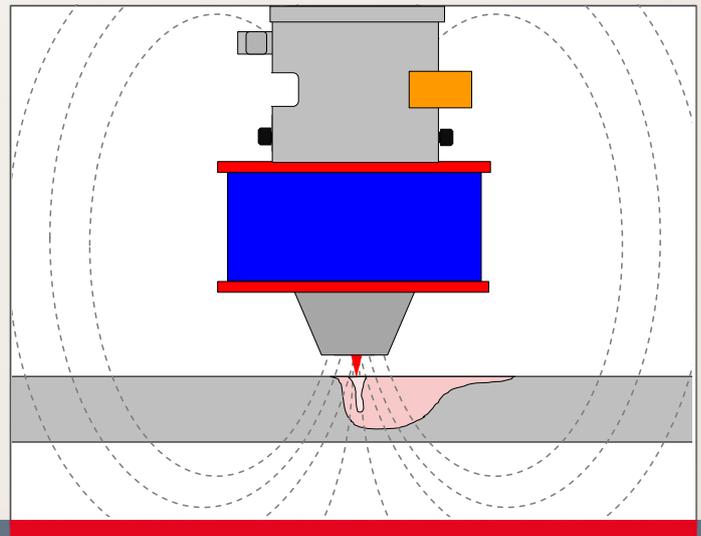


Marius Gatzen

Durchmischung beim
Laserstrahl-tiefschweißen
unter dem Einfluss
niederfrequenter
Magnetfelder



Gatzen, Marius – Durchmischung beim Laserstrahl-tiefschweißen unter dem Einfluss niederfrequenter Magnetfelder

Strahltechnik Band 55, BIAS Verlag, 2014.

Herausgeber der Reihe: F. Vollertsen, R. Bergmann

ISBN 978-3-933762-49-8

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt.

Alle Rechte, auch die der Übersetzung, des Nachdrucks und der Vervielfältigung des Buches oder Teilen daraus, bleiben vorbehalten.

Kein Teil des Werks darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlags in irgendeiner Form (Fotokopie, Mikrofilm oder andere Verfahren), auch nicht für Zwecke der Unterrichtsgestaltung – mit Ausnahme der in den §§ 53, 54 URG ausdrücklich genannten Sonderfällen – reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

BIAS Verlag, Bremen, 2014

**Durchmischung beim Laserstrahl-tiefschweißen unter dem Einfluss
niederfrequenter Magnetfelder**

Vom Fachbereich Produktionstechnik
der
UNIVERSITÄT BREMEN

zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte

Dissertation
von
Dipl.-Phys. Marius Gatzen

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Frank Vollertsen, Universität Bremen

Prof. Dr.-Ing. Michael Friedrich Zäh, Technische Universität München

Tag der mündlichen Prüfung: 30.06.2014

Gatzen, Marius:

Durchmischung beim Laserstrahl-tiefschweißen unter dem Einfluss niederfrequenter Magnetfelder

Strahltechnik, Bd. 55, Bremen; BIAS Verlag, 2014. Hrsg.: F. Vollertsen, R. Bergmann

Zugl.: Bremen, Univ., Diss., 2014.

ISBN 978-3-933762-49-8

Schlüsselwörter: Laserstrahl-tiefschweißen, elektromagnetische Wechselfelder, Schmelzbadströmung, Elementverteilung

Durch die Ausnutzung elektromagnetischer Volumenkräfte ist eine berührungslose Manipulation des Schmelzbades beim Laserstrahl-tiefschweißen möglich. Um damit die Schmelzbad-durchmischung beim Schweißen mit Zusatzwerkstoff zu verbessern, wurden koaxial zum Laserstrahl verlaufende niederfrequente Magnetfelder eingesetzt. Ziel dieser Arbeit war es, den dominierenden Wechselwirkungsmechanismen für den Fall niederfrequenter Magnetfelder beim Laserstrahlschweißen zu bestimmen und die Auswirkungen hinsichtlich der erzielten Elementverteilung herauszuarbeiten. Dabei konnte anhand von experimentellen und numerischen Untersuchungen die Dominanz einer strömungsinduzierten und als periodischer Strömungswiderstand wirkenden Volumenkraft festgestellt werden, die zu einer periodischen Umlenkung der Schmelzbadströmung führt. Anhand eines neuartigen Verfahrens zur Bestimmung der Inhomogenität einer Elementverteilung konnte zudem gezeigt werden, dass diese niederfrequente Strömungs-manipulation zu einer signifikanten Verbesserung der Homogenität der Elementverteilung in der geschweißten Naht beiträgt.

Dilution in deep-penetration laser beam welding under the influence of low-frequency magnetic fields

Keywords: Laser deep penetration welding, electromagnetic fields, melt pool dynamics, element distribution

A contactless melt pool manipulation during laser deep-penetration welding can be realized by employing electromagnetic volume forces. In order to improve the melt pool dilution for the case of welding with filler material, low-frequency magnetic fields aligned coaxially to the laser beam have been used. The aim of this work was to identify the dominating interaction mechanism in case of low-frequency magnetic fields used in laser beam deep-penetration welding. By means of experimental and numerical investigations the dominating mechanism could be identified as a flow-induced, periodic magnetic melt flow resistance that causes a periodic deflection of the melt flow. By introducing a novel procedure to characterize the element distribution in weld seams, the significant improvement in terms of homogeneity of the element distribution generated by the low-frequency melt flow manipulation could also be shown.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am BIAS – Bremer Institut für angewandte Strahltechnik.

Ich bedanke mich sehr herzlich bei meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Frank Vollertsen für das mir entgegen gebrachte Vertrauen und für die vielen hilfreichen und anregenden Diskussionen. Dies gilt nicht nur für die Doktorarbeit, sondern auch für meine Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am BIAS insgesamt, die mich letztendlich nicht nur fachlich sondern auch in vielerlei Hinsicht persönlich weitergebracht hat. Gerade die Umstellung auf eine ingenieurwissenschaftliche Denkweise, hat mir nach meinem Physikstudium einen entscheidenden Fortschritt in meiner beruflichen Qualifikation gebracht.

Danken möchte ich auch sehr herzlich Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Friedrich Zäh vom Institut für Werkzeugmaschinen und Betriebswissenschaften (iwb) der Technischen Universität München für die Übernahmen des Koreferats und die kritische Durchsicht der Arbeit. Gleiches gilt für die anderen Mitglieder des Prüfungsausschusses Herrn Prof. Dr.-Ing. Lutz Mädler, Herrn Dr.-Ing. Knut Partes, Herrn Dipl.-Math.techn. Pavel Khazan sowie Frau Jennifer Srowig.

Für die Unterstützung bei der Durchsicht des Manuskripts möchte ich mich außerdem bei Herrn Dr.-Ing. Claus Thomy, Herrn Dr.-Ing. Daniel Reitemeyer, Herrn Felix Weßelmann sowie meiner Frau Annika Gatzen bedanken.

Zum Gelingen der Arbeit hat nicht zuletzt auch die tatkräftige Unterstützung zahlreicher Kollegen beigetragen, vor allem aus der Werkstatt, den Laser-Laboren und der Metallographie. Hier möchte ich insbesondere Herrn Dipl.-Ing. (FH) Jens Fojuth für seine Hilfe bei der Entwicklung der Systemtechnik sowie Frau Lisa Albers und Frau Jennifer Piedade für die teils sehr aufwendigen metallographischen Arbeiten danken.

Allen BIAS-Kollegen, vor allem aus der Gruppe Fügeprozesse und Fügetechnik danke ich für die außerordentlich gute Arbeitsatmosphäre und den kollegialen Zusammenhalt auch außerhalb der Arbeitszeiten. Aus dem Kreise der wissenschaftlichen Mitarbeiter möchte einen ganz speziellen Dank an Herrn Dr.-Ing. Zhuo Tang richten, der mit mir lange Zeit gemeinsam an einem DFG-Projekt gearbeitet hat, das maßgeblich zu dieser Dissertation beigetragen hat.

Nicht zuletzt gilt mein Dank auch meiner Familie, die mich stets unterstützt und motiviert hat.

Bremen im Juli 2014

Marius Gatzen

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Stand der Technik	3
2.1.	Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen	3
2.2.	Durchmischung	6
2.3.	Einsatz magnetischer Felder zur Schmelzbadbeeinflussung	7
2.3.1.	Magnetohydrodynamische Schmelzbadbeeinflussung	7
2.3.2.	Einsatz magnetischer Felder beim Lichtbogenschweißen	10
2.3.3.	Elektromagnetische Beeinflussung beim Laserstrahlschweißen	12
3.	Zielsetzung	19
4.	Werkstoffe und Methoden	21
4.1.	Werkstoffe	21
4.2.	Versuchseinrichtungen und Systemtechnik	21
4.2.1.	Laserstrahlquellen und Bearbeitungskopf	21
4.2.2.	Spannvorrichtung	23
4.2.3.	Inhomogenes niederfrequentes Magnetfeld	23
4.3.	Experimentelle Modelluntersuchungen der Schmelzbadströmung	26
4.3.1.	Al-Cu Modellsysteme	26
4.3.2.	Röntgenuntersuchungen der Schmelzbadströmungen	29
4.4.	Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss auf die Durchmischung	33
4.4.1.	Schweißversuche mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff	33
4.4.2.	Analyse der Siliziumverteilung	35
4.4.3.	Quantifizierung der Inhomogenität am Längsschliff	36
4.5.	Numerisches Modell der Schmelzbadströmung	39
4.5.1.	Übersicht und Modellansatz	39
4.5.2.	Modellbeschreibung	42
4.5.3.	Zeitabhängige Formulierung der elektromagnetischen Volumenkräfte	47
5.	Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen	51
5.1.	Ergebnisse aus den Modellexperimenten	51
5.1.1.	Wirkung auf einzelne Strömungsbündel	51
5.1.2.	Wirkung auf den Strömungsquerschnitt	52
5.1.3.	Wirkung auf die horizontale Strömungskomponente	54
5.1.4.	Wirkung auf einzelne Strömungstrajektorien	58
5.2.	Ergebnisse aus den Schweißversuchen mit Zusatzwerkstoff	59

5.2.1.	Wirkung auf die Schmelzbadoberfläche	59
5.2.2.	Wirkung auf die Durchmischung des Zusatzwerkstoffes	61
5.2.3.	Wirkung einer zusätzlichen periodischen Laserleistungsmodulation	65
6.	Modellberechnungen	67
6.1.	Ergebnisse der Strömungssimulationen	67
6.1.1.	Strömungsfelder im feldfreien Fall	67
6.1.2.	Strömungsdämpfung durch magnetische Gleichfelder	70
6.1.3.	Strömungsmodulation durch niederfrequente Wechselfelder	74
6.2.	Niederfrequentes Regime	76
6.2.1.	Größenordnung der magnetischen Volumenkräfte	76
6.2.2.	Frequenzabhängige Eindringtiefe	77
6.2.3.	Randbedingungen des Prozesses	79
6.3.	Niederfrequente Durchmischungsbeeinflussung	82
6.3.1.	Siliziumverteilung und Inhomogenitätszahl	82
6.3.2.	Einfluss prozessbedingter Störungen	84
7.	Wirkmechanismus der niederfrequenten Magnetfelder	89
8.	Prozesseigenschaften und Durchmischungsbeeinflussung	95
9.	Zusammenfassung	101
	Literaturverzeichnis	103
	Anhang	111

Verzeichnis verwendeter Symbole

Indices und Abkürzungen

Abkürzungen	Beschreibung
CO ₂	Kohlendioxid
Euro.	European
Int.	International
J.	Journal
HF	Fluor-Bor-Säure
Hrsg.	Herausgeber
MHD	Magneto-Hydro-Dynamik
Mio.	Millionen
Nd:YAG	Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat
Proc.	Proceedings
WDX	Wellenlängendispersive Röntgenspektroskopie
WIG	Wolfram Inert Gas
wt.-%	Gewichtsprozent

Formelzeichen

Symbol	Einheit	Beschreibung
\vec{A}	T m	Vektorpotential
A_0	T m	Amplitude des Vektorpotentials
α	°	Winkel zwischen Geschwindigkeitsvektor und Magnetfeld
\vec{B}	T	Magnetische Flussdichte
B_0	T	Flussdichtenamplitude
β_l	-	Flüssige Massenfraktion (liquid)
β_l^*	-	Modifizierte flüssige Massenfraktion (liquid)
β_s	-	Feste Massenfraktion (solid)
β_s^*	-	Modifizierte feste Massenfraktion (solid)
δ	m	Eindringtiefe des magnetischen Wechselfeldes
C_0	kg m ⁻³ s ⁻¹	Erstarrungskonstante

c_p	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Spezifische Wärmekapazität (gesamt)
$c_{p,l/s}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Spezifische Wärmekapazität (flüssig/fest)
c_p^*	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	Modifizierte spezifische Wärmekapazität
$D_{0, \text{Si}}$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Diffusionskoeffizient von Silizium in Aluminium
$D_{\Phi_{\text{Si}}}$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Diffusivität des Siliziums in Aluminium
d_{Cu}	m	Gesamtbreite der Kupferverteilung in Schweißrichtung
d_n	m	Horizontaler Abstand des Zinns im allgemeinen Fall
d_{ff}	m	Horizontaler Abstand des Zinns im feldfreien Fall
d_{AC}	m	Horizontaler Abstand des Zinns unter Wechseldeinfluss
d_{DC}	m	Horizontaler Abstand des Zinns unter Gleichdeinfluss
d_{spot}	m	Spotdurchmesser, nominal
dU	J	Austauschenergie zwischen Aluminium und Silizium
Δd_{AC}	m	Propagationsdifferenz unter Wechseldeinfluss
$\Delta d_{\text{AC,ave}}$	m	Mittelwert der betragsmäßigen Propagationsdifferenz unter Wechseldeinfluss
$\Delta d_{\text{AC,max}}$	m	Maximalwert der betragsmäßigen Propagationsdifferenz unter Wechseldeinfluss
Δd_{DC}	m	Propagationsdifferenz unter Gleichdeinfluss
Δ_{spot}	m	Räumlicher Abstand der Konzentrationswerte
Δp_{KH}	Pa	Überdruck im Keyhole
ΔH	J kg^{-1}	Latente Schmelzwärme
ΔT_M	K	Temperaturintervall zwischen Fest und Flüssig
Δt_{Amp}	s	Periodendauer der Oberflächenwelle mit hoher Amplitude
Δt_S	s	Schmelzbadlebensdauer
Δt_{XRay}	s	Bildwiederholrate bei den Röntgenuntersuchungen
Δv_{AC}	m s^{-1}	Differenz der Geschwindigkeit des Zinns unter Wechseldeinfluss
Δv_{DC}	m s^{-1}	Differenz der Geschwindigkeit des Zinns unter Gleichdeinfluss
$\Delta \hat{x}_W$	m	Differenz der x-Position des W Partikels pro Zeitschritt
$\Delta \hat{y}_W$	m	Differenz der y-Position des W-Partikels pro Zeitschritt
\vec{E}	V m^{-1}	Elektrische Feldstärke

