_r radiale Segmente unterteilt, sodass die Spannung für jedes Segment berechnet werden kann. Die Reihenschaltung aller Segmente ergibt die Ausgangsspannung der Spule, die sich für $n_l, n_r \rightarrow \infty$ der physikalisch korrekten Spannung annähert.

Die Spulenspannung einer Einfachspule bei harmonischer Anregung ist in komplexer Schreibweise

$$U_a = -j\omega N \bar{S} B \quad (\text{B.1})$$

mit Windungszahl N , Kreisfrequenz ω und mittlerem Querschnitt \bar{S} (Gleichung (4.16)). Opera3D erlaubt in einer Simulation die Berechnung des magnetischen Flusses auf einer Kreis-

fläche:

$$\Phi = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}. \quad (\text{B.2})$$

Die Kreisfläche der Integration in Opera ist dabei verschieden von der effektiven Kreisringfläche der Spule. Um das Ergebnis der Integration über eine Kreisfläche mit der Unterteilung in Kreissegmente in Übereinstimmung zu bringen, wird der erhaltene magnetische Fluss in eine mittlere magnetische Flussdichte umgerechnet, die innerhalb des Außendurchmessers des Kreisrings konstant ist. Dies bedeutet

$$B_{l,r} = \frac{1}{\bar{S}_r} \iint_{S_{l,r}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{B.3})$$

mit

$$S_r = \frac{\pi}{4} d_r^2. \quad (\text{B.4})$$

Der Querschnitt eines Kreisrings ist

$$\bar{S}_r = \frac{\pi}{12} \frac{d_r^3 - d_{r-1}^3}{d_r - d_{r-1}} \quad (\text{B.5})$$

mit $r \in [0, \dots, n_r]$, wobei $d_0 = 0$ ist.

Es ist zu berücksichtigen, dass jedes Segment nur $N \cdot (n_l n_r)^{-1}$ Windungen enthält. Aufsummieren über alle Segmente ergibt dann

$$U_a = -\frac{j\omega}{3} \frac{N}{n_l n_r} \sum_{r=1}^{n_r} \frac{d_r^3 - d_{r-1}^3}{d_r - d_{r-1}} \frac{1}{d_r^2} \sum_{l=1}^{n_l} \iint_{S_{l,r}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}. \quad (\text{B.6})$$

C Theorie der empirischen Modenzerlegung und Hilbert-Huang-Transformation

Der Algorithmus der EMD ist in Abbildung C.1 zum besseren Verständnis veranschaulicht. Es soll ein reelles Signal $s_n = s(t_n)$ mit N diskreten Zeitpunkten t_n im Bereich $n = [1, \dots, M]$ in seine Moden zerlegt werden. Hierzu werden zuerst zwei Kopien s_1 und $y_{1,1}$ des Eingangssignals $s_1(t_n) := s(t_n)$ und $y_{1,1}(t_n) := s_1(t_n)$ benötigt. Im Signal $y_{1,1}(t_n)$ werden zunächst alle lokalen Maxima und Minima ermittelt, welche dann jeweils mittels Splines zur oberen Einhüllenden $e_{\max}(t_n)$ bzw. unteren Einhüllenden $e_{\min}(t_n)$ verbunden werden. Die Differenz aus beiden Einhüllenden $e(t_n)$ mit

$$e(t_n) = e_{\max}(t_n) - e_{\min}(t_n) \quad (\text{C.1})$$

wird als mittlere Einhüllende bezeichnet und ist eine Art lokaler Mittelwert des Signals $y_{1,1}(t_n)$. Diese mittlere Einhüllende wird dann vom Signal $y_{1,1}(t_n)$ abgezogen, womit ein neues Signal $y_{1,2}(t_n)$ gefunden wird. Dieser Prozess wird so lange wiederholt, bis alle Maxima bei positiven Werten sowie alle Minima bei negativen Werten auftreten; dabei ist das Signal weitestgehend symmetrisch um die Nulllinie und wird nun als Mode $C_1(t_n)$ bezeichnet.

Die nun erhaltene Mode C_1 wird vom ursprünglichen Signal s_1 abgezogen; das Ergebnis wird in s_2 gespeichert. Danach werden alle Schritte für s_2 wiederholt, womit die Mode C_2 gefunden wird. Dies kann so oft durchgeführt werden bis die gewünschte Anzahl an Moden M_{\max} gefunden wurde oder das Signal nur noch einen Trend enthält. Im Ergebnis der EMD ist das Signal in M additive Moden C_k und ein Residuum R zerlegt worden:

$$s(t_n) = \sum_{k=1}^M C_k(t_n) + R(t_n). \quad (\text{C.2})$$

Anschließend wird für die HHT an jede gefundene Mode C_k über die Hilbert-Transformation

$$H_{\mathcal{H}}(j\omega) = -j \operatorname{sgn}(\omega) \quad (\text{C.3})$$

das zu jedem Zeitpunkt um 90° phasenverschobene Signal multipliziert, sodass ein analytisches Signal entsteht. Dies ist definiert als ein Signal, dessen Imaginärteil die Hilbert-Transformation des Realteils darstellt, wodurch das Spektrum für $\omega < 0$ verschwindet [35, S. 19]:

$$x(t_n) = x_R(t_n) + jx_I(t_n) = x_R(t_n) + j\mathcal{H}\{x_R(t_n)\}. \quad (\text{C.4})$$