\vec{E}_{in}	$V\ m^{-1}$	Induzierte elektrische Feldstärke
\vec{e}_n	-	Einheitsvektor senkrecht zur Strömung und Magnetfeld
\vec{e}_B	-	Einheitsvektor in Richtung der magnetischen Feldlinien
\vec{e}_z	-	Einheitsvektor in z-Richtung
E_s	$J\ m^{-1}$	Streckenenergie
ε	-	Parameter für numerische Berechnung der Erstarrung
\vec{F}	$N\ m^{-3}$	Volumenkraft, gesamt
\vec{F}_g	$N\ m^{-3}$	Volumenkraft Gravitation, Modell
\hat{F}_{in}	T	Amplitude der induktiven Lorentz-Kraft
\vec{F}_L	$N\ m^{-3}$	Lorentz-Kraft, gesamt
$\vec{F}_{L,in}$	$N\ m^{-3}$	induktive Lorentz-Kraft
$\vec{F}_{L,u}$	$N\ m^{-3}$	strömungsinduzierte Lorentz-Kraft
\vec{F}_S	$N\ m^{-3}$	Volumenkraft für die Erstarrung, Modell
\hat{F}_u	T	Amplitude der strömungsinduzierten Lorentz-Kraft
f	Hz	Frequenz des Magnetfeldes
f_{Amp}	Hz	Frequenz der Oberflächenwelle
f_L	Hz	Frequenz der periodischen Laserleistungsmodulation
f_{st}	Hz	Frequenz der Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit
φ_{Si}	-	dimensionslose Siliziumkonzentration
f_0	m	Fokuslage
$G_{i,j}^h$	wt.-% m^{-1}	Lokaler horizontaler Konzentrationsgradient
$G_{i,j}^v$	wt.-% m^{-1}	Lokaler vertikaler Konzentrationsgradient
g	$m\ s^{-2}$	Erdbeschleunigung
γ	$N\ m^{-1}\ K^{-1}$	Oberflächenspannungskoeffizient
γ_T	$N\ m^{-1}\ K^{-1}$	Oberflächenspannungstemperaturkoeffizient
$\Gamma_{i,j}$	wt.-% m^{-1}	Lokale Diskontinuität
Γ_{max}	wt.-% m^{-1}	Maximale Diskontinuität
H_E	$J\ mol^{-1}$	Intergale Mischungsenthalpie

Ha	-	Hartmann Zahl
h	J kg ⁻¹	Spezifische Enthalpie
<i>I</i>	-	Inhomogenitätszahl der Probe
<i>I</i> _{<i>i,j</i>}	-	Lokale Inhomogenität der Siliziumkonzentration
\vec{j}	A m ⁻²	Gesamtstromdichte
\vec{j}_u	A m ⁻²	Strömungsinduzierte Stromdichte
\vec{j}_{in}	A m ⁻²	induktive Stromdichte
η	kg m s ⁻¹	Dynamische Viskosität, gesamt
$\eta_{l,s}$	kg m s ⁻¹	Dynamische Viskosität (flüssig/fest)
$\eta_{l,Al}$	kg m s ⁻¹	Dynamische Viskosität des flüssigen Aluminiums
$\eta_{l,Si}$	kg m s ⁻¹	Dynamische Viskosität des flüssigen Siliziums
K	kg m ⁻³ s ⁻¹	Permeabilitätskoeffizient für die Erstarrung
<i>k</i> _{<i>i,j</i>}	wt.-%	Lokale Siliziumkonzentration
<i>k</i> _{max}	wt.-%	Maximale Konzentration, festgelegt
L	-	Fenstergröße, festgelegt
λ	W m ⁻¹ K ⁻¹	Wärmeleitfähigkeit, gesamt
$\lambda_{l/s}$	W m ⁻¹ K ⁻¹	Wärmeleitfähigkeit (flüssig/fest)
μ	H m ⁻¹	Magnetische Permeabilität
μ_0	N A ⁻²	(magnetische) Permeabilitätskonstante
N	-	Stuart Zahl
<i>N</i> _A	mol ⁻¹	Avogadro Konstante
ν	m ² s ⁻¹	Kinematische Viskosität
ω	Hz	Kreisfrequenz
Ω	-	Durchdringungszahl
P _L	W	Laserleistung
P _{L,max}	W	Maximale Leistung bei periodischer Leistungsmodulation
P _{L,min}	W	Minimale Leistung bei periodischer Leistungsmodulation
p	Pa	Druck
<i>p</i> _m	Pa	Magnetischer Druck
Π	-	Kennzahl für die Gleichmäßigkeit der Feldwirkung

Q_{Si}	J	Aktivierungsenergie des Siliziums
R	$J mol^{-1} K^{-1}$	Universale Gaskonstante
Re	-	Reynolds Zahl
r	m	Radiale Komponente
r_{ch}	m	charakteristische Schmelzbaddimension
r_o	m	Radius der oberen Keyholeöffnung
r_u	m	Radius der oberen Keyholeöffnung
ρ	$kg m^{-3}$	Dichte, gesamt
$\rho_{l,s}$	$kg m^{-3}$	Dichte (flüssig/fest)
s_W	m	Verschiebung des W-Partikels entlang seiner Bahnlinie
σ	$S m^{-1}$	Elektrische Leitfähigkeit
$\sigma_{l,s}$	$S m^{-1}$	Elektrische Leitfähigkeit (flüssig/fest)
$\Sigma_{i,j}$	wt.-%	Lokale Varianz der Konzentration
Σ_{max}	wt.-%	maximale Varianz
T	K	Temperatur
T_L	K	Liquidustemperatur
T_M	K	Schmelztemperatur
T_S	K	Solidustemperatur
T_V	K	Verdampfungstemperatur
t	s	Zeit
t_0	s	Referenzzeitpunkt der Zinn/Wolfram Injektion
t_i	s	Zeitschritt der Zinn/Wolfram Propagation
τ_{MA}	$N m^{-1}$	Scherspannung aufgrund des Marangoni Effekts
τ_{KH}	$N m^{-1}$	Scherspannung durch den austretenden Metaldampf
U_{in}	V	Spannung an der Spule
$\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$	$m s^{-1}$	Geschwindigkeitsfeld
$\vec{v}_r = (v_x, v_y, 0)$	$m s^{-1}$	Geschwindigkeitsfeld senkrecht zur Magnetfeldrichtung
v_0	$m s^{-1}$	Schweißgeschwindigkeit/Vorschubgeschwindigkeit
v_{ch}	$m s^{-1}$	charakteristische Strömungsgeschwindigkeit
v_D	$m s^{-1}$	Drahtvorschubgeschwindigkeit
v_D^*	$m s^{-1}$	Modifizierte Drahtvorschubgeschwindigkeit

v_{ff}	$m s^{-1}$	Horizontale Geschwindigkeit des Zinns im feldfreien Fall
v_{AC}	$m s^{-1}$	Horizontale Geschwindigkeit des Zinns unter Wechselfeldeinfluss
v_{DC}	$m s^{-1}$	Horizontale Geschwindigkeit des Zinns unter Gleichfeldeinfluss
v_n	$m s^{-1}$	Horizontale Geschwindigkeit des Zinns im allgemeinen Fall
\hat{v}_s	$m s^{-1}$	Amplitude der Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit
v_W	$m s^{-1}$	Geschwindigkeit des W-Partikels entlang seiner Bahnlinie
x_{Al}	-	Molare Massenfraktion des Aluminium
x_{Si}	-	Molare Massenfraktion des Siliziums
x_W	m	Position des W-Partikels in x-Richtung
y_W	m	Position des W-Partikels in y-Richtung
(x, y, z)	m	Raumkoordinaten
z_B	m	Schmelzbadtiefe

1. Einleitung

Moderne Hochleistungslaser ermöglichen eine bisher nie dagewesene Effizienz und Präzision bei der Bearbeitung metallischer Werkstoffe. Die Wirtschaftlichkeit dieser Verfahren ist nicht zuletzt auf den hohen Automatisierungsgrad zurückzuführen, der eine hohe Bearbeitungsgeschwindigkeit bei gleichbleibender Qualität garantiert.

Trotz der großen Vorteile hinsichtlich der Produktivität bergen die hohen Bearbeitungsgeschwindigkeiten jedoch auch Nachteile, die bei bestimmten Werkstoffen, wie etwa den heüßrissempfindlichen Aluminiumlegierungen, die Vorteile aufwiegen können. Beim Laserstrahlschweißen führen die Abkühl- und Strömungseigenschaften beispielsweise zu einer geringen Schmelzbaddurchmischung. Zusatzwerkstoffe, die die Heüßrisseignung entscheidend vermindern könnten, werden so nur unzureichend im Schmelzbad verteilt.

Zur Steigerung der Schmelzbaddurchmischung beim Laserstrahlschweißen wurde daher das magnetische Röhren mit koaxial zum Laserstrahl verlaufenden niederfrequenten Magnetfeldern vorgeschlagen [Vol04]. Obwohl Untersuchungen zeigen, dass das Verfahren zu einer Veränderung der Schmelzbaddynamik beiträgt, fehlt bisher ein vertieftes Verständnis der dominierenden Mechanismen sowie der fluiddynamischen Zusammenhänge. Die etablierten Erkenntnisse zur magnetischen Beeinflussung von Metallschmelzen mit niederfrequenten Magnetfeldern sind auf die Gegebenheiten beim Laserstrahl-tiefschweißprozess nicht ohne weiteres übertragbar.

Um das Potential einer niederfrequenten magnetischen Strömungsbeeinflussung hinsichtlich der Möglichkeit einer gezielten Durchmischungssteigerung abschätzen zu können, sind daher insbesondere Kenntnisse über die Richtung sowie das zeitliche Verhalten der elektromagnetischen Volumenkräfte und deren Auswirkung auf die lokalen Schmelzbadströmungen notwendig.

Ein verbessertes Verständnis dieser Zusammenhänge kann dazu beitragen die Nachteile der hohen Bearbeitungsgeschwindigkeiten auszugleichen und die Qualität laserstrahl-gefügter Bauteile entscheidend zu verbessern.

2. Stand der Technik

2.1. Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

Im Automobil- und Flugzeugbau hat sich neben den konventionellen Fügeverfahren auch das Laserstrahlschweißen etabliert [Hei03]. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt unter anderem in einer geringeren thermischen Belastung der gefügten Bauteile, wodurch ein geringerer Verzug gegenüber anderen thermischen Fügeverfahren, wie etwa dem Lichtbogenschweißen, erzielt werden kann [Dil06]. Gleichzeitig ermöglicht die Fokussierung der Laserstrahlung lokal sehr hohe Leistungsdichten, sodass generell höhere Schweißgeschwindigkeiten erreicht werden können [Vol09]. Eine Besonderheit des Laserstrahlschweißens ist der Tiefschweißeffekt, der bei hohen Leistungsdichten auftritt und durch die Bildung einer Dampfkapillare im aufgeschmolzenen Werkstoff gekennzeichnet ist. Innerhalb dieser als Keyhole bezeichneten Kapillare kann die Laserstrahlung mehrfach reflektiert und absorbiert werden, wodurch die eingestrahlte Leistung effizienter in das Bauteil gebracht wird. Typischerweise entstehen dabei schlanke und tiefe Nähte mit einem hohen Aspektverhältnis. Durch die Verdampfungsprozesse und Metaldampfströmungen innerhalb des Keyholes ist der Laserstrahltiefschweißprozess hochdynamisch, was sich bei nicht optimaler Prozessführung in Nahtfehlern wie Poren oder Auswürfen äußern kann [Mat00].

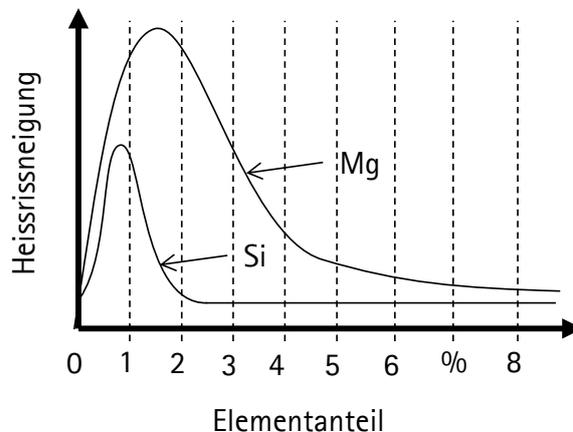
Zur Gewichtseinsparung kommen neben Stahl zunehmend Aluminiumwerkstoffe zum Einsatz. Obwohl Aluminium im Vergleich zu Stahl für Laserstrahlung im infraroten Bereich eine höhere Reflektivität und damit eine geringere Absorption aufweist, sind die Leistungen der heute verfügbaren Gas- und Festkörperlaser ausreichend, um die für einen Tiefschweißprozess benötigten Leistungsdichten bereitzustellen. In [Mat08] wird die für den Tiefschweißeffekt benötigte Leistungsdichte für Stahlwerkstoffe mit 10^6 W/cm^2 angegeben. Bei Aluminium wird hingegen eine deutlich höhere Leistungsdichte von $5 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ vorausgesetzt. Generell stellen die Aluminiumwerkstoffe höhere Anforderungen an den Fügeprozess, was einerseits auf die hochschmelzende Oxidschicht und andererseits auf das vergleichsweise große Intervall zwischen Schmelz- und Verdampfungstemperatur zurückzuführen ist. In Kombination mit der geringen kinematischen Viskosität ist das Aluminiumschmelzbad deutlich sensibler gegenüber prozessbedingten Störungen, weshalb der Prozess anfälliger für Poren- und Spritzerbildung sein kann [Hüg09].

Nach wie vor ist das vermehrte Auftreten von Heißbrissen eines der größten Herausforderungen beim thermischen Fügen von Aluminium. **Singer** et al. [Sin46] untersuchten das Auftreten dieser Heißrisse bei siliziumhaltigen Aluminiumlegierungen und führten diese auf Schrumpfspannungen während des Erstarrungsprozesses zurück. Insbesondere die siliziumhaltigen Knetlegierungen der Serie 6000, die im Automobil- und

Flugzeugbau vermehrt eingesetzt werden, zeichnen sich durch eine erhöhte Heißrissneigung aus.

Borland formulierte erstmals einen Ansatz zur Beschreibung der Heißrissentstehung bei nichteutektischen Legierungen [Bor60]. Beim Erstarren kommt es aufgrund eines konzentrationsabhängigen Temperaturintervalls zwischen Liquidus- und Solidustemperatur zur Ausscheidung von aluminiumreichen Mischkristallen bei gleichzeitiger Erhöhung der Legierungskonzentration in der Restschmelze entlang der fest/flüssig Grenze und zwischen den meist dendritisch erstarrenden Körnern [Dav93]. Diese Seigerung hat zur Folge, dass sich an den Korngrenzen vornehmlich niedrigschmelzende (meist eutektische) Restschmelze anreichert. Die durch Schrumpfung hervorgerufenen Eigenspannungen sorgen in der Endphase des Erstarrungsprozesses für das Entstehen von Fehlstellen, die nur begrenzt durch die Restschmelze ausgeheilt werden können.

Ploshikhin untersuchte den Mechanismus der Heißrissbildung bei Aluminiumlegierungen und kommt ebenfalls zu dem Schluss, dass dieser insbesondere beim Laserstrahlschweißen auf den Effekt einer Lokalisierung der Zugdehnungen im Film der Restschmelze zurückzuführen ist [Plo03]. Zudem untersuchte er die Rolle des Temperaturverlaufs auf die Entstehung der Heißrisse und entwickelte Strategien zur Verbesserung der Schweißbarkeit, die vor allem auf einer Optimierung des Wärmeeintrags beruhen [Plo04].



BIAS ID 131842

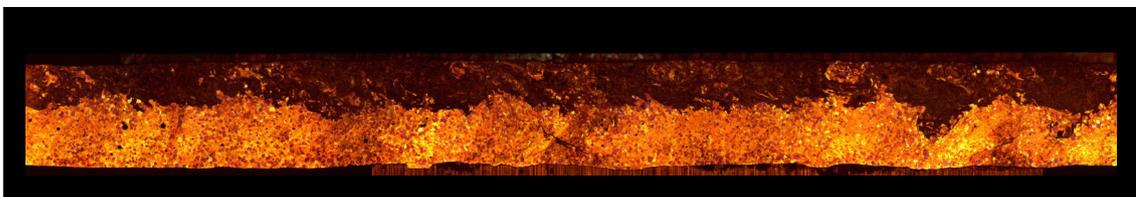
Bild 2.1: Heißrissneigung in Abhängigkeit vom Silizium- beziehungsweise Magnesiumanteil in einer Aluminiumlegierung (nach [Kou03]).