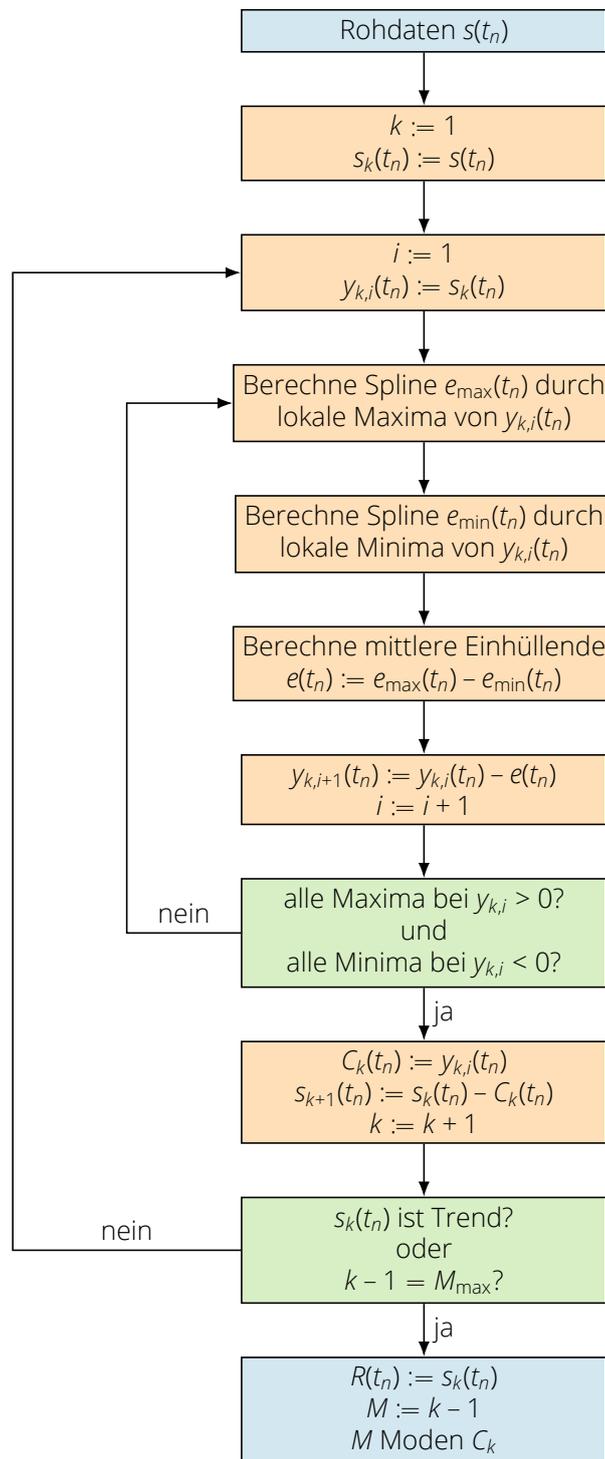


Abbildung C.1: Algorithmus der empirischen Modenzerlegung (EMD)

Die Darstellung eines Signals als analytisches Signal erlaubt die Ermittlung des 2-Tupels (a_k, f_k) für jeden Zeitpunkt t_n , bestehend aus Momentanamplitude $a_k(t_n)$ und Momentanfrequenz $f_k(t_n)$, die abweichend zur Fouriertransformation zu jedem Zeitpunkt je einen anderen Wert aufweisen können. Die k -te Mode C_k lässt sich dann in der Form

$$C_k(t_n) = a_k(t_n) \cdot \exp \left(j \cdot 2\pi \sum_{t'=t_1}^{t_n} f_k(t') \right) \quad (\text{C.5})$$

ausdrücken.

Ordnet man die Frequenzen $f_k(t_n)$ dann P frei wählbaren Intervallen F_p zu, lässt sich die k -te Mode C_k in Matrixform als $\mathbf{A}^k \in \mathbb{R}^{P \times N}$ darstellen, wobei die Zeile p dem Frequenzintervall F_p entspricht und die Spalte n den Zeitpunkt t_n repräsentiert. Eine geeignete Anzahl von Frequenzintervallen lässt sich mit den Methoden der Statistik abschätzen, wobei die Verfahrensweise ähnlich zur Histogramm-Methode ist.

Bei \mathbf{A}^k handelt es sich demzufolge um eine dünnbesetzte Matrix, die zu jedem Zeitpunkt t_n bzw. in jeder Spalte n höchstens einen von null verschiedenen Amplitudenwert a_k in exakt einem Frequenzintervall F_p aufweist. Man erhält schließlich das Hilbert-Spektrum \mathbf{A}^H als Ergebnis der HHT mit

$$\mathbf{A}^H = \sum_{k=1}^M \mathbf{A}^k, \quad (\text{C.6})$$

bestehend aus den Elementen a_{pn}^H . Im letzten Schritt wird das uns interessierende mittlere marginale Spektrum berechnet, welches als P -dimensionaler Vektor $\hat{\mathbf{h}}$ dargestellt wird, dessen Elemente h_p als Zeitmittelwert

$$h_p = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N a_{pn}^H \quad (\text{C.7})$$

definiert sind.