Katoh und **Kerr** konnten einen Zusammenhang zwischen der Heißrissbildung und unterschiedlichen Legierungsanteilen nachweisen [Kat87]. Metallurgisch kann die Heißrissneigung der Aluminiumlegierungen demnach durch die Zugabe bestimmter Legierungselemente gesenkt werden. Für Legierungen der Serie 6000 wird dafür in der Literatur die Zugabe von Silizium bis zu einer Mindestmenge von etwas mehr als 2 wt.-% empfohlen [Sch10] (siehe **Bild 2.1**). Um die Heißrissneigung entscheidend zu senken, muss eine gleichmäßige und möglichst homogene Verteilung des Siliziums im gesamten Schmelzbad und insbesondere im Bereich der Erstarrungsfront garantiert werden.

Beim Laserstrahl-tiefschweißen können Legierungszusätze durch die Verwendung von Zusatzwerkstoffen ins Schmelzbad gebracht werden. In der Praxis werden dazu häufig drahtförmige Zusatzwerkstoffe verwendet, da diese neben der metallurgischen Beeinflussung der Schmelze weitere prozesstechnische Vorteile bieten. So konnte **Binroth** beispielsweise zeigen, dass durch die Verwendung eines Zusatzdrahtes der Laserstrahl-tiefschweißprozess stabilisiert werden kann, was insbesondere für den Fall eines schleppend vor der Keyholefront platzierten Drahtes auf dessen Wirkung als Wärmesenke im besonders kritischen Bereich der Schmelzbadfront zurückgeführt wird [Bin95].

Zäh et al. schlugen vor, anhand spektrometrischer Analysen des beim Schweißen emittierten Metaldampfs auf die Legierungszusammensetzung des Metaldampfs zu schließen und damit die Heißrissgefährdung frühzeitig zu erkennen [Zäh10]. Auf Basis einer solchen Messung könne die Drahtvorschubgeschwindigkeit im Prozess angepasst werden.

In einer numerischen Simulation des Tiefschweißprozesses mit drahtförmigem Zusatzwerkstoff untersuchten **Pretorius** et al. die Auswirkungen unterschiedlicher Drahtpositionen und Drahtvorschubgeschwindigkeiten auf die resultierende Elementverteilung in der Schweißnaht [Pre04]. Die Verteilung des Zusatzwerkstoffes erfolgt demnach durch die Schmelzbadströmung und ist wesentlich von der Drahtposition abhängig. Durch die komplexe Schmelzbad-dynamik des Tiefschweißprozesses und die hohen Aspektverhältnisse kann eine vollständige Durchmischung des Zusatzwerkstoffes nicht garantiert werden. **Leimser** gibt hierfür vor allem nach oben gerichtete Strömungen als Ursache an, die eine Verteilung des Zusatzwerkstoffes in tiefere Schmelzbadregionen erschweren [Lei09]. In **Bild 2.2** ist der Längsschliff einer mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff durchgeschweißten Naht gezeigt. Die dunkel erscheinenden Flächen deuten dabei auf Regionen mit erhöhter Siliziumkonzentration hin. Das Silizium liegt mehrheitlich im oberen Teil der Naht vor, was zu einer ungenügenden Konzentration im unteren Teil der Naht führt.



BIAS ID 131843

Bild 2.2: Elektrolytisch geätzte Längsschlifffläche eines mit einem Scheibenlaser durchgeschweißten 3 mm dicken EN AW-1050A Bleches unter Verwendung eines AISi12 Drahtes (Durchmesser 1,2 mm).

Zur Verbesserung der Elementverteilung schlugen **Vollertsen** et al. erstmals den Einsatz magnetischer Wechselfelder vor, um durch eine berührungslose Strömungsmanipulation die Durchmischung im Schmelzbad zu verbessern [Vol04].

2.2. Durchmischung

Der Begriff der Durchmischung ist im Zusammenhang mit der metallurgischen Zusammensetzung geschweißter Nähte quantitativ nicht klar definiert. Bei den thermischen Fügeprozessen wird zwischen der Aufmischung und der Durchmischung unterschieden. Mit der Aufmischung bezeichnet man die Vermischung von Zusatzwerkstoffen (beispielsweise Zusatzdraht oder Pulver) mit dem Grundwerkstoff, während die Durchmischung den Grad der Homogenität einer Verteilung, beispielsweise von Legierungselementen in der Schweißnaht, definiert. Um die Aufmischung zu quantifizieren, wird der sogenannte Aufmischungsgrad verwendet, der vor allem beim Laserauftragschweißen gebräuchlich ist. Der Aufmischungsgrad wird im Allgemeinen für eine Querschnittsfläche definiert und bemisst den Anteil des Grundwerkstoffes an der Gesamtmenge des aufgeschmolzenen Werkstoffs.

Die Durchmischung wird wiederum häufig in Verbindung mit der Zugabe von Legierungsbestandteilen in das Schmelzbad betrachtet. Eine einheitliche und gebräuchliche Quantifizierung für die erzielte Durchmischung in Form eines Zahlenwertes vergleichbar dem Aufmischungsgrad ist bisher nicht bekannt. Vielmehr wird die Durchmischung nur qualitativ beurteilt.

So stellte **Leimser** [Lei05] in seinen Arbeiten zu strömungsinduzierten Nahteigenschaften eine deutliche Veränderung der Durchmischung von Silizium beim Laserstrahl-tiefschweißen mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff fest. Die Verbesserung verdeutlicht er mit einer Gegenüberstellung verschiedener, an Quer- und Längsschliffen gemessenen Siliziumverteilungen. Obwohl die Änderungen der Elementverteilung offensichtlich sind, wurde vor allem die flächenmäßige Änderung der Verteilung als qualitatives Kriterium der Durchmischungsänderung herangezogen. Wie alle qualitativen Bewertungsmethoden fußt dieses Vorgehen bis zu einem gewissen Grad auf subjektiven Eindrücken.

Um eine quantitative Formulierung zu erhalten und die Subjektivität zu reduzieren, ist die Homogenität der Elementverteilung eine zentrale Größe. **Uhl** und **Gray** beschreiben das Verfahren des Mischens als Ausgleich von Ungleichgewichten artverschiedener Substanzen oder Zustände [Uhl86]. Ein zentrales Merkmal des Durchmischens ist daher die Verringerung von lokalen Gradienten und lokalen Inhomogenitäten [Eic97]. Betrachtet man unter diesem Aspekt die Verteilung eines Zusatzwerkstoffes in einem Schmelzbad oder einer Naht, so können reine Flächenquotienten wie beim klassischen Aufmischungsgrad nicht als Ausgangspunkt zur quantitativen Definition der Durchmischung herangezogen werden.

Ein Ansatz zur Definition der lokalen Inhomogenität ist aus den Methoden der digitalen Bildverarbeitung zu entnehmen. **Kang** et al. [Kan05] definieren die lokale Inhomogenität $I_{i,j}$ von Farbwerten in Bildern als Produkt aus der lokaler Varianz $\Sigma_{i,j}$ und den lokalen Gradienten (der sogenannten Diskontinuität $\Gamma_{i,j}$):

$$I_{i,j} \sim \sum_{i,j} \cdot \Gamma_{i,j}, \quad (2.1)$$

wobei i und j die Koordinaten einzelner Messpunkte auf einer zweidimensionalen Wertematrix angeben. Da sich digitale Bilder in der Regel aus unterschiedlichen Konzentrationen dreier Grundfarben zusammensetzen, könnte eine Übertragung dieses Ansatzes mit entsprechender Modifizierung zu einer besseren quantitativen Bewertung der Elementverteilungen an Schliffflächen beitragen. Bisher wurden derartige Ansätze für die quantitative Analyse der Elementkonzentrationen im Schweißgut nicht vorgestellt.

2.3. Einsatz magnetischer Felder zur Schmelzbadbeeinflussung

2.3.1. Magneto hydrodynamische Schmelzbadbeeinflussung

Der Schwerpunkt der Magneto hydrodynamik (MHD) liegt in der Erforschung der Wechselwirkungen zwischen Flüssigkeiten und Magnetfeldern. Damit eine solche Wechselwirkung stattfinden kann, muss die betreffende Flüssigkeit elektrisch leitfähig sein. Diese Bedingung kann bereits bei geringen Mengen gelöster Ionen gegeben sein, sodass auch Wasser prinzipiell durch Magnetfelder beeinflusst werden kann. Die hervorgerufenen Kräfte sind dabei direkt proportional zur elektrischen Leitfähigkeit und werden allgemein als Lorentz-Kräfte bezeichnet.

Zentraler Forschungsschwerpunkt in der MHD war lange die mathematische Beschreibung des Erdmagnetfeldes sowie die Beschreibung der Wechselwirkungen in Fusionsreaktoren [Bra79]. Seit den frühen 1980er Jahren beschäftigen sich zahlreiche Wissenschaftler gezielt mit der Nutzung elektromagnetischer Kräfte für industrielle Prozesse. Dieser als „Electromagnetic Processing of Materials“ bezeichnete Forschungszweig wurde von **Davidson** beschrieben [Dav99] und stellt heute den bedeutendsten Strang der MHD dar.

Moreau beschrieb die theoretischen Grundlagen der magneto hydrodynamischen Wechselwirkungen im Zusammenhang mit technisch relevanten Metallschmelzen [Mor90]. In der Kontinuumsmechanik wird die Lorentz-Kraft $\vec{F}_L(t)$ als Kreuzprodukt aus der Stromdichte $\vec{j}(t)$ und dem Magnetfeld $\vec{B}(t)$

$$\vec{F}_L(t) = \vec{j}(t) \times \vec{B}(t) \quad (2.2)$$

bestimmt, wobei t die Zeit beschreibt. Aufgrund ihrer meist hohen elektrischen Leitfähigkeit eignen sich metallische Flüssigkeiten besonders gut zur magnetischen Manipulation.

Neben der elektrischen Leitfähigkeit und unter der für die meisten Flüssigkeiten zutreffenden Annahme, dass sie nicht magnetisch sind (ihr Schmelzpunkt ist oberhalb der Curie-Temperatur und somit ist die magnetische Permeabilität $\mu \sim 1$), ist für das Auftreten der magnetischen Volumenkräfte eine weitere notwendige Bedingung, dass sich die Flüssigkeit entweder durch das Magnetfeld bewegen, in ihr intrinsische oder extern angelegte Stromdichten vorherrschen oder sich das Magnetfeld zeitlich ändert. Die

jeweiligen Wechselwirkungen sind dabei linear unabhängig und additiv, sodass die Lorentz-Kraft auch als Summe verschiedener Einzelwechselwirkungen auftreten kann.

Die Summe der Stromdichte in der Flüssigkeit wird allgemein mit dem Ohmschen Gesetz beschrieben [Nol02]:

$$\vec{j}(t) = \sigma(T) \left(\vec{E}(t) + \vec{v}(t) \times \vec{B}(t) \right). \quad (2.3)$$

σ entspricht dabei der elektrischen Leitfähigkeit, \vec{E} der elektrischen Feldstärke, die alle intrinsischen oder induzierten Felder umfasst, \vec{v} dem Geschwindigkeitsfeld der Flüssigkeit und T der Temperatur.

Die Kenntnis über die grundlegenden Wechselwirkungen hat in den vergangenen Jahrzehnten zu zahlreichen Anwendungen im Bereich des Strang- und Druckgussverfahrens, der Herstellung von Legierungen und in der Einkristallzüchtung für die Halbleiterindustrie geführt. Das vornehmliche Ziel dieser Anwendungen ist die Manipulation beziehungsweise Anregung von Schmelzbadströmungen zur Verbesserung des metallurgischen Ergebnisses.

Sneyd und **Wang** untersuchten die Auswirkungen magnetischer Felder bei der Herstellung von Primäraluminium mittels Schmelzelektrolyse. Dabei wechselwirkt der externe Elektrolysestrom mit seinem eigenen Magnetfeld [Sne94]. Mit Hilfe der Erkenntnisse aus der MHD konnten elektromagnetisch verursachte Instabilitäten, die zu starken Oberflächenwellen führen, besser verstanden und geeignete Gegenmaßnahme eingeleitet werden.

Beim Füllen von Gussformen werden ebenfalls statische Magnetfelder verwendet, um hohe Strömungsgeschwindigkeiten an kritischen Gussformgeometrien zu kontrollieren. Hierbei wird der Effekt ausgenutzt, dass die durch das Magnetfeld induzierten Volumenkräfte bei einem Gleichfeld in der Regel entgegen der Strömungsrichtung wirken und so hohe Geschwindigkeiten gedämpft werden können. Auf diese Weise lassen sich Turbulenzen und andere Instabilitäten vermeiden. **Eckert** et al. setzen dazu beim Feinguss von Aluminium Gleichfelder mit einer Stärke von bis zu 1 T ein [Eck05].

Aus der MHD geht außerdem hervor, dass eine parabolische Kanalströmung durch die Strömungsdämpfung ein nahezu gleichmäßig über den Kanalquerschnitt verteiltes Geschwindigkeitsprofil erlangt. Die Wirkung gleicht einer Wirbelstrombremse, die abhängig vom lokalen Geschwindigkeitsfeld ist. Dieser Effekt wurde erstmals von **Hartmann** beschrieben und wird daher auch als Hartmann-Effekt bezeichnet [Har37]. Nach ihm ist auch die sogenannte Hartmann-Zahl Ha benannt, die das Verhältnis zwischen viskoser Reibung und magnetischen Volumenkräften in einer elektrisch leitfähigen Flüssigkeit angibt:

$$Ha = B_0 \cdot r_{ch} \sqrt{\frac{\sigma}{\eta}} \quad (2.4)$$

r_{ch} ist dabei die Breite des betrachteten Strömungskanals, in dem diese Hartmann-Strömung auftritt. Typischerweise wird die Hartmann-Zahl zur Abschätzung bei Gleichfeldern herangezogen.

Die dämpfende Wirkung des Gleichfeldes wird auch beim Dünnbandgießen ausgenutzt. **Akerstedt** und **Löfgren** setzten statische Magnetfelder mit bis zu 150 mT ein, um durch die Reduktion der Geschwindigkeitsspitzen eine glattere Oberfläche zu generieren [Ake03]. Auf diese Weise kann die Notwendigkeit anschließender Walzprozesse beim Dünnbandgießen deutlich reduziert werden.

Während statische Felder vor allem zur Dämpfung von Strömungen genutzt werden, können zeitlich veränderliche Magnetfelder zur berührungslosen Anregung von Strömungen eingesetzt werden. Eine weit verbreitete Anwendung ist der Einsatz von rotierenden Magnetfeldern beim Stranggießen. Bei diesem Verfahren bildet ein um die Kokille rotierendes Magnetfeld mit der Metallschmelze ein Rotor-Stator-System. Durch die Anregung entstehen kreisförmige Strömungen, die Ekman-Spiralen oder Korkezieherströmungen genannt werden und einer Rührbewegung ähneln [Nik06]. Dieses Verfahren wird daher auch als magnetisches Rühren bezeichnet. Durch die angeregten Strömungen werden sowohl der Stoff- als auch der konvektive Wärmetransport verändert. Das Ziel dieses Verfahrens ist die Beeinflussung des Erstarrungsprozesses durch die Modifizierung der Temperatur- und Elementverteilung. Durch die Reibung an der Erstarrungsfront werden zudem vermehrt Dendriten abgetrennt, die dann als zusätzliche Keimbildner zur Verfügung stehen.

Arh et al. konnten so eine deutliche Kornfeinung beim Stranggießen von Stahl erreichen [Arh05]. Sie setzten dafür Magnetfelder mit einer Rotationsfrequenz von 25 Hz ein. **Eckert** et al. setzten rotierende Magnetfelder bei der Herstellung von Pb-Sn Legierungen ein [Eck05]. Sie verwendeten dazu ein Magnetfeld mit einer Flussdichte von 25 mT bei einer Rotationsfrequenz von 50 Hz und stellten ebenfalls eine deutliche Kornfeinung im Gefüge sowie einen Übergang von stängeligen zu mehrheitlich globulitischen Körnern fest.