Literatur

- [1] A. C. L. Barnard u. a. „The application of electromagnetic theory to electrocardiology: II. numerical solution of the integral equations“. In: *Biophysical Journal* 7.5 (1. Sep. 1967), S. 463–491. DOI: 10.1016/S0006-3495(67)86599-8.
- [2] J. Baumgartl, A. Hubert und G. Müller. „The use of magnetohydrodynamic effects to investigate fluid flow in electrically conducting melts“. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 5.12 (1. Dez. 1993), S. 3280–3289. DOI: 10.1063/1.858685.
- [3] D. V. Berkov und N. L. Gorn. „Reconstruction of the velocity distribution in conducting melts from induced magnetic field measurements“. In: *Computer Physics Communications* 86.3 (Mai 1995), S. 255–263. DOI: 10.1016/0010-4655(95)00011-4.
- [4] A. Bernieri u. a. „Improving performance of GMR sensors“. In: *IEEE Sensors Journal* 13.11 (Nov. 2013), S. 4513–4521. DOI: 10.1109/JSEN.2013.2271275.
- [5] Richard Boll. „Introduction“. In: *Magnetic sensors*. Hrsg. von W. Göpel, J. Hesse und J. N. Zemel. *Sensors – A Comprehensive Survey* 5. Weinheim: VCH, 1989, S. 513. ISBN: 3-527-26771-9.
- [6] Morgan Brooks und Hubert Michael Turner. *Inductance of coils*. 8. Jan. 1912.
- [7] R. Chaudhary, B. G. Thomas und S. P. Vanka. „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 (14. Feb. 2012), S. 532–553. DOI: 10.1007/s11663-012-9634-6.
- [8] Kevin Cukierski und Brian G. Thomas. „Flow control with local electromagnetic braking in continuous casting of steel slabs“. In: *Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science* 39B (Feb. 2008), S. 94–107. DOI: 10.1007/s11663-007-9109-3.
- [9] Jonathan M. Cullen, Julian M. Allwood und Margarita D. Bambach. „Mapping the global flow of steel: from steelmaking to end-use goods“. In: *Environmental Science & Technology* 46.24 (18. Dez. 2012), S. 13048–13055. DOI: 10.1021/es302433p.
- [10] Pierre H. Dauby. „Continuous casting: make better steel and more of it!“ In: *Revue de Métallurgie* 109 (2012), S. 113–136. DOI: 10.1051/metal/2012011.
- [11] Pierre H. Dauby, Momhammad B. Assar und G. D. Lawson. „PIV and MFC measurements in a continuous caster mould. New tools to penetrate the caster black box“. In: *Revue de Métallurgie* 98.4 (1. Apr. 2001), S. 353–366. DOI: 10.1051/metal:2001191.

- [12] Peter A. Davidson. *An introduction to magnetohydrodynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001. ISBN: 0-521-79487-0.
- [13] Cosimo Del Gratta u. a. „Magnetoencephalography – a noninvasive brain imaging method with 1 ms time resolution“. In: *Reports on Progress in Physics* 64.12 (2001), S. 1759–1814. DOI: 10.1088/0034-4885/64/12/204.
- [14] Benoît Nicolazo de Barmon u. a. „Device for detecting electromagnetically the level of a material which is conductive, or made conductive, particularly molten glass“. U.S. Patent 7,024,932. 11. Apr. 2006.
- [15] Elektrisola. *Technische Daten für Kupfer-Backlackdrähte, nach IEC 60317*. Published: Internet. 2012. URL: http://www.elektrisola.com/fileadmin/webdata/german/downloads/ELEKTRISOLA_SbCuWire_IEC_Datasheet_deu.pdf (besucht am 08. 12. 2017).
- [16] FEMTO Messtechnik GmbH. *Datasheet DLPVA-100-B Series*. 13. Dez. 2010. URL: <https://www.femto.de/images/pdf-dokumente/de-dlpva-100-b.pdf> (besucht am 25. 07. 2019).
- [17] Edmund Julius und Hartmut Haubrich. „Flow meter“. U.S. Patent 5,426,983. 27. Juni 1995.
- [18] Pascal Gardin u. a. „Influence of electromagnetic brake on molten steel flow and inclusion behavior in a continuous casting mold“. In: *Magnetohydrodynamics* 32.2 (1996), S. 189–195.
- [19] David B. Geselowitz. „On the magnetic field generated outside an inhomogeneous volume conductor by internal current sources“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 6.2 (1970), S. 346–347.
- [20] Frederick W. Grover. *Inductance calculations: working formulas and tables*. Dover phoenix editions. Mineola, N.Y: Dover Publications, 1962. 286 S. ISBN: 0-486-49577-9.
- [21] Jacques Hadamard. *Lectures on Cauchy's problem in linear partial differential equations*. Unter Mitarb. von Gerstein - University of Toronto. New Haven: Yale University Press, 1923. 338 S.
- [22] Matti Hämäläinen u. a. „Magnetoencephalography — theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain“. In: *Reviews of Modern Physics* 65.2 (Apr. 1993), S. 413–505. DOI: 10.1103/RevModPhys.65.413.
- [23] Per Christian Hansen. „Analysis of discrete ill-posed problems by means of the L-curve“. In: *SIAM Review* 34.4 (Dez. 1992), S. 561–580. DOI: 10.1137/1034115.
- [24] Gunnar Hedin u. a. „Exploring opportunities in mold temperature monitoring utilizing Fiber Bragg Gratings“. In: 5th International Conference on Process Development in Iron and Steelmaking. Luleå, Schweden, 12. Juni 2016.
- [25] Christiane Heinicke. „Local lorentz force velocimetry for liquid metal duct flows“. Dissertation. Ilmenau: TU Ilmenau, 21. Nov. 2012. 116 S.
- [26] Daniel Hernández u. a. „Local Lorentz force flowmeter at a continuous caster model using a new generation multicomponent force and torque sensor“. In: *Measurement Science and Technology* 27.6 (2016). ID 065302. DOI: 10.1088/0957-0233/27/6/065302.
- [27] Norden E. Huang u. a. „The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 454.1971 (1998), S. 903–995.