Kaiser und **Benz** beschrieben anhand numerischer Simulationen den Einfluss rotierender Magnetfelder auf Gallium in einer 12,5 mm großen Gussform und kamen unter anderem zu dem Schluss, dass bereits sehr niedrige Flussdichten von 0,5 mT ausreichen können, um rotierende Strömungen hervorzurufen [Kai98]. Insgesamt werden für das magnetische Rühren deutlich geringere Flussdichten benötigt als für die Strömungsdämpfung mit magnetischen Gleichfeldern.

Eine umfassende theoretische Beschreibung des magnetischen Rührens mit rotierenden Magnetfeldern lieferte **Moffat** bereits im Jahr 1965 [Mof65]. Später verallgemeinerte er die theoretischen Ansätze und betrachtete auch den allgemeinen Fall eines magnetischen Wechselfeldes mit beliebiger Ausrichtung [Mof91]. Induzierte Strömungen sind demnach sehr stark von der Lage des Magnetfeldes sowie möglichen Inhomogenitäten abhängig. Da

die induzierten Volumenkräfte nicht konservativ sind, werden in der Regel rotierende Strömungen erzeugt.

Mapelli et al. setzten statt rotierender Magnetfelder beim Stranggießen von Aluminiumlegierungen ein koaxial zur Förderrichtung verlaufendes Wechselfeld mit einer Frequenz von 15 Hz ein. Sie berichten von einer Homogenisierung der Korngrößen und Elementverteilungen sowie einem Anstieg der Härte [Map10]. Anders als bei rotierenden Magnetfeldern werden hierbei Konvektionsströmungen hervorgerufen, die ein Umwälzen der Schmelze bewirken.

Mazuruk verwendete wandernde Magnetfelder zur gezielten Vermeidung natürlicher Konvektionen bei der Züchtung von Einkristallen [Maz02]. Die induzierten Kräfte erzeugen dabei Strömungen, die gegenläufig zur gravitationsbedingten natürlichen Konvektion verlaufen und diese in Summe aufheben, sodass ein Mikrogravitations-Regime vorliegt.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass in der MHD zwischen der Wirkung statischer und zeitabhängiger Magnetfelder unterschieden werden muss. Statische Magnetfelder bewirken dabei vornehmlich eine Dämpfung der Strömung, während zeitabhängige Felder rotierende oder konvektive Strömungen anregen.

2.3.2. Einsatz magnetischer Felder beim Lichtbogenschweißen

Neben der Gießtechnik ist der Einsatz elektromagnetischer Kräfte auch in der Fügetechnik untersucht worden. Dies gilt vor allem für das Lichtbogenschweißen.

Brown et al. stellten die Nutzung von externen Magnetfeldern beim Lichtbogenschweißen vor [Bro62]. Durch die Wechselwirkung mit dem Schweißstrom werden sowohl in der Schmelze als auch im Lichtbogen erhebliche Volumenkräfte hervorgerufen. Abhängig von der Ausrichtung des Magnetfeldes zum Stromfluss kann einerseits der Lichtbogen ausgelenkt und andererseits Strömungen im Schmelzbad hervorgerufen werden.

Die Verteilung der elektromagnetischen Kräfte im Schmelzbad wurden von **Nemchinsky** [Nem96] sowie **Kumar** und **Debroy** [Kum03] mathematisch beschrieben. Unabhängig von den Entwicklungen in der MHD entstand so ein Forschungsschwerpunkt, der sich mit der Wechselwirkung zwischen Schweißstrom und externem Magnetfeld in einem Schmelzbad auseinandersetzte und sehr technisch orientiert war. Der Mechanismus ist keinesfalls vergleichbar mit den MHD-Mechanismen beim Gießprozess, da hier kein Rotor-Stator-System vorherrscht, sondern vielmehr eine direkte Wechselwirkung zwischen einem extern eingebrachten Strom und einem Magnetfeld vorliegt. Dabei kommen sowohl Gleich- als auch Wechselfelder zum Einsatz. Magnetische Gleichfelder mit einer Ausrichtung senkrecht zur Elektrode bewirken eine Auslenkung des Lichtbogens, wodurch beim Fügen Einfluss auf die Nahtgeometrie genommen werden kann. Im Fall von Wechselfeldern kann dadurch ein Pendeln des Lichtbogens erzielt und die Spaltüberbrückbarkeit deutlich erhöht werden [Mat02].

1978 reichte **Willgoss** erstmals ein Patent für eine Vorrichtung ein, die es erlaubt, ein magnetisches Gleichfeld koaxial zur Elektrode beim WIG-Schweißen zu erzeugen [Wil78]. Die Ausrichtung eines magnetischen Gleichfeldes parallel zur Elektrode bewirkt dabei ein Rotieren des Lichtbogens. Gleichzeitig werden in der Schmelze rotierende Strömungen hervorgerufen, die nach **Luo** auf azimutale Volumenkräfte zurückgeführt werden können [Luo01]. Im Falle des Wechselfeldes kann die Rotationsrichtung der Strömung periodisch „umgedreht“ werden, wodurch eine Vielzahl zusätzlicher Strömungszustände erzeugt werden kann.

Malinowski-Brodnicka et al. verwendeten dazu bei austenitischem Stahl ein koaxiales Wechselfeld mit einer Flussdichte von bis zu 50 mT bei einer Frequenz von 40 Hz. Auch sie berichten von einer kornfeinenden Wirkung durch die Strömungsmanipulation, wobei die Kornfeinung bei zunehmender Flussdichte zunimmt und mit zunehmender Frequenz abnimmt. Da die Kräfte zu einer periodischen Rotation der Schmelze führen, wurde der Vorgang ebenfalls als magnetisches Rühren bezeichnet [Mal90].

Da der Begriff des „magnetisches Rührens“ auch beim Gießen verwendet wird, ist er demnach nicht eindeutig besetzt. Der Rühreffekt beim Gießprozess kann lediglich durch den Einsatz von zeitlich veränderlichen Magnetfeldern erzielt werden. Die Rührbewegung beim Lichtbogenschweißen hingegen kann auch durch Gleichfelder hervorgerufen werden, da auch bei statischen Feldern azimutale Kräfte im Schmelzbad hervorgerufen werden.

Matsuda et al. berichteten über die Einsatzmöglichkeiten des magnetischen Rührens beim WIG-Schweißen von Aluminiumlegierungen [Mat78]. Durch die Modifikation der Schmelzbadströmung konnte eine erhebliche Kornfeinung und eine Verringerung der Porenanzahl erzielt werden. Zudem bewirkt das magnetische Rühren eine gleichmäßigere Durchmischung von Zusatzwerkstoffen im Schmelzbad.

Pearce und **Kerr** bestätigten die kornfeinende Wirkung des magnetischen Rührens beim Lichtbogenschweißen für Aluminiumlegierungen [Pea81] und fokussierten sich dabei vor allem auf die veränderten Temperaturgradienten in der Erstarrungszone, die durch die veränderten Strömungseigenschaften hervorgerufen werden. Beim Schweißen von heißbrisanfälligen Aluminiumlegierungen kann mit Hilfe des magnetischen Rührens die Heißbrissneigung signifikant gesenkt werden [Mou01].

Matsuda et al. verwendeten Wechselfelder mit Frequenzen von lediglich 2 Hz bis 15 Hz. Die optimalen Flussdichten geben sie mit 10 mT bis 15 mT an [Mat79]. Bei höheren Flussdichten konnten sie nachteilige Auswirkungen auf die Nahtoberfläche in Form einer starken Nahtschuppung beobachten.

Mousavi [Mou03] und **den Ouden** [Oud99] setzten beim magnetischen Rühren von Aluminium lediglich 20 mT ein, da darüber hinaus mit einer Destabilisierung des Prozesses zu rechnen war. Durch den hohen Stromfluss im Schmelzbad und im Lichtbogen kann der Prozess mit vergleichsweise geringen magnetischen Flussdichten geführt werden.

Typisch für das magnetische Rühren beim Lichtbogenschweißen ist daher die Verwendung von niedrigen Frequenzen und Flussdichten, mit denen unter anderem eine verbesserte Durchmischung des Schmelzbades erzielt werden kann. Es werden daher meist Flussdichten unter 50 mT (in wenigen Fällen bis zu 100 mT) und Frequenzen unter 50 Hz eingesetzt.

2.3.3. Elektromagnetische Beeinflussung beim Laserstrahlschweißen

Der Einsatz von elektromagnetischen Feldern wurde auch beim Laserstrahlschweißen untersucht. Anders als beim Lichtbogenschweißen werden dabei allerdings die Erkenntnisse aus der MHD herangezogen, da keine externen Ströme in das Schmelzbad geleitet werden (mit Ausnahme von Sonderverfahren).

Untersuchungen zum Einfluss magnetischer Gleichfelder beim Wärmeleitschweißen stellten **Teramoto** et al. vor [Ter94]. Vornehmlich anhand numerischer Untersuchungen konnten sie zeigen, dass sich die Geschwindigkeiten oberflächennaher Strömungen antiproportional zur Hartmann-Zahl verhalten und die Strömungen lokal gedämpft werden. Bei ihren Berechnungen verwendeten sie Magnetfelder mit einer Flussdichte von bis zu 4 T, die sowohl coaxial zum Laserstrahl als auch quer zur Vorschubrichtung ausgerichtet waren. Der Effekt ist dabei vergleichbar mit der Geschwindigkeitsdämpfung beim Gießen und auf strömungsinduzierte Volumenkräfte zurückzuführen, die stets entgegen der senkrecht zum Magnetfeld verlaufenden Geschwindigkeitskomponente verlaufen.

Wilden et al. beschrieben den Einfluss von transversalen Gleichfeldern beim Laserstrahl-Umschmelzen und beobachteten ebenfalls eine Dämpfung der konvektiven Strömung, die unabhängig vom Vorzeichen der Flussdichte ist [Wil04]. In den Untersuchungen setzten sie dabei ebenfalls verhältnismäßig starke Gleichfelder von bis zu 680 mT ein.

Im Falle des Laserauftragschweißens konnte **Dolles** hingegen bei der Verwendung von Gleichfeldern eine Abhängigkeit vom Vorzeichen der Flussdichte in Bezug auf die erzielte Beschichtungsgeometrie feststellen. Diese führte er auf signifikante thermoelektrische Spannungen zwischen dem beschichteten Substrat und dem aufgetragenen Werkstoff zurück. Für die Untersuchungen verwendete er ebenfalls hohe Flussdichten von bis zu 550 mT [Dol07].

Der Einsatz von Magnetfeldern beim Laserstrahl-tiefschweißen mit CO₂-Lasern wurde erstmals von **Tse** et al. vorgestellt. Sie untersuchten den Einfluss externer Magnetfelder auf das laserinduzierte Plasma. Aufgrund von inverser Bremsstrahlung schirmt das Plasma oberhalb des Keyholes einen Teil der Laserstrahlung ab und verringert so die zum Aufschmelzen verfügbare Leistung. Mit Hilfe von statischen Magnetfeldern konnten sie eine Veränderung der Ionen- und Elektronendichteverteilung im Plasma erzielen. Bei entsprechender Ausrichtung der magnetischen Feldlinien kann diese gesenkt und die Prozesseffizienz gesteigert werden [Tse98]. In einer Erweiterung dieser Anwendung wurde

zusätzlich zum Magnetfeld ein elektrisches Feld verwendet, das mit Hilfe einer Wolframelektrode direkt in die Plasmafackel eingebracht wurde und den Effekt nochmals verstärkte [Tse99].

Kern et al. untersuchten erstmals den Einfluss magnetischer Gleichfelder auf die Schmelzbadströmung beim Tiefschweißen sowie auf die Eigenschaften der resultierenden Schweißnaht [Ker99a]. Sie setzten dabei Flussdichten von bis zu 300 mT ein, wobei die Felder vornehmlich quer zur Schweißrichtung ausgerichtet waren. Als ein wesentlicher Effekt wurde eine zunehmende Laminarisierung der Schmelzbadströmung festgestellt, die eine allgemeine Beruhigung des Schweißprozesses hervorruft [Ker99]. Als Ursache wird wiederum die aus der MHD bekannte Dämpfung der Strömung angegeben. Durch die Dämpfung kann die Nahtqualität verbessert und die Spritzerbildung verringert werden. Zudem hat die Strömungsveränderung eine Modifizierung des konvektiven Wärmetransports und eine Veränderung der Schmelzbadgeometrie zur Folge. Beim Schweißen von Stahl kann durch die Strömungsdämpfung die Schwelle zur Bildung periodischer Nahtunregelmäßigkeiten (Humping) zu höheren Vorschubgeschwindigkeiten verschoben werden [Ker00a].

Bachmann et al. wiesen die dämpfende Wirkung des magnetischen Gleichfeldes anhand numerischer Simulationen nach [Bac13]. Die Wirkung wurde in diesem Zusammenhang als magnetisch induzierte Viskosität bezeichnet, die bei hohen Flussdichten (etwa 1 T bei Stahl) zur vollständigen Laminarisierung der Schmelzbadströmung führen kann.

Eine Möglichkeit, die elektromagnetischen Volumenkräfte im Schmelzbad signifikant zu steigern, bietet die Verwendung eines zusätzlichen extern angelegten elektrischen Feldes. **Xiao** et al. verwendeten bei diesem Sonderverfahren Wolframelektroden und Schleifkontakte, die mit der Bearbeitungsoptik mitgeführt und unmittelbar in der Nähe des Schmelzbades positioniert wurden [Xia01]. Alternativ brachten sie einen elektrischen Strom direkt über einen drahtförmigen Schweißzusatzwerkstoff ins Schmelzbad [Xia01a]. In beiden Fällen lassen sich starke Volumenkräfte im Schmelzbad hervorrufen, die weitestgehend unabhängig von der Schmelzbadströmung sind. Die Richtung der so erzeugten Volumenkräfte kann durch die relative Ausrichtung zwischen Strom- und Magnetfeldrichtung sowie durch die Polung beider Felder variiert werden. Durch die Verwendung von Wechselstrom in Verbindung mit einem magnetischen Gleichfeld können außerdem periodische Volumenkräfte erzeugt werden.

Vertiefte Untersuchungen zu den Auswirkungen von Gleich- und Wechselstrom in Kombination mit einem konstanten Magnetfeld wurden von **Lindenau** vorgestellt [Lin07]. Im Fall von Gleichstrom und konstantem Magnetfeld wurden insbesondere starke Auswirkungen auf die Einschweißtiefe, die Porenbildung, die Glättung der Nahtoberraupe sowie die Möglichkeit einer seitlichen Auslenkung des Schmelzbades festgestellt. Im Falle eines Wechselstromes konnten im Wesentlichen pendelnde Schmelzbadbewegungen erzeugt werden. Bereits ab Stromdichten von 10 A und Flussdichten von etwa 170 mT können signifikante Modifikationen des Schweißergebnissen erzielt werden. Bei sehr

hohen Stromdichten oberhalb von 100 A treten eigenmagnetische Volumenkräfte auf, die auch ohne zusätzliches externes Magnetfeld eine signifikante Modifikation der Schmelzbaddynamik bewirken. Mit Gleichströmen von 160 A bis 260 A kann die Querschnittsfläche des Schmelzbades deutlich beeinflusst und der drahtförmige Schweißzusatzwerkstoff besser über die gesamte Nahttiefe verteilt werden. Die mögliche Wechselwirkung zwischen einem elektrischen Wechselfeld und einem magnetischen Wechselfeld wurde für das Laserstrahl-tiefschweißen bisher noch nicht untersucht.

Ambrosy fasste in seiner Arbeit eine Vielfalt möglicher Wechselwirkungen zwischen externen Magnetfeldern und dem Schmelzbad für den Fall des Laserstrahl-tiefschweißens von Aluminium und von Edelstahl zusammen. Er gliederte die möglichen Effekte in unterschiedliche Konzepte auf, deren Bezeichnungen sich aus den jeweils maßgeblichen Wechselwirkungen ergeben [Amb09].

Das sogenannte strömungsinduzierte Konzept bezieht sich dabei auf die berührungslose Wechselwirkung zwischen einem externen statischen Magnetfeld mit der im Schmelzbad vorherrschenden Strömung. Die dabei im Schmelzbad hervorgerufene strömungsinduzierte Stromdichte entspricht dem zweiten Term in **Gleichung 2.3** und lautet:

$$\vec{j}_u(t) = \sigma(T) (\vec{v}(t) \times \vec{B}(t)). \quad (2.5)$$

Die strömungsinduzierte Stromdichte tritt insbesondere unter Einfluss eines Gleichfeldes auf, ist prinzipiell aber auch bei Wechselfeldern nicht vernachlässigbar. Die Wirkung entspricht im Wesentlichen der beim Hartmann-Effekt beschriebenen Strömungs-dämpfung. Der Unterschied zur klassischen Hartmann-Strömung liegt beim Laserstrahl-schweißen jedoch in der deutlich komplexeren Schmelzbadströmung. Um die Beeinflussung durch die strömungsinduzierten Kräfte abzuschätzen, wird die sogenannte Stuart-Zahl N verwendet, die sich aus der Hartmann-Zahl Ha und der Reynolds-Zahl Re zusammensetzt:

$$N = \frac{Ha^2}{Re} = \frac{\sigma \cdot r_{ch} \cdot B_0^2}{\rho \cdot v_{ch}}. \quad (2.6)$$

Sie beschreibt das Verhältnis aus strömungsinduzierten Volumenkräften und der Massenträgheit eines strömenden Fluids. Dabei ist B_0 die maximale Flussdichte, ρ die Dichte der Schmelze, r_{ch} eine typische Schmelzbaddimension (in der Regel die Länge) und v_{ch} eine charakteristische Strömungsgeschwindigkeit.

Mit dem intrinsischen Konzept fasst **Ambrosy** die Wechselwirkung des Magnetfeldes mit intrinsischen Strömen zusammen. Schon bei der Untersuchung des Einflusses der Richtung des Magnetfeldes auf die Nahtober- und Nahtquerschnittsfläche beim Schweißen mit CO_2 -Lasern konnte **Kern** signifikante Unterschiede bei Änderung des Vorzeichens der Flussdichte feststellen [Ker00]. So wurden bei Einschweißungen in die Aluminiumlegierung EN AW-5110 je nach Polung des quer zur Schweißrichtung ausgerichteten Magnetfeldes eine amphorenförmige oder eine keilförmige Naht-

querschnittsfläche festgestellt. Erstere ließ auf eine Kraftwirkung nach unten schließen, wohingegen bei der Umkehr der Feldrichtung eine nach oben gerichtete Kraft resultiert. Aus der Theorie der MHD ist die Strömungsdämpfung durch magnetische Gleichfelder jedoch unabhängig vom Vorzeichen der Flussdichte, weshalb **Kern** die Existenz eines intrinsischen Stroms postulierte [Ker00], der die reine strömungsinduzierte Wechselwirkung überlagert. Der Ursprung dieses intrinsischen Stroms wurde zunächst in thermoelektrischen Spannungen vermutet. Diese Vermutung konnte jedoch nicht bestätigt werden, da derartige richtungsabhängige Effekte beim Laserstrahl-tiefschweißen mit einem Nd:YAG-Laser bisher nicht beobachtet werden konnten [Amb09].

In weitergehenden Untersuchungen konnte geklärt werden, dass ein durch das Plasma induzierter prozesseigener Strom im Schmelzbad wirkt, dessen Stärke von der Plasmatemperatur abhängig ist. Aufgrund der wellenlängenabhängigen Absorption der Laserstrahlung im Metaldampf unterscheiden sich auch die Temperaturen im Plasma deutlich beim CO₂- und Nd:YAG-Laser, wodurch die starken Unterschiede des prozesseigenen intrinsischen Stroms begründet werden [Amb09]. Zwar konnten intrinsische Ströme auch beim Schweißen mit Festkörperlasern festgestellt werden, jedoch sind diese mit einer Größenordnung von etwa 1 A zu gering, um relevante Kräfte in Verbindung mit einem externen Magnetfeld hervorzurufen. Intrinsische Ströme können daher nach heutigem Wissensstand bei der Verwendung von Festkörperlasern vernachlässigt werden.

Beim induktiven Konzept wird die auf Induktion basierende Wechselwirkung zwischen Magnetfeld und Schmelzbad betrachtet. Dazu ist ein zeitlich veränderliches Magnetfeld notwendig. Gemäß dem Faradayschen Induktionsgesetz (siehe zum Beispiel [Nol02]) wird durch die zeitliche Änderung des Magnetfeldes ein induziertes elektrisches Feld $E_{in}(t)$ hervorgerufen, für das die Relation

$$\operatorname{rot} \vec{E}_{in}(t) = -\frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t} \quad (2.7)$$

gilt. Die induktive Stromdichte $\vec{j}_{in}(t)$ lautet dann

$$\vec{j}_{in}(t) = \sigma(T) \vec{E}_{in}(t) \quad . \quad (2.8)$$

Sowohl die strömungsinduzierte als auch die induktive Stromdichte addieren sich zu einer Gesamtstromdichte

$$\vec{j} = \vec{j}_u(t) + \vec{j}_{in}(t) = \sigma(T) (\vec{E}_{in}(t) + \vec{v}(t) \times \vec{B}(t)), \quad (2.9)$$

welche mit dem äußeren Magnetfeld wechselwirkt und in der Summe die Lorentz-Kraft

$$\vec{F}_L(t) = (\vec{j}_{in}(t) \times \vec{B}(t)) + (\vec{j}_u(t) \times \vec{B}(t)) = \vec{F}_{L,in}(t) + \vec{F}_{L,u}(t) \quad (2.10)$$

im Schmelzbad hervorruft. **Ambrosy** beschreibt diese Wechselwirkung für den Fall hochfrequenter Magnetfelder [Amb09]. Lösungen der Induktionsgleichung für das

Laserstrahl-tiefschweißen wurden bisher nur für hochfrequente Magnetfelder vorgestellt. Für die Formulierung der induktiven Volumenkraft wird dabei die Abschirmung des äußeren Magnetfeldes ausgenutzt. Dringt das magnetische Wechselfeld in ein elektrisch leitfähiges Medium ein, so wird es aufgrund eines induzierten Gegenfeldes mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche abgeschwächt [Mor90]. Die Eindringtiefe

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu_0\sigma f}} \quad (2.11)$$

bemisst dabei den Abstand zwischen der beaufschlagten Oberfläche und dem Punkt, bei dem die Flussdichte des äußeren Magnetfeldes aufgrund der Abschirmung auf e^{-1} gesunken ist. μ_0 ist dabei die magnetische Feldkonstante und f die Frequenz des Magnetfeldes. Mit steigender Frequenz nimmt die Eindringtiefe ab. Im Falle sehr hoher Frequenzen beträgt diese nur einen Bruchteil der Schmelzbadtiefe. Dieser Effekt wird als „Skinneffekt“ bezeichnet [Han78]. Durch die Konzentration der Feldlinien in der Skinschicht kann die induktive Volumenkraft bei hohen Frequenzen als senkrecht auf die Oberfläche wirkender magnetischer Druck beschrieben werden:

$$p_m = \frac{B^2}{4\mu} \quad (2.12)$$

Avilov und **Bachmann** setzten diese Druckkräfte beim Laserstrahlschweißen von dicken Blechen ein. Dadurch kann beispielsweise das schwerkraftbedingte Durchsacken der Schmelze kompensiert werden. Die Frequenzen der dafür verwendeten Magnetfelder liegen im Bereich von mehreren hundert Hertz bis zu wenigen Kilohertz. Zur Kompensation reichen bereits Flussdichteamplituden von 90 mT [Bac12] bis 200 mT [Avi12].

Schneider et al. [Sch13] setzten hochfrequente Magnetfelder ein, um die Oberfläche des Schmelzbades zu stabilisieren. Sie verwendeten dabei ein quer zur Schweißrichtung verlaufendes Magnetfeld mit einer Flussdichte von bis zu 500 mT und einer Frequenz von bis zu 10 kHz. Sie berichten von einer signifikanten Porenreduktion und einer glatteren Nahtoberfläche.

Der Einsatz von coaxial zum Laserstrahl ausgerichteter niederfrequenter Magnetfelder kann ebenfalls zur Schmelzbadbeeinflussung verwendet werden [Vol06]. Bei einer Flussdichte von maximal 140 mT und Frequenzen von bis zu 50 Hz konnte eine erhöhte Dynamik im Schmelzbad festgestellt werden. Das Verfahren zeigte zudem das Potential zur Verbesserung der Schmelzbadurchmischung. Die grundlegenden Mechanismen der Wechselwirkung im Falle der niederfrequenten coaxialen Magnetfelder mit den beim Laserstrahl-tiefschweißen typischen Schmelzbadimensionen und Strömungsgeschwindigkeiten wurden bisher allerdings noch nicht untersucht.

Die Erkenntnisse aus dem Bereich des Lichtbogenschweißens, bei denen ebenfalls coaxiale Magnetfelder eingesetzt werden, zeigen, dass eine niederfrequente Modulation der

Schmelzbadströmung zu einer Verbesserung der Durchmischung führen kann. Für den Laserstrahl-tiefschweißprozess sind die Beschreibungen der magnetischen Volumenkräfte beim Lichtbogenschweißen jedoch nicht übertragbar, da sie auf der Wechselwirkung mit dem externen Strom beruhen. Für das Laserstrahlschweißen müssen vielmehr die Erkenntnisse aus der MHD herangezogen werden. Die bisherigen Ansätze zur Beschreibung der magnetischen Volumenkräfte beim Laserstahlschweißen beruhen jedoch alle auf zeitgemittelten Annahmen, die sich jeweils durch eine zeitunabhängige Wirkung (Gleichfeld) oder die Reduzierung auf eine Oberflächendruckkraft (hochfrequentes Wechselfeld) begründen lassen. Diese Voraussetzungen sind jedoch im Fall niederfrequenter Magnetfelder nicht erfüllt. Aufgrund der komplexen Strömungen beim Laserstrahl-tiefschweißen erscheinen weder die Vernachlässigung der strömungs-induzierten Volumenkraft, noch die Mittelung der induktiven Volumenkraft auf eine konstante Oberflächenkraft im Hinblick auf die kurze Wechselwirkungsdauer des Schmelzbades mit dem niederfrequenten Wechselfeld plausibel. Für ein grundlegendes Verständnis der Schmelzbadbeeinflussung mit niederfrequenten Magnetfeldern sind vielmehr eine zeitabhängige Formulierung der magnetischen Volumenkräfte und eine zeitaufgelöste Betrachtung der Schmelzbadströmung notwendig.

3. Zielsetzung

Ein Ansatz zur Verbesserung der Schmelzbaddurchmischung beim Laserstrahl-tiefschweißen von Aluminiumlegierungen bietet der Einsatz von niederfrequenten Magnetfeldern [Vol04]. Als niederfrequent wird im Rahmen dieser Arbeit der Frequenzbereich bis 50 Hz betrachtet. Bisher sind die genauen Zusammenhänge zwischen der transienten Schmelzbadströmung und den zeitabhängigen magnetischen Volumenkräften für den Fall des Laserstrahl-tiefschweißens noch nicht vollständig verstanden.

Ziel dieser Arbeit ist es daher, den Wechselwirkungsmechanismus zwischen einem niederfrequenten Magnetfeld und dem beim Laserstrahl-tiefschweißen typischen Schmelzbad zeitaufgelöst zu beschreiben und die durch die Strömungsmanipulation resultierende Durchmischungsänderung eines in Drahtform in das Schmelzbad gebrachten Zusatzwerkstoffes herauszuarbeiten. Zu diesem Zweck sollen zwei Hauptaspekte betrachtet werden:

Zunächst gilt es, ein Verständnis für die primäre Richtung und die Zeitabhängigkeit der durch die Wechselwirkung mit der Strömung sowie durch Induktion im Schmelzbad hervorgerufenen magnetischen Volumenkräfte zu erlangen. Dazu sollen experimentelle Modelluntersuchungen durchgeführt werden, mit denen die Schmelzbadströmung zeitgemittelt und zeitaufgelöst sichtbar gemacht werden kann. Darüber hinaus soll ein numerisches Modell eines idealisierten Tiefschweißprozesses verwendet werden, um die räumliche Verteilung der magnetischen Volumenkräfte im Schmelzbad zu bestimmen. Dazu muss eine zeitabhängige Formulierung der magnetischen Volumenkräfte hergeleitet werden, die in das Strömungsmodell implementiert wird. Anhand einer Abschätzung kann dann die Größenordnung dieser Volumenkräfte ermittelt und die dominierenden Kraftanteile bei der Verwendung niederfrequenter Magnetfelder bestimmt werden.

Im nächsten Schritt soll der Einfluss der magnetischen Strömungsmanipulation auf die resultierende Siliziumverteilung für den Fall des Laserstrahl-tiefschweißprozesses mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff verstanden werden. Die dazu notwendigen Daten sollen aus Einschweißversuchen und unter Verwendung des idealisierten numerischen Modells gewonnen werden. Neben einer qualitativen Bewertung der Verteilungsänderung anhand von Schliffbildern soll erstmals eine mathematisch begründete quantitative Beurteilungsmethode der Durchmischungsänderung angewendet werden. Unter Berücksichtigung des zuvor erhaltenen Verständnisses über die zeitaufgelöste Wirkung der niederfrequenten Magnetfelder kann dann die Durchmischungsänderung bei unterschiedlichen Magnetfeldparametern bewertet und der Einfluss zusätzlicher prozessbedingter Störungen beurteilt werden.

4. Werkstoffe und Methoden

4.1. Werkstoffe

Für die experimentellen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit kommen die Aluminiumknetlegierung EN AW-1050A (Reinaluminium, Al 99,5%) sowie die siliziumhaltige Aluminiumknetlegierung EN AW-6082 T6 zum Einsatz. Für Schweißversuche mit Zusatzwerkstoff wird zusätzlich der drahtförmige Zusatzwerkstoff S Al 4047A (AlSi12(A)) mit einem Durchmesser von 1,2 mm verwendet. Die metallurgische Zusammensetzung der verwendeten Werkstoffe ist in **Tabelle 4.1** aufgelistet.

Für experimentelle Modelluntersuchungen kommen zudem die Kupferwerkstoffe SG-CuSi3 (Durchmesser 1,2 mm) sowie E-Cu 58 (Folie, Dicke: 0,1 mm) zum Einsatz. Die metallurgische Zusammensetzung der beiden Werkstoffe ist in **Tabelle 4.2** aufgezeigt. Darüber hinaus werden ein hochreiner Zindraht (Durchmesser: 1 mm) sowie globulitische Wolframpartikel (Durchmesser: 150 µm bis 250 µm) als Strömungsindikatoren in Röntgendurchstrahlungsuntersuchungen verwendet.

Tabelle 4.1: Zusammensetzung der verwendeten Aluminiumwerkstoffe in wt.-%.

Werkstoff	Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Ti	Al
EN AW-6082 T6	0,7 -1,3	0,5	0,1	0,4 - 1,0	0,6 - 1,2	0,10	Rest
EN AW-1050A	0,25	0,40	0,05	0,05	0,05	0,05	Rest
S Al 4047A (AlSi12(A))	11,00 - 13,00	0,60	0,30	0,15	0,2	0,15	Rest

Tabelle 4.2: Zusammensetzung der verwendeten Kupferwerkstoffe in wt.-%.