- [28] Manabu Iguchi u. a. „Development and calibration of a Karman vortex probe for measurement of molten-steel velocities“. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 30.1 (1. Feb. 1999), S. 53–59. DOI: 10.1007/s11663-999-0006-9.
- [29] Institut Dr. Foerster GmbH & Co. KG. *Produktinformation 3-Achs-Magnetometer*. 3. Feb. 2016. URL: http://www.fluxgate-magnetometer.com/assets/foerster/media/Downloads/Magnetomat/1782_PI_DE_MAGNETOMAT_REV1115.pdf (besucht am 30. 11. 2016).
- [30] Institut Dr. Foerster GmbH & Co. KG. *Produktinformation Magnetomat 1.782*. 30. Nov. 2015. URL: http://www.fluxgate-magnetometer.com/assets/foerster/media/Downloads/Magnetomat/1782_PI_DE_MAGNETOMAT_REV1115.pdf (besucht am 30. 11. 2016).
- [31] John David Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Berlin: de Gruyter, 2011. ISBN: 978-3-11-018970-4.
- [32] Ralf T. Jacobs, Thomas Wondrak und Frank Stefani. „Singularity consideration in the integral equations for contactless inductive flow tomography“. In: *COMPEL – The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering* 37.3 (Sep. 2018). DOI: 10.1108/COMPEL-08-2017-0361.
- [33] Jäger Computergesteuerte Messtechnik GmbH. *Produktübersicht ADwin-Pro II*. 9. Feb. 2016. URL: <http://www.adwin.de/de/produkte/proll.html> (besucht am 01. 02. 2017).
- [34] I. Jedlicska, R. Weiss und R. Weigel. „Linearizing the output characteristic of GMR current sensors through hysteresis modeling“. In: *IEEE Transactions on Industrial Electronics* 57.5 (Mai 2010), S. 1728–1734. DOI: 10.1109/TIE.2009.2033090.
- [35] Karl-Dirk Kammeyer. *Nachrichtenübertragung*. Bearb. von Norbert Fliege und Martin Bossert. Informationstechnik. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2004. ISBN: 978-3-322-94062-9. DOI: 10.1007/978-3-322-94062-9.
- [36] Masanobu Kasuga u. a. „Remote sensing of induced electric current in melt for magnetic Czochralski crystal growth“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 32.8 (Aug. 1993), S. L1103. DOI: 10.1143/JJAP.32.L1103.
- [37] Walt Kester. *Understand SINAD, ENOB, SNR, THD, THD + N, and SFDR so you don't get lost in the noise floor*. 2008.
- [38] Konrad Klotsche. „Beiträge zur Erweiterung der Einsetzbarkeit der kontaktlosen induktiven Strömungstomographie für das kontinuierliche Stranggießen“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2013.
- [39] *Kobe Steel admits falsifying data on 20,000 tonnes of metal*. The Economist. 12. Okt. 2017. URL: <https://www.economist.com/news/business/21730244-it-latest-long-list-scandals-have-befallen-corporate-japan-kobe-steel-admits> (besucht am 25. 10. 2017).
- [40] Christoph Kratzsch. Persönliche Korrespondenz. Technische Universität Bergakademie Freiberg, 2015.
- [41] Karl Küpfmüller, Wolfgang Mathis und Albrecht Reibiger. *Theoretische Elektrotechnik: eine Einführung*. 17. bearb. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin: Springer, 2006. 745 S. ISBN: 978-3-540-29290-6.
- [42] Labortechnik Tasler GmbH. *LTT24 High Performance Data Acquisition System Flyer*. 2016. URL: https://www.tasler.de/fileadmin/media/Dokumente/Dokumente/LTT24_Technical_Data.pdf (besucht am 25. 07. 2019).
- [43] LEM Holding SA. *Current Transducer IT 60-S ULTRASTAB*. 18. Juni 2014. URL: https://www.lem.com/sites/default/files/products_datasheets/it_60-s_ultrastab.pdf (besucht am 25. 07. 2019).