Werkstoff	Si	Fe	Sn	Mn	Zn	O	Cu
SG-CuSi3	2,8 -4,0	0,5	0,2	0,5 - 1,5	0,4	-	Rest
E-Cu 58	-	-	-	-	-	0,04	Rest

4.2. Versuchseinrichtungen und Systemtechnik

4.2.1. Laserstrahlquellen und Bearbeitungskopf

Für den Großteil der Untersuchungen kommt ein Scheibenlaser TruDisk 8002 der Firma Trumpf mit einer maximalen Leistung von 8 kW zum Einsatz. Der Laser verfügt über eine Wellenlänge von 1030 nm und hat ein Strahlparameterprodukt von 8 mm*mrad. Er wird über eine 200 µm Faser in eine Schweißoptik BEO d70 der Firma Trumpf geführt. Die

Kollimator-Brennweite beträgt 200 mm. Die Brennweite der Fokussieroptik beträgt ebenfalls 200 mm.

In einer an der Universität Osaka durchgeführten experimentellen Versuchsreihe kam der Faserlaser YLR10000 der Firma IPG mit einer maximalen Ausgangsleistung von 10 kW zum Einsatz. Er verfügt über eine Wellenlänge von 1070 nm und hat ein Strahlparameterprodukt von $11,6 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Der Laser wird über eine $300 \mu\text{m}$ Faser in eine Schweißoptik YW50 der Firma PRECITEC geführt. Die Kollimator-Brennweite beträgt 125 mm. Die Brennweite der Fokussieroptik beträgt 250 mm.

Zur Generierung niederfrequenter Magnetfelder wird eine eigens entwickelte Vorrichtung verwendet, die an die zuvor beschriebenen Schweißoptiken montiert werden kann. Zentraler Baustein dieser Vorrichtung ist eine Spule, die um einen zylinderförmigen weichmagnetischen Eisenkern angebracht ist, dessen unteres Ende konisch geformt ist. Spule und Kern sind mit der Schweißoptik verbunden und bilden den Bearbeitungskopf (siehe **Bild 4.1**).

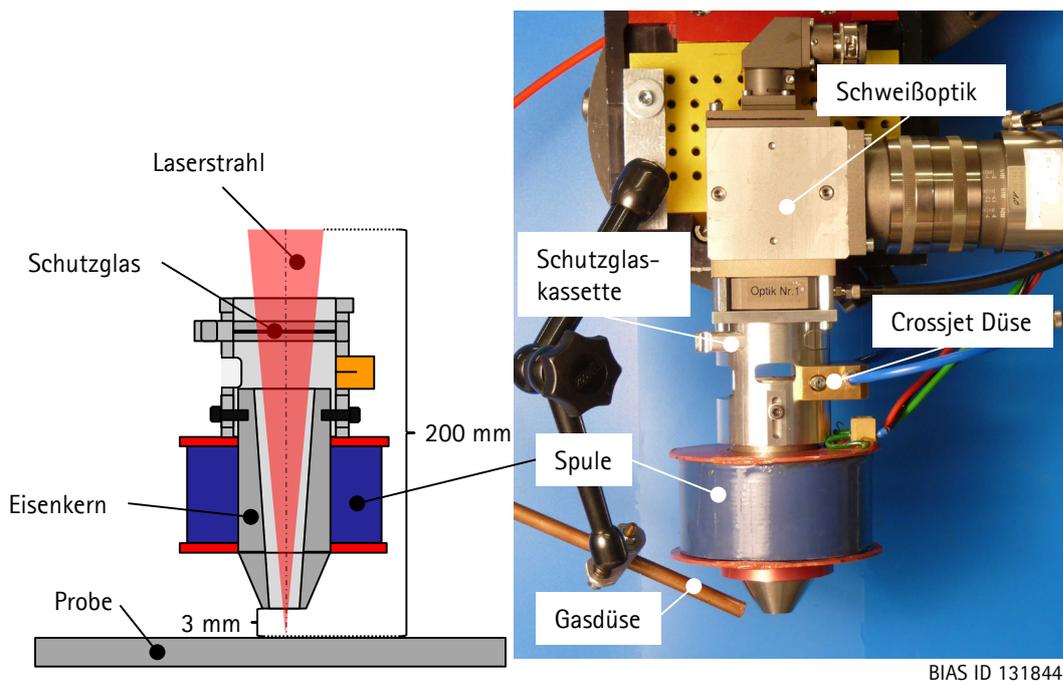


Bild 4.1: Bearbeitungskopf bestehend aus Schweißoptik und magnetischer Vorrichtung.

Der Eisenkern hat innen eine konische Aussparung und ist zusammen mit der Spule so konstruiert, dass der Laserstrahl koaxial durch diesen hindurch verlaufen kann. Durch diese Anordnung wird das von der Spule erzeugte Magnetfeld in den Bereich des laserinduzierten Schmelzbades geführt. Die magnetische Vorrichtung kann dabei in der Höhe verstellt werden. Für die experimentellen Untersuchungen wird die Höhe so angepasst, dass der Abstand der Kernunterkante zur geschweißten Blechoberfläche stets 3 mm beträgt, um eine hohe Bündelung der Flussdichte zu garantieren.

Zur Versorgung der Spule wird eine Stromversorgung SV-1000 der Firma FLE electronic mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1 kW verwendet. Mit Hilfe einer nachgeschalteten Brückenschaltung wird aus der konstanten Spannung ein rechteckförmiges Spannungssignal erzeugt, dessen Frequenz über einen Frequenzgenerator verändert werden kann. Zum Schutz vor Rückimpulsen aus der Spule ist die Brückenschaltung mit Schutzdioden gesichert.

4.2.2. Spannvorrichtung

Für Schweißversuche wird im Rahmen dieser Arbeit eine weitere Vorrichtung verwendet. Um die Flussdichte im Bereich des Schmelzbades zu erhöhen, wird ein Gegenkern verwendet, welcher unterhalb der zu schweißenden Probe in die Spannvorrichtung eingelassen ist (**Bild 4.2**). Auf diese Weise lässt sich die magnetische Suszeptibilität unterhalb der Probe deutlich erhöhen.

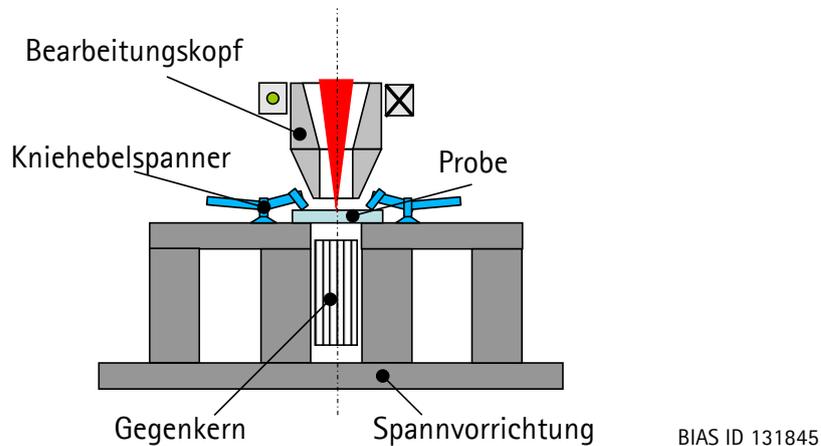
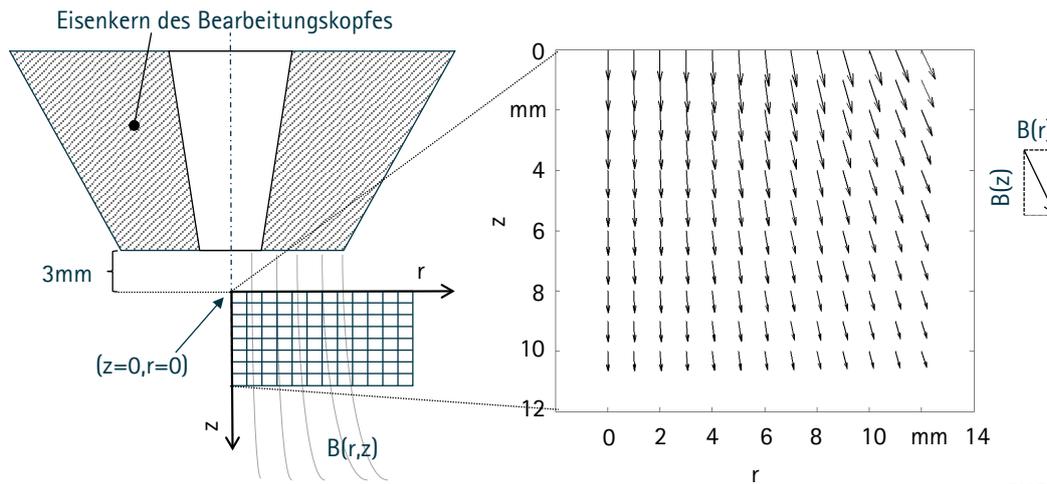


Bild 4.2: Prinzip des in der Spannvorrichtung eingelassenen Gegenkerns zur Erhöhung der lokalen Flussdichte.

Durch die Feldverzerrung wird so die Flussdichte im Bereich des Schmelzbades erhöht. Zudem verläuft das Feld im Bereich des laserinduzierten Schmelzbades bei Verwendung des Gegenkerns nahezu senkrecht zur Blechoberfläche.

4.2.3. Inhomogenes niederfrequentes Magnetfeld

Mit dem Digital-Teslameter FM 210 und der Magnetfeldsonde AS-NTM der Firma Projekt Elektronik wurde die Verteilung des Magnetfeldes entlang einer rotationssymmetrischen Ebene gemessen. Zu diesem Zweck wurde die Messebene in 1 mm x 1 mm große Abschnitte unterteilt und in jedem Abschnitt sowohl die radiale Flussdichte (mit vertikaler Sondenstellung) als auch die axiale Flussdichte (mit horizontaler Sondenstellung) vermessen. Aus den beiden Messungen wurde dann der lokale Vektor des Magnetfeldes bestimmt (**Bild 4.3**).



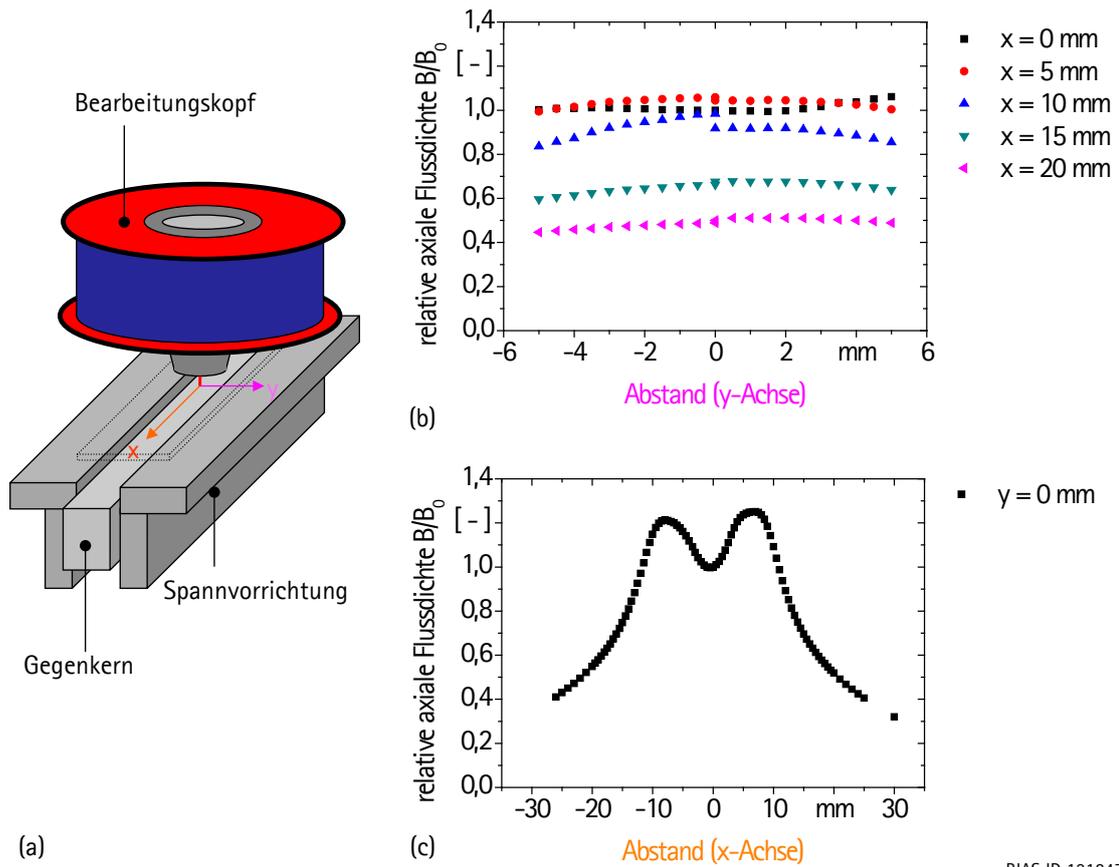
BIAS ID 131846

Bild 4.3: Magnetfeldverteilung unterhalb des Eisenkerns, dargestellt durch Vektoren an den gemessenen Punkten auf der rotationssymmetrischen Ebene (ohne Gegenkern).

Im Nullpunkt des Koordinatensystems dieser Messung, der 3 mm unterhalb der Eisenkernspitze und auf der Rotationsachse des Arbeitskopfes (gleichzeitig auch die Laserstrahlachse) liegt, verläuft das Magnetfeld koaxial zum Laserstrahl. Mit zunehmendem radialem Abstand weisen die Magnetfeldvektoren von der Laserstrahlachse weg, während die Länge der dargestellten Vektoren, die der Amplitude des Feldes entsprechen, jedoch zunimmt. Dies ist der Bauform des konisch geformten Kerns geschuldet, da die Flussdichte im Luftspalt leicht abnimmt. Mit zunehmendem Abstand von der Kernunterkante sinkt die Amplitude des Feldes ebenfalls ab.

Bei der Verwendung des Gegenkerns verläuft das Magnetfeld im Bereich der Wechselwirkungszone homogen in axialer Richtung. Für diese Konfiguration wurde die axiale Flussdichte in der Blechebene an signifikanten Punkten gemessen (**Bild 4.4 (a)**). Die Rotationssymmetrie ist bei Verwendung des Gegenkerns nicht mehr gegeben. Durch die quadratische Form des Gegenkerns ist die Flussdichte quer zur Vorschubrichtung nun nahezu homogen (**Bild 4.4 (b)**). Durch die Bauform des magnetischen Bearbeitungskopfes ist jedoch eine inhomogene Feldverteilung entlang der x-Achse gegeben (**Bild 4.4 (c)**). Die Flussdichte nimmt dabei mit zunehmendem Abstand von der Laserstrahlachse zunächst zu, sodass zwei lokale Maxima in einem Abstand von jeweils 8 mm von der Laserachse auftreten. Bei höheren Abständen sinkt die Flussdichte dann wieder ab.