- [44] LEM Holding SA. *High Precision Current Transducers*. 9. Dez. 2011. URL: http://www.lem.com/images/stories/files/Products/P1_5_1_industry/ldk_leaflet_complete_web.pdf (besucht am 28. 11. 2016).
- [45] N. R. Lomb. „Least-squares frequency analysis of unequally spaced data“. In: *Astrophysics and Space Science* 39.2 (1. Feb. 1976), S. 447–462. DOI: 10.1007/BF00648343.
- [46] Steven A. Macintyre. „Magnetic Field Measurement“. In: *The measurement, instrumentation, and sensors handbook*. Hrsg. von John G. Webster. The electrical engineering handbook series. Boca Raton, Fla: CRC Press published in cooperation with IEEE Press, 1999. ISBN: 978-0-8493-8347-2.
- [47] W. Marshall Leach Jr. „Noise measurement“. In: *The measurement, instrumentation, and sensors handbook*. Hrsg. von John G. Webster. The electrical engineering handbook series. Boca Raton, Fla.: CRC Press [u.a.], 1999. ISBN: 978-3-540-64830-7.
- [48] Adolf Mathias u. a. „Algorithms for spectral analysis of irregularly sampled time series“. In: *Journal of Statistical Software* 11.2 (2004), S. 1–30.
- [49] Tooru Matsumiya. „Recent topics of research and development in continuous casting“. In: *ISIJ International* 46.12 (2006), S. 1800–1804.
- [50] MECA Magnetic. *Magnetische Werte*. 2017. URL: www.abschirmung.com/theorie-werte.php (besucht am 22. 08. 2017).
- [51] Blas Melissari und Stavros A. Argyropoulos. „Measurement of magnitude and direction of velocity in high-temperature liquid metals. Part I: Mathematical modeling“. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 36.5 (1. Okt. 2005), S. 691–700. DOI: 10.1007/s11663-005-0060-x.
- [52] Blas Melissari und Stavros A. Argyropoulos. „Measurement of magnitude and direction of velocity in high-temperature liquid metals. Part II: Experimental measurements“. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 36.5 (1. Okt. 2005), S. 639–649. DOI: 10.1007/s11663-005-0054-8.
- [53] Franz-Rudolf Block. „Method of and apparatus for determining the melt level in a continuous-casting mold“. U.S. Patent 4,441,541. 11. März 1982.
- [54] Xincheng Miao u. a. „Effect of an electromagnetic brake on the turbulent melt flow in a continuous-casting mold“. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 43.4 (Aug. 2012), S. 954–972. DOI: 10.1007/s11663-012-9672-0.
- [55] A. C. Mikrovas und S. A. Argyropoulos. „Measurement of velocity in high-temperature liquid metals“. In: *Metallurgical Transactions B* 24.6 (1. Dez. 1993), S. 1009–1022. DOI: 10.1007/BF02660992.
- [56] René J. Moreau. *Magnetohydrodynamics*. Fluid mechanics and its applications v. 3. Dordrecht ; Boston: Kluwer Academic Publishers, 1990. 313 S. ISBN: 978-0-7923-0937-6.
- [57] Paul N. Murgatroyd. „The Brooks inductor: a study of optimal solenoid cross-sections“. In: *IEE Proceedings B – Electric Power Applications* 133.5 (Nov. 1986), S. 309–314. DOI: 10.1049/ip-b.1986.0041.
- [58] Kazuaki Nagata. *Kobe Steel scandal widens to 500 firms*. The Japan Times. 13. Okt. 2017. URL: <https://www.japantimes.co.jp/news/2017/10/13/business/corporate-business/kobe-steel-scandal-widens-500-firms/> (besucht am 25. 10. 2017).
- [59] Carl Rod Nave. *Ferromagnetism*. 1998. URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Solids/ferro.html> (besucht am 30. 12. 2017).

- [60] NVE Corporation. *AA and AB-Series Analog Sensors*. 10. Feb. 2005. URL: http://www.nve.com/Downloads/analog_catalog.pdf (besucht am 30. 11. 2016).
- [61] Ramón Pallás-Areny. „Amplifiers and signal conditioners“. In: *The measurement, instrumentation, and sensors handbook*. Hrsg. von John G. Webster. The electrical engineering handbook series. Boca Raton, Fla.: CRC Press [u.a.], 1999. ISBN: 978-3-540-64830-7.
- [62] R. Penrose. „A generalized inverse for matrices“. In: *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 51.3 (Juli 1955), S. 406–413. DOI: 10.1017/S0305004100030401.
- [63] Yuriy Plevachuk u. a. „Thermophysical properties of the liquid Ga-In-Sn eutectic alloy“. In: *Journal of Chemical & Engineering Data* 59.3 (2014), S. 757–763. DOI: 10.1021/je400882q.
- [64] Yuriy Plevachuk u. a. „Thermophysical properties of liquid tin-bismuth alloys“. In: *International Journal of Materials Research* 101.7 (2010), S. 839–844. DOI: 10.3139/146.110357.
- [65] David Price. „Yield improvement in the steel industry“. In: *Ironmaking & Steelmaking* 36.7 (Okt. 2009), S. 482–486. DOI: 10.1179/174328109X439324.
- [66] Shenyi Qin. „Bestimmung der Parameter von Sensorspulen mit mehr als 100.000 Windungen mittels numerischer Verfahren und Messungen“. Bachelorarbeit. Zittau: Hochschule Zittau/Görlitz, 21. Aug. 2015. 65 S.
- [67] Matthias Ratajczak, Thomas Wondrak und Frank Stefani. „A gradiometric version of contactless inductive flow tomography: theory and first applications“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 374.2070 (28. Juni 2016). ID 20150330. DOI: 10.1098/rsta.2015.0330.
- [68] Matthias Ratajczak u. a. Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf e. V. und Primatechs Technologies Austria GmbH. „Anordnung zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der Schmelze in einer Brammen-Stranggusskokille“. DE 10 2019 105 628. 19. März 2020.
- [69] Matthias Ratajczak u. a. „Contactless inductive flow tomography: brief history and recent developments in its application to continuous casting“. In: *Journal of Sensors* 2014 (17. Sep. 2014). ID 739161. DOI: 10.1155/2014/739161.
- [70] Matthias Ratajczak u. a. „Enhancing robustness and applicability of contactless inductive flow tomography“. In: *IEEE Sensors*. Busan, Südkorea, Nov. 2015, S. 1–4. ISBN: 978-1-4799-8203-5. DOI: 10.1109/ICSENS.2015.7370342.
- [71] Matthias Ratajczak u. a. „Measurement techniques for liquid metals“. In: *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* 228 (Juli 2017). 012023. DOI: 10.1088/1757-899X/228/1/012023.
- [72] Matthias Ratajczak u. a. „Numerical and experimental investigation of the contactless inductive flow tomography in the presence of strong static magnetic fields“. In: *Magneto hydrodynamics* 51.3 (2015), S. 461–471.
- [73] Andreas Rieder. *Keine Probleme mit inversen Problemen: eine Einführung in ihre stabile Lösung*. Wiesbaden: Springer-Verlag, 7. März 2013. 316 S. ISBN: 978-3-322-80234-7.
- [74] Bret Rietow und Brian G. Thomas. „Using nail board experiments to quantify surface velocity in the CC mold“. In: *AISTech 2008*. Pittsburgh, PA, Mai 2008.
- [75] Tony Saad und Joseph Majdalani. „Extension of Kelvin’s minimum energy theorem to flows with open regions“. In: *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. Bd. 4287. Chicago, Illinois, 2010.