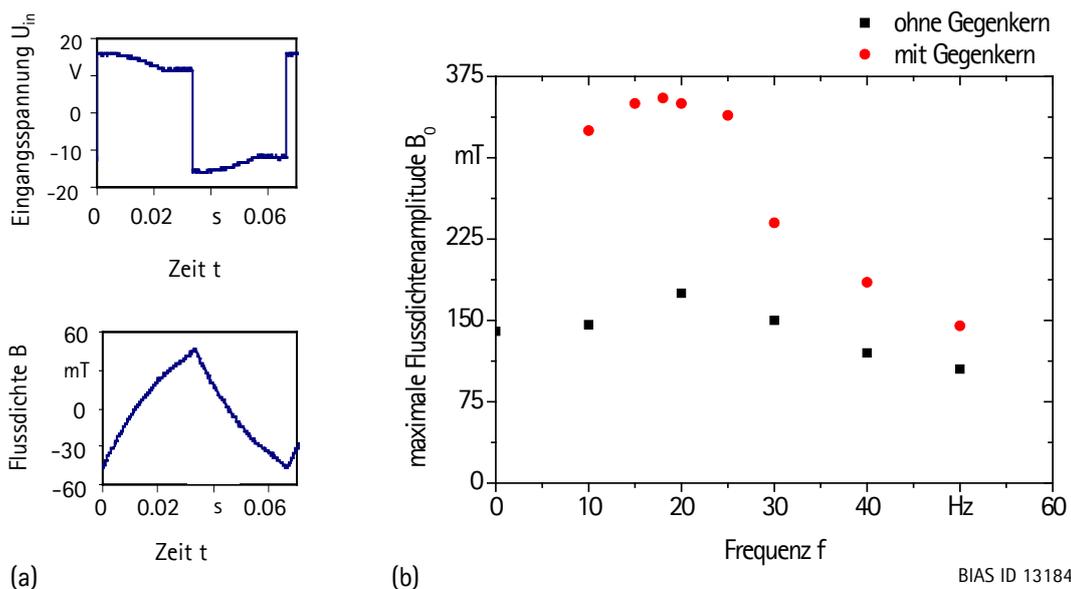
Eine typische Pulsform des niederfrequenten Magnetfeldes ist in **Bild 4.5 (a)** abgebildet. Durch das Anlegen einer rechteckförmigen Spannung wird von der Spule ein Magnetfeld mit einer dreieckförmigen Pulsform erzeugt. Als B_0 wird dabei stets die Flussdichteamplitude im Referenzpunkt (siehe Nullpunkt in **Bild 4.3**) bezeichnet.



BIAS ID 131847

Bild 4.4: (a) Vermessung der Flussdichte in der Blechebene bei Verwendung des Gegenkerns. (b) Flussdichteverteilung quer zur Vorschubrichtung. (c) Flussdichteverteilungen in Vorschubrichtung.

Die maximale Flussdichtenamplitude ist frequenzabhängig und nimmt insbesondere ab Frequenzen oberhalb von 30 Hz rasch ab (siehe **Bild 4.5 (b)**). Die höchste Flussdichte beträgt ohne Gegenkern 180 mT und mit Gegenkern 355 mT.



BIAS ID 131848

Bild 4.5: (a) Pulsform der Erregerspannung und resultierendes Magnetfeldsignal. (b) Frequenzabhängige Maximalwerte der Flussdichtenamplitude B_0 mit und ohne Gegenkern.

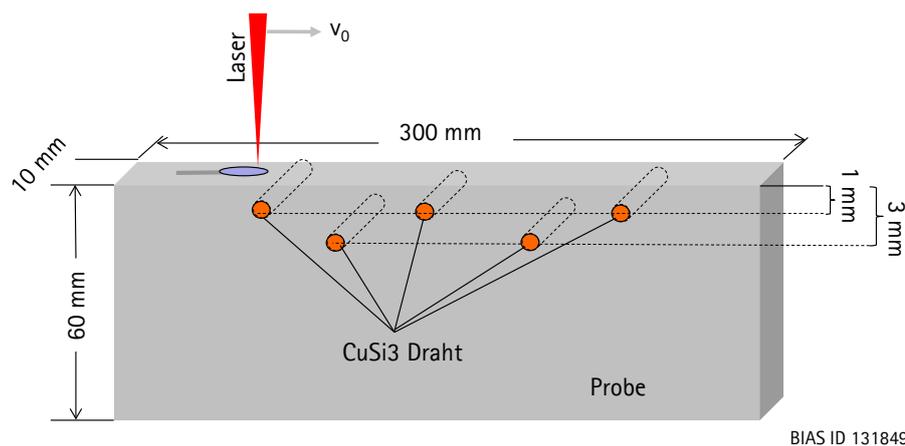
4.3. Experimentelle Modelluntersuchungen der Schmelzbadströmung

4.3.1. Al-Cu Modellsysteme

Eine effiziente Methode zur Darstellung von Schmelzbadströmungen beim Laserstrahlschweißen bietet die Injektion von Kontrastmitteln während des Prozesses. Beim Schweißen gelangt das eingebrachte Material in das Schmelzbad und folgt dort in fester oder flüssiger Form den Stromlinien der Strömung. Durch die Anfertigung von Schliffbildern lässt sich anschließend die Verteilung des Kontrastmittels analysieren (siehe beispielsweise [Bey95]).

Um den Einfluss des Magnetfeldes auf die Schmelzbadeströmung beim Laserstrahlschweißen von Aluminium zu analysieren, wird Kupfer als Kontrastmittel eingesetzt. Es lässt sich im Auflichtmikroskop durch Ätzen der Schliifffläche (Ätzmittel: wässrige Lösung 10% H_2SO_4 und 5% HF) gut sichtbar machen und kann sowohl in Folien- als auch in Drahtform appliziert werden.

Zur Untersuchung der Schmelzbadströmung werden zwei verschiedene Al-Cu-Modellsysteme verwendet. **Bild 4.6** zeigt das Prinzip der Punkt-Methode [Tan10]. Ein CuSi3-Draht mit einem Durchmesser von 1,2 mm wird in quer zur Schweißrichtung ausgerichteten Bohrungen in die Seite eines hochkant eingespannten Bleches aus EN AW-1050A, mit den Abmessungen 10 mm x 60 mm x 300 mm, eingebracht. Die Bohrungen befinden sich jeweils in einem Abstand von 1 mm und 3 mm zur oberen schmalen Seite des Bleches. Beim Einschweißen in die obere schmale Seite der präparierten Probe gelangte das Kupfer in das Schmelzbad und bildet nach dem Erstarren die von den unterschiedlichen Injektionspunkten ausgehenden Stromlinien zeitlich und räumlich integriert ab.



BIAS ID 131849

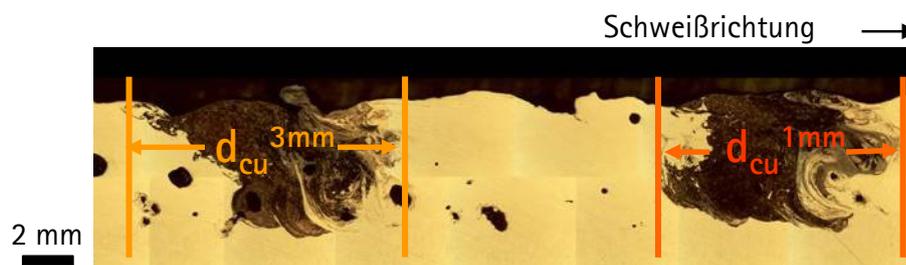
Bild 4.6: Prinzip der Punkt-Methode zur indirekten Darstellung einzelner Strömungsbündel der Schmelzbadströmung mit Hilfe von CuSi3-Drähten.

Für die Untersuchungen mit der Punkt-Methode wird der in **Kapitel 4.2.1** beschriebene Bearbeitungskopf (ohne Gegenkern) verwendet. Die Schweißprozessparameter sind in **Tabelle 4.3** gezeigt.

Tabelle 4.3: Schweißprozessparameter bei der Punkt-Methode.

Laserleistung P_L	8 kW
Vorschub v_0	6 m/min
Fokusslage f_0	-2 mm
Spotdurchmesser d_{spot}	200 μm
Schutzgasmenge (Argon)	30 l/min

Zur Analyse der Verteilung werden Längsschliffe entlang der Nahtmitte angefertigt. Ausgewertet wird daran die Gesamtlänge $d_{\text{Cu}}^{1\text{mm}}$ beziehungsweise $d_{\text{Cu}}^{3\text{mm}}$ der Kupferverteilungen in horizontaler Richtung (**Bild 4.7**). Dadurch lassen sich Rückschlüsse auf die relative Änderung eines von einem definierten Punkt ausgehenden Strömungsbündels unter Magnetfeldeinfluss gegenüber dem feldfreien Fall ziehen. Für die Messung der Länge wird ein Messfehler von 0,5 mm berücksichtigt. Dazu werden die in **Tabelle 4.4** gezeigten Magnetfeldparameter verwendet.



BIAS ID 131850

Bild 4.7: Auswertung der Gesamtlänge der Kupferverteilung in Nahtlängsrichtung am Längsschliff.**Tabelle 4.4:** Magnetfeldparameter für die Untersuchungen mit der Punkt-Methode.

Flussdichte B_0	0 mT	140 mT	146 mT	150 mT	150 mT	103 mT
Frequenz f	0 Hz	0 Hz	10 Hz	20 Hz	30 Hz	50 Hz

Ein zweites Al-Cu-Modellsystem ist die Curtain-Methode, die in **Bild 4.8** skizziert ist [Tan10]. Hierbei werden zwei Aluminiumbleche aus EN AW-1050A mit einer Dicke von 10 mm im Stumpfstoß positioniert. Zwischen die Stoßkanten wird eine 0,1 mm dicke Kupferfolie (E-Cu 58) gebracht. Im Anschluss wird eine Einschweißung quer zur eingebrachten Folie vorgenommen. Beim Kontakt mit dem Schmelzbad schmilzt die Kupferfolie über die gesamte Querschnittsfläche des Schmelzades auf und folgt der Strömung bis zur Erstarrung. Auf diese Weise kann die zum Zeitpunkt des Aufschmelzens

der Folie vorherrschende Schmelzbadströmung zeitlich gemittelt dargestellt werden. Zur Auswertung der Kupferverteilung wird analog zur Punkt-Methode die Gesamtlänge $d_{\text{Cu}}^{\text{Curtain}}$ der Kupferverteilung entlang der Längsschnittfläche gemessen. Zudem wird eine qualitative Analyse der Kupferverteilung anhand von Querschliffen vorgenommen. Pro Probe werden dazu mehrere Querschliffe in Abständen von jeweils 1 mm zueinander angefertigt. Zur Auswertung werden insgesamt drei Schliffe vor und vier Schliffe hinter dem Injektionspunkt betrachtet.

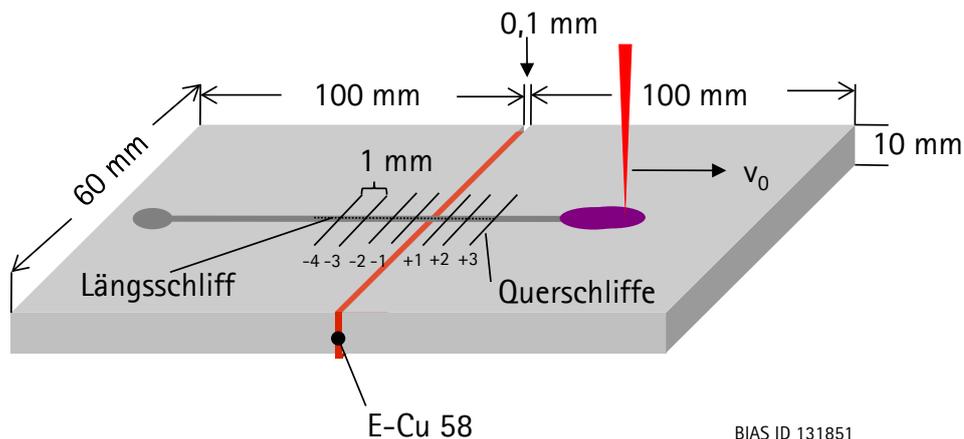


Bild 4.8: Prinzip der Curtain-Methode zur indirekten Darstellung der Querschnittsströmung mit Hilfe von Kupferfolien.

Für die Untersuchungen mit der Curtain-Methode werden unterschiedliche Vorschubgeschwindigkeiten und Laserstrahlleistungen eingesetzt. Dabei wird die Streckenenergie konstant gehalten, um eine gleichbleibende Einschweißtiefe zu erzielen. In **Tabelle 4.5** sind die Schweißprozessparameter aufgelistet. Zur Generierung der Gleichfelder wird der in **Kapitel 4.2.1** beschriebene Bearbeitungskopf (ohne Gegenkern) verwendet. Die Magnetfeldparameter für diese Versuchsreihe sind in **Tabelle 4.6** dargestellt.

Tabelle 4.5: Schweißprozessparameter bei der Curtain-Methode.

Laserleistung P_L	6 kW	7 kW	8 kW
Vorschub v_0	6 m/min	7 m/min	8 m/min
Streckenenergie E_s	60 kJ/m		
Fokuslage f_0	-2 mm		
Spotdurchmesser d_{spot}	200 μm		
Schutzgasmenge (Argon)	30 l/min		

Tabelle 4.6: Magnetfeldparameter bei der Curtain-Methode.

Flussdichte B_0	0 mT	140 mT
Frequenz f	0 Hz	0 Hz

4.3.2. Röntgenuntersuchungen der Schmelzbadströmungen

Die im vorherigen Kapitel beschriebenen Methoden eignen sich ausschließlich zur indirekten, zeitgemittelten Darstellung der Strömung. Auf die Strömungsveränderung kann nur anhand der erstarrten Schweißnaht geschlossen werden. Eine zeitabhängige Messung der Schmelzbadströmung bietet dagegen der Einsatz fokussierter Röntgenstrahlung. Durch die Fokussierung der Röntgenstrahlung können Intensitäten erreicht werden, die es erlauben, kontrastreiche Durchstrahlungsaufnahmen mit einer zeitlichen Auflösung von bis zu 500 Bildern pro Sekunde zu erreichen [Mat00].

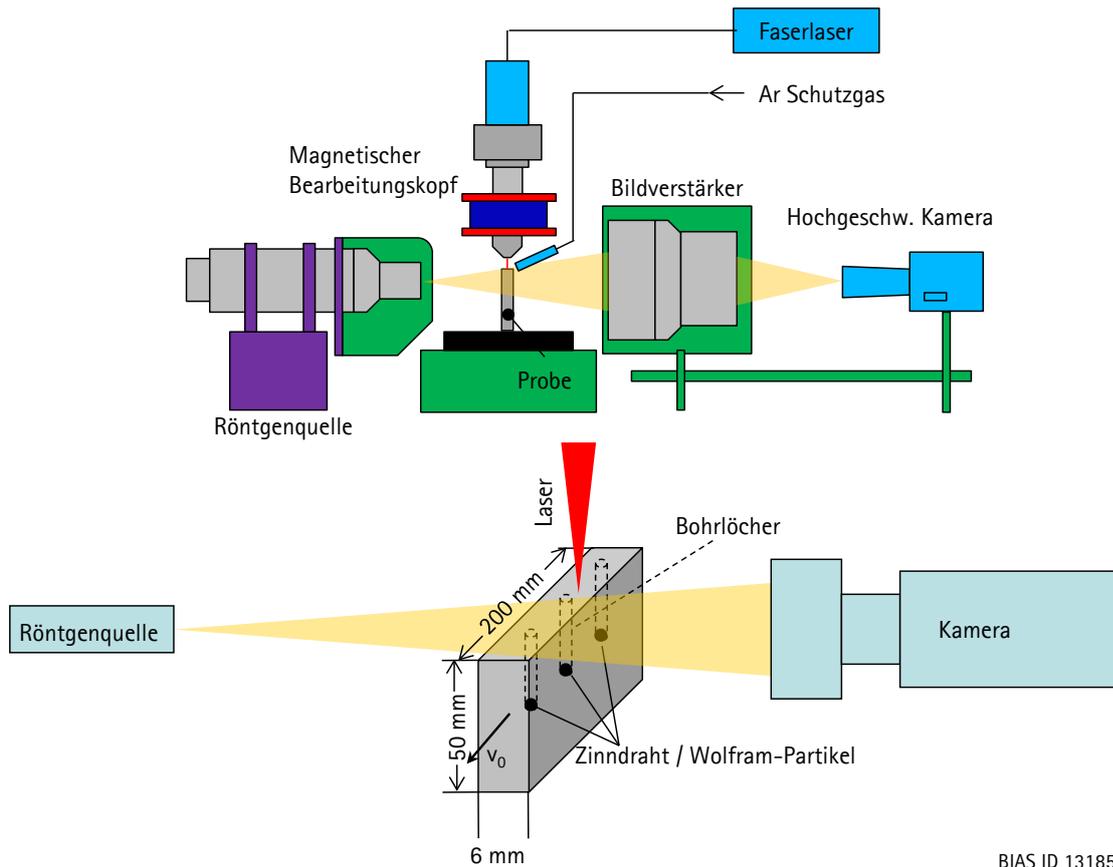
Eine derartige Versuchseinrichtung befindet sich an der Universität von Osaka im „Joining and Welding Research Institute (JWRI)“. Das Prinzip des Versuchsaufbaus für den Einsatz beim Laserstrahl-tiefschweißen ist in **Bild 4.9** dargestellt.