- [76] Mahdi Saeedipour u. a. „Modelling slag entrainment in the continuous casting mold with LES-VOF simulations and comparison to a water/oil benchmark experiment“. In: 9th European Continuous Casting Conference. Vienna, Austria, 29. Juni 2017, S. 875–883.
- [77] J. D. Scargle. „Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data“. In: *The Astrophysical Journal* 263 (Dez. 1982), S. 835–853. DOI: 10.1086/160554.
- [78] Hans Schrewe. *Stranggießen von Stahl – Einführung und Grundlagen*. 1. Aufl. D: Verlag Stahleisen, 1987. ISBN: 978-3-514-00347-7.
- [79] Martin Sedén u. a. „Development of enhanced mold flow control in slab casting“. In: 5th International Conference on Process Development in Iron and Steelmaking. Luleå, Schweden, 12. Juni 2016.
- [80] Martin Sedén u. a. „Securing dynamic mold flow control with FC mold and OptiMold Monitor“. In: 9th European Continuous Casting Conference. Vienna, Austria, 29. Juni 2017, S. 67–75.
- [81] Martin Seilmayer und Matthias Ratajczak. „A guide on spectral methods applied to discrete data in one dimension“. In: *Journal of Applied Mathematics* 2017 (24. Juli 2017). ID 5108946. DOI: 10.1155/2017/5108946.
- [82] Martin Seilmayer und Matthias Ratajczak. „Fundamental principles of spectral methods related to discrete data“. In: Bd. 1. *Advances in Measurements and Instrumentation: Reviews*. IFSA Publisher, S.L., 20. Jan. 2019, S. 53–120. ISBN: 978-84-09-07321-4.
- [83] Ulf Sjöström. „Sensors for non-contact velocity measurements for continuous casting of steel“. Vortrag. 2nd International Workshop on Measuring Techniques for Liquid Metal Flows. Dresden, Germany, 2007.
- [84] *SolarSoft Latest Events*. URL: http://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events/ (besucht am 01. 12. 2017).
- [85] Frank Stefani und Gunter Gerbeth. „A contactless method for velocity reconstruction in electrically conducting fluids“. In: *Measurement Science & Technology* 11 (2000), S. 758–765. DOI: 10.1088/0957-0233/11/6/319.
- [86] Frank Stefani und Gunther Gerbeth. „On the uniqueness of velocity reconstruction in conducting fluids from measurements of induced electromagnetic fields“. In: *Inverse Problems* 16 (2000), S. 1–9. DOI: 10.1088/0266-5611/16/1/301.
- [87] Frank Stefani und Gunther Gerbeth. „Velocity reconstruction in conducting fluids from magnetic field and electric potential measurements“. In: *Inverse Problems* 15 (1999), S. 771–786. DOI: 10.1088/0266-5611/15/3/309.
- [88] Frank Stefani, Thomas Gundrum und Gunter Gerbeth. „Contactless inductive flow tomography“. In: *Physical Review E* 70.4 (2004). 056306. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.056306.
- [89] André Thess u. a. „Theory of the Lorentz force flowmeter“. In: *New Journal of Physics* 9.8 (31. Aug. 2007), S. 1–27. DOI: 10.1088/1367-2630/9/8/299.
- [90] Brian G. Thomas. „Modeling of the continuous casting of steel – past, present and future“. In: *Metallurgical and Materials Transactions B* 33 (2002), S. 795–812. DOI: 10.1007/s11663-002-0063-9.
- [91] Brian G. Thomas u. a. „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.

- [92] Klaus Timmel. *Experimentelle Untersuchungen zur Stömungsbeeinflussung mittels elektromagnetischer Bremsen beim kontinuierlichen Strangguss von Stahl*. 1. Aufl. Freiburger Forschungshefte A Maschinenbau/Automation 913. Freiberg, Sachsen: Technische Universität Bergakademie Freiberg, 2015. 220 S. ISBN: 978-3-86012-507-6.
- [93] Klaus Timmel, Sven Eckert und Gunter Gerbeth. „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 (2011), S. 68–80. DOI: 10.1007/s11663-010-9458-1.
- [94] Klaus Timmel u. a. „Experimental and numerical modelling of the fluid flow in the continuous casting of steel“. In: *The European Physics Journal Special Topics* 220 (2013), S. 151–166. DOI: <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2013-01804-5>.
- [95] Klaus Timmel u. a. „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.
- [96] Klaus Timmel u. a. „Use of cold liquid metal models for investigations of the fluid flow in the continuous casting process“. In: *steel research international* 85 (2014), S. 1–8. DOI: 10.1002/srin.201300034.
- [97] Slawomir Tumanski. „Induction Coil Sensors—a review“. In: *Measurement Science & Technology* 18.3 (2007), S. 31–46. DOI: 10.1088/0957-0233/18/3/R01.
- [98] *Wärmekapazität von Metallen*. 8. Feb. 2016. URL: http://www.schweizer-fn.de/stoff/wkapazitaet/wkapazitaet_metall.php (besucht am 23. 03. 2017).
- [99] P. Weiß und R. Forrer. „Aimantation et phénomène magnétocalorique du nickel“. In: *Annales de physique* 5.10 (1926), S. 153–213.
- [100] Thomas Wondrak. „Beiträge zur Methodik und Anwendung der kontaktlosen induktiven Strömungstomographie“. Dissertation. Technische Universität Dresden, 2014. 172 S.
- [101] Thomas Wondrak u. a. „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. 1202–1210. DOI: 10.1007/s11663-011-9553-y.
- [102] Thomas Wondrak u. a. „Contactless inductive flow tomography for a model of continuous steel casting“. In: *Measurement Science & Technology* 21.4 (2010). 045402. DOI: 10.1088/0957-0233/21/4/045402.
- [103] Thomas Wondrak u. a. „Contactless inductive flow tomography: principles and application to a model of continuous casting“. In: *6th World Congress on Industrial Process Tomography*. Beijing, China, 2010.
- [104] Thomas Wondrak u. a. „Liquid metal experiments with swirling flow submerged entry nozzle“. In: *Ironmaking & Steelmaking* 39.1 (2012), S. 1–9. DOI: 10.1179/1743281211Y.0000000045.
- [105] Thomas Wondrak u. a. „Some methodological improvements of the contactless inductive flow tomography“. In: *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics* 30.3-4 (2009), S. 255–264. DOI: 10.3233/JAE-2009-1026.
- [106] World Steel Association. *World Steel in Figures 2017*. Rue Colonel Bourg 120, B-1140 Brussels, Belgium, 2017.
- [107] Mingtian Xu, Frank Stefani und Gunter Gerbeth. „Integral equation approach to time-dependent kinematic dynamos in finite domains“. In: *Physical Review E* 70.5 (2004). 056305. DOI: 10.1103/PhysRevE.70.056305.

- [108] Takeo Yamada, Seigo Ando und Yoshihiro Kawase. „Apparatus for measuring the level of the molten metal in the mold of a continuous casting machine“. U.S. Patent 4647854. 3. März 1987.
- [109] Lifeng Zhang und Brian G. Thomas. „State of the art in evaluation and control of steel cleanliness“. In: *ISIJ International* 43.3 (2003), S. 271–291. DOI: 10.2355/isijinternational.43.271.
- [110] Silvio Ziegler u. a. „Current sensing techniques: a review“. In: *IEEE Sensors Journal* 9.4 (Apr. 2009), S. 354–376. DOI: 10.1109/JSEN.2009.2013914.
- [111] Till Zürner. „Entwicklung eines induktiven Messapparates zur Bestimmung der freien Oberfläche von Flüssigmetallen“. Masterarbeit. Dresden: Technische Universität Dresden, 4. Dez. 2015. 80 S.
- [112] Till Zürner u. a. „Anordnung zum Charakterisieren des Füllstandes eines elektrisch leitfähigen Materials in einem Behälter“. DE 10 2016 112 266.1. Eingereicht am 5. Juli 2016.
- [113] Till Zürner u. a. „Inductive detection of the free surface of liquid metals“. In: *Measurement Science and Technology* 28 (2017). ID 115301. DOI: 10.1088/1361-6501/aa7f58.
- [114] Till Zürner u. a. „Local Lorentz force and ultrasound Doppler velocimetry in a vertical convection liquid metal flow“. In: *Experiments in Fluids* 59.1 (Jan. 2018). DOI: 10.1007/s00348-017-2457-0.

Abkürzungsverzeichnis

ADU	Analog-Digital-Umsetzer
CIFT	contactless inductive flow tomography
DFT	discrete Fourier transform
DSV	digitale Signalverarbeitung
EMBr	Elektromagnetische Bremse
EMD	empirical mode decomposition
FFT	fast Fourier transform
GMR	giant magnetoresistance
HHT	Hilbert-Huang-Transformation
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
LFV	Lorentz force velocimetry
LIMMCAST	liquid metal model of continuous casting
MEG	Magnetoenzephalographie
MKG	Magnetokardiographie
MFC	mold flow control
MHD	Magnetohydrodynamik
MIT	magnetic/mutual inductance tomography
QDT	quadrature demodulation technique
SEN	submerged entry nozzle
SINAD	signal to noise and distortion
SNR	signal-to-noise ratio
SQUID	supraconducting quantum interference device
UDV	Ultraschall-Doppler-Velocimetrie

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Beschreibung
A	Vs/m	magnetisches Vektorpotenzial
A	1	Amplitude
B, B	T	magnetische Flussdichte
b, b	T	induzierte magnetische Flussdichte
B_s	T	am Sensor gemessene mittlere magnetische Flussdichte
b_n	T	äquivalentes Magnetfeldrauschen
δb	T	gradiometrisch gemessene magnetische Flussdichte
C	1	Systemmatrix
C	F	elektrische Kapazität
c	m	Kantenlänge eines Quadrats
D	As/m ²	elektrische Flussdichte
d	m	Dicke, Durchmesser
E	V/m	elektrische Feldstärke
F	1	Funktional
f, f_0	Hz	Frequenz
Δf	Hz	Bandbreite
G	1	Regularisierungsmatrix
H, H	A/m	magnetische Feldstärke
h	m	Sensorabstand im gradiometrischen Sensor
I	1	Einheitsmatrix
I	A	elektrischer Strom
J	T	Magnetisierung
j	A/m ²	Stromdichte
k_k	1	Kopplungsfaktor
k_F	1	Füllfaktor
L	H	Induktivität

Symbol	Einheit	Beschreibung
l	m	charakteristische Länge
M	H	Gegeninduktivität
M_{inlet}	1	Menge der Einlassvolumenelemente
M_s	T	Sättigungsmagnetisierung
N	1	Länge eines Vektors
\mathbf{n}	m	Normalenvektor
n	1	Anzahl, Windungszahl
\mathbf{r}	m	Ortsvektor im Volumen
$\mathbf{R}, \mathbf{S}, \mathbf{T}, \mathbf{U}$	a. u.	Matrizen
R	Ω	ohmscher Widerstand
r	m	Abstand, Radius
\mathbf{s}	m	Ortsvektor an der Oberfläche
S	m ²	Fläche
\mathcal{S}	1	Menge aller Ränder
S_r	m ²	Rand eines Volumens
S_b	V/(THz)	Sensitivität
T	K	absolute Temperatur
T_d	s	Demodulationszeitkonstante, Zeitauflösung
t	s	Zeit
U	V	Spannung
u_n	V	Rauschspannung
V	m ³	Volumen
\mathbf{v}, v	m/s	Geschwindigkeit
w	1	spektrale Gewichtsfunktion
x, y, z	m	kartesische Koordinaten
Z	Ω	elektrische Impedanz

Griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Beschreibung
α	°	Winkel
δ	m	Skintiefe
δ_f, δ_w	m	Dicke von Fluid und Wand
ϵ	As/(Vm)	elektrische Permittivität
θ	°C	Temperatur
λ	1	Eigenwert
μ	Vs/(Am)	magnetische Permeabilität
μ_r	1	Permeabilitätszahl
ν	m ² /s	kinematische Viskosität

Symbol	Einheit	Beschreibung
ρ	C/m ³	Raumladungsdichte
ρ_r	Ω/m	Widerstandsbelag
σ	S/m	elektrische Leitfähigkeit
σ_{reg}	1	Regularisierungsparameter
σ_{div}	1	Divergenzparameter
$\sigma_{i,B_0,n}$	1	a priori Messunsicherheit der Magnetfeldmessung
σ_{2D}	1	Parameter für zweidimensionale Rekonstruktion
τ	s	Ladungsträgerrelaxationszeit, Zeitkonstante
Φ	Wb	magnetischer Fluss
φ	°	Phasenwinkel
φ	V	elektrisches Potenzial
ω	1/s	Kreisfrequenz

Dimensionslose Kennzahlen

Symbol	Bezeichnung	Verhältnis von
c_w	Wandleitfähigkeitsverhältnis	Leitfähigkeit Wand zu Fluid
Ha	Hartmannzahl	Lorentzkraft zu viskosen Kräften
N	Interaktionsparameter	Lorentzkraft zu Trägheitskräften
Re	Reynoldszahl	Trägheitskräften zu viskosen Kräften
Rm	magnetische Reynoldszahl	induziertem zu äußerem Magnetfeld
R_w	Shieldingparameter	magnetischer Diffusionszeit zu Kreisperiode

Konstanten

Symbol	Wert	Einheit	Beschreibung
c_0	299 792 458	m/s	Vakuumlichtgeschwindigkeit
e	2,718 285 8...	1	Eulersche Zahl
j	$\sqrt{-1}$	1	imaginäre Einheit
k	$1,380 65 \cdot 10^{-23}$	J/K	Boltzmann-Konstante
q	$1,602 17 \cdot 10^{-19}$	C	Elektronenladung
ϵ_0	$8,854 19 \cdot 10^{-12}$	As/(V m)	elektrische Feldkonstante
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	Vs/(A m)	magnetische Feldkonstante
π	3,141 592 6...	1	Kreiszahl

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Bei der Auswahl und Auswertung des Materials sowie bei der Herstellung des Manuskripts habe ich Unterstützungsleistungen von folgenden Personen erhalten:

– keine –

Weitere Personen waren an der geistigen Herstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich nicht die Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters in Anspruch genommen. Dritte haben von mir keine geldwerten Leistungen für Arbeiten erhalten, die in Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und ist auch noch nicht veröffentlicht worden.

Die Promotionsordnung der Fakultät Maschinenwesen vom 1. Juli 2001 wird anerkannt.

Dresden, der 22. August 2019

Matthias Ratajczak