Für die Messung der Schmelzbadströmung in einem typischen Laserstrahl-tiefschweißprozess wird eine Einschweißung in die obere schmale Seite einer Aluminiumprobe vorgenommen. Als Probenmaterial wird die Aluminiumlegierung EN AW-6082 T6 verwendet. Die Proben haben die Abmessung 6 mm x 50 mm x 200 mm. Zur Abbildung der Strömung wird die Probe seitlich durchstrahlt. Der Brennfleck der Röntgenstrahlung ist dabei ortsfest. Um einen kontinuierlichen Schweißprozess aufzunehmen, wird die Probe daher quer zur Röntgenstrahlung und dem Bearbeitungskopf bewegt. Letzterer ist so positioniert, dass das laserinduzierte Schmelzbad möglichst vollständig im durchstrahlten Bereich liegt. Ein Verstärker intensiviert die transmittierte Röntgenstrahlung und projiziert das Bild auf eine Hochgeschwindigkeitskamera.

Die Schweißprozessparameter werden für diese Untersuchungsreihe konstant gehalten und sind in **Tabelle 4.7** dargestellt. Dabei wird der in **Kapitel 4.2.1** beschriebene Bearbeitungskopf (ohne Gegenkern) eingesetzt.

Tabelle 4.7: Schweißprozessparameter für die Röntgenuntersuchungen.

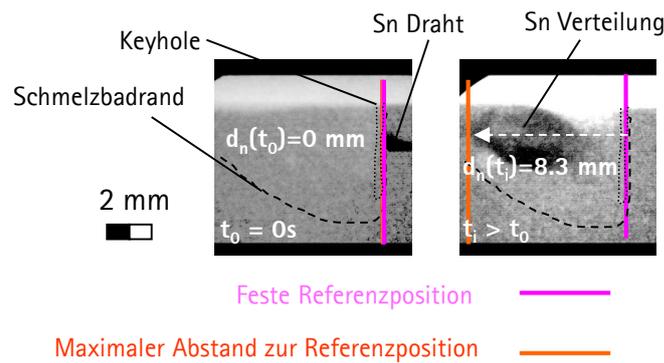
Leistung P_L	7 kW
Vorschub v_0	4 m/min
Fokuslage f_0	0 mm
Spotdurchmesser d_{spot}	600 μm
Schutzgasmenge (Argon)	30 l/min



BIAS ID 131852

Bild 4.9: Aufbau und Prinzip der Röntgendurchstrahlungsuntersuchungen zur zeitaufgelösten Darstellung der Schmelzbadströmung mit Hilfe von Zinn- und Wolfram-Indikatoren (nach [Gat11]).

Um die Schmelzbadströmung besser sichtbar zu machen, werden Kontrastmittel verwendet, deren Bewegung in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gut erfasst und ausgewertet werden können. Für die Untersuchungen kommen dabei zwei unterschiedliche Kontrastmittel zum Einsatz. Als erstes Kontrastmittel wird ein Zinndraht verwendet, der in vorgefertigte Bohrungen in der Probe platziert wird (**Bild 4.9**). Die kleinen Zinndrahtabschnitte (Durchmesser 1 mm, Länge 1 mm) schmelzen beim Kontakt mit der Schmelzbadfront und folgen von dort aus der Strömung. In den Aufnahmen ist das Zinn aufgrund seiner höheren Dichte als dunkle Fläche zu erkennen. Die Zinnverteilung kann als räumliches und zeitliches Abbild vieler einzelner Stromlinien verstanden werden. Die Abbildung entspricht dabei der zweidimensionalen Projektion der dreidimensionalen Schmelzbadströmung. Da das Zinn in flüssiger Form ins Schmelzbad übergeht, verteilt es sich rasch über die gesamte Schmelzbadtiefe und folgt dann der Strömung vom Keyhole zur Schmelzbadrückwand. Bezogen auf die Projektion der Strömung durch die Röntgenstrahlung eignet sich das Zinn daher sehr gut zur Darstellung der horizontalen Komponente der Schmelzbadströmung.



BIAS ID 131853

Bild 4.10: Analyseprinzip zur Quantifizierung der horizontalen Schmelzbadbewegung auf Basis der Zinnverteilung.

Zur Quantifizierung dieser Bewegung wird die horizontale Propagation des Zinns erfasst und mit einem zeitabhängigen Abstand $d_n(t_i)$ bezeichnet. In **Bild 4.10** ist das Prinzip der Analyse skizziert. Der Wert $d_n(t_i)$ beschreibt jeweils den maximalen horizontalen Abstand des am weitesten von einer Referenzposition entfernten Punktes der dunklen Zinnfläche zum Zeitpunkt t_i . Als Referenzpunkt wird die Position des Keyholes genommen, da diese, im Gegensatz zur Schmelzbadfront, in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen gut sichtbar ist. Die Zeit t_0 beschreibt dabei den Zeitpunkt, an dem die Zinnverteilung die Position des Keyholes erreicht. Zur Charakterisierung des Magnetfeldeinflusses wird die Propagation unter Feldeinfluss $d_{DC/AC}(t)$ mit der feldfreien Propagation $d_{ff}(t)$ verglichen. Daraus wird eine zeitabhängige Propagationsdifferenz

$$\Delta d_{DC/AC}(t_i) = d_{DC/AC}(t_i) - d_{ff}(t_i) \quad (4.1)$$

für jeden Zeitschritt t_i gebildet. Zusätzlich wird aus $d_n(t)$ die zeitabhängige horizontale Geschwindigkeit $v_n(t)$ der Zinnpropagation berechnet. Um die Berechnung zu glätten wird der dazu notwendige Differenzenquotient über verschieden lange Zeitabstände gemittelt:

$$v_n(t_i) = \frac{1}{3} \left(\frac{(d_n(t_i) - d_n(t_{i-1}))}{\Delta t_{XRay}} + \frac{(d_n(t_{i+1}) - d_n(t_{i-1}))}{2\Delta t_{XRay}} + \frac{(d_n(t_{i+2}) - d_n(t_{i-1}))}{3\Delta t_{XRay}} \right). \quad (4.2)$$

$\Delta t_{XRay} = t_i - t_{i-1}$ beschreibt den Zeitabstand zwischen jeder Aufnahme. In den Untersuchungen wird eine Bildwiederholrate von 500 Bildern pro Sekunde verwendet. Daraus resultiert ein Zeitabstand von $\Delta t_{XRay} = 2$ ms.

Analog zur zeitabhängigen Zinnpropagationsdifferenz wird auch die zeitabhängige Geschwindigkeitsdifferenz zum feldfreien Fall gebildet

$$\Delta v_{DC/AC}(t_i) = v_{DC/AC}(t_i) - v_{ff}(t_i) \quad (4.3)$$

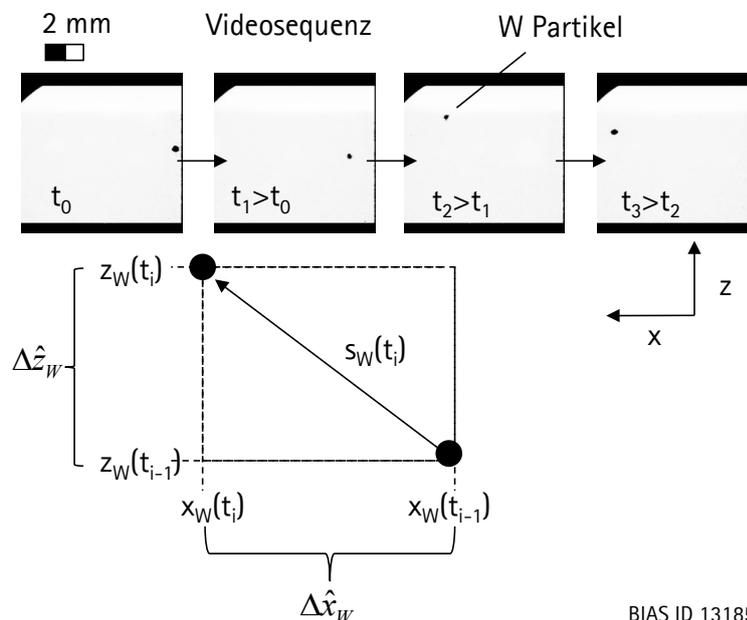
und so die Änderung unter Feldeinfluss quantifiziert.

Tabelle 4.8: Magnetfeldparameter zur Untersuchung der horizontalen Schmelzbadpropagation mittels Zinndraht.

Flussdichte B_0	0 mT	140 mT 70 mT	160 mT 120 mT 80 mT	120 mT	120 mT	120 mT	115 mT
Frequenz f	0 Hz	0 Hz	10 Hz	12 Hz	15 Hz	18 Hz	20 Hz

Für die Untersuchungen mit dem Zinndraht werden die in **Tabelle 4.8** gezeigten Magnetfeldparameter verwendet.

Als zweites Kontrastmittel zur Visualisierung der Strömung werden globulitische Wolframpartikel eingesetzt, die ebenfalls in Bohrungen vorplatziert werden und beim Kontakt mit dem Schmelzbad der Strömung folgen. Da die Schmelztemperatur der Wolframpartikel über der Verdampfungstemperatur des Aluminiums liegt, folgen sie der Strömung im festen Zustand. Die Masse der Partikel ist klein genug, um von der Schmelzbadströmung mitgetragen zu werden. Mit Hilfe der Wolframpartikel können einzelne Strömungstrajektorien sichtbar gemacht und die Geschwindigkeiten entlang der Trajektorie zeitaufgelöst analysiert werden. **Bild 4.11** zeigt eine typische Sequenz einer Wolframpartikelbewegung im Schmelzbad.



BIAS ID 131854

Bild 4.11: Bewegung der Wolframpartikel im Schmelzbad und Analyseprinzip zur Bestimmung der lokalen Geschwindigkeit.

Zur Bestimmung der lokalen Geschwindigkeit wird zu jedem Zeitpunkt t_i die horizontale Position $x_W(t_i)$ und die vertikale Position $z_W(t_i)$ des Partikels bestimmt. Unter

Berücksichtigung der Schweißgeschwindigkeit v_0 ergibt sich pro Zeitschritt eine horizontale und vertikale Verschiebung von

$$\Delta \hat{x}_W(t_i) = x_W(t_i) - x_W(t_{i-1}) - v_0 \Delta t_{XRay}, \quad (4.4)$$

$$\Delta \hat{z}_W(t_i) = z_W(t_i) - z_W(t_{i-1}). \quad (4.5)$$

Diese können zur einer Verschiebung entlang der Bahnlinie des Partikels zusammengefasst werden, sodass man

$$s_W(t_i) = \sqrt{\Delta \hat{x}(t_i)^2 + \Delta \hat{z}(t_i)^2} \quad (4.6)$$

erhält. Daraus wird die zeitabhängige Geschwindigkeit entlang der Partikeltrajektorie berechnet:

$$v_W(t_i) = s_W(t_i) / \Delta t_{XRay}. \quad (4.7)$$

Die Untersuchungen mit Hilfe der Wolframpartikel werden für die in **Tabelle 4.9** aufgelistet Magnetfeldparameter durchgeführt.

Tabelle 4.9: Magnetfeldparameter zur Untersuchung der lokalen Geschwindigkeit.

Flussdichte B_0	0 mT	140 mT	128 mT	120 mT	50 mT
Frequenz f	0 Hz	0 Hz	10 Hz	15 Hz	50 Hz

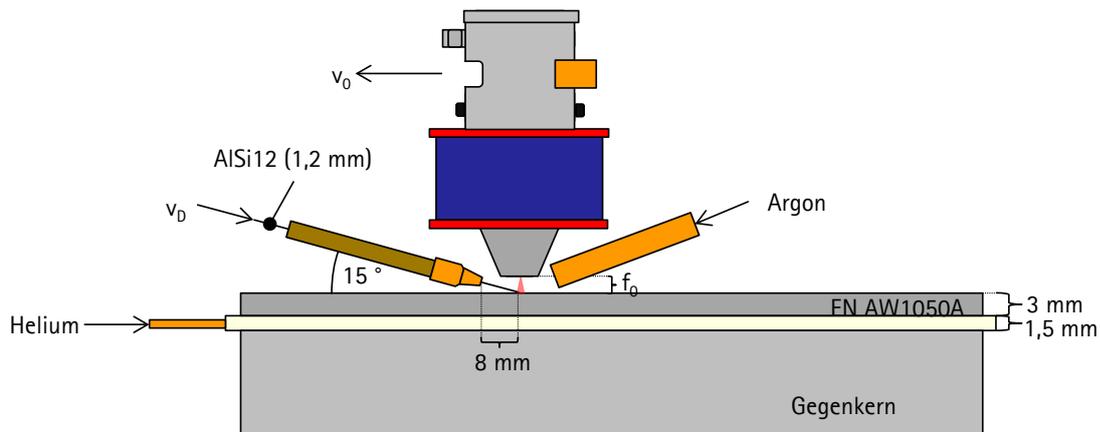
4.4. Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss auf die Durchmischung

4.4.1. Schweißversuche mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff

Zur Charakterisierung der Siliziumverteilung unter dem Einfluss niederfrequenter Magnetfelder werden Durchschweißversuche in EN AW-1050A Aluminiumproben (Abmessungen: 3 mm x 60 mm x 200 mm) unter Verwendung eines siliziumhaltigen Zusatzdraht AlSi12 (Durchmesser 1,2 mm) durchgeführt. Der Draht wird dazu in schleppender Konfiguration über eine externe Drahtzuführung in das Schmelzbad gebracht (**Bild 4.12**).

Zur Generierung der Magnetfelder wird der in **Kapitel 4.2.1** beschriebene Bearbeitungskopf verwendet. Der Fokuspunkt des Lasers befindet sich 3 mm über der Blechoberfläche. Darüber hinaus wird die in **Kapitel 4.2.2** beschriebene Spannvorrichtung mit Gegenkern verwendet. Der Abstand des Gegenkerns zur Blechunterkante beträgt dabei 1,5 mm. Aufgrund des Durchschweißprozesses wird zusätzlich zur Schutzgasabdeckung auf der Blechoberseite (mittels Argon) der Spalt zwischen Blech und Gegenkern mit Helium geflutet. Der Schweißprozess wird seitlich mit einer Hochgeschwindigkeitskamera Phantom V5.1 mit einer Bildwiederholrate von 2000 Bilder pro Sekunde aufgenommen.

Von den geschweißten Proben werden Längsschliffe entlang der Nahtmitte angefertigt, um die resultierende Siliziumverteilung zu analysieren.



BIAS ID 131855

Bild 4.12: Durchschweißversuche mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff.

Für die Untersuchungen werden konstante Schweißprozessparameter verwendet, die in **Tabelle 4.10** dargestellt sind. In **Tabelle 4.11** sind die verwendeten Magnetfeldparameter gezeigt.

Tabelle 4.10: Schweißprozessparameter für die Schweißversuche mit AISi12.

Leistung P_L	6,5 kW
Vorschub v_0	8 m/min
Drahtvorschub v_D	6 m/min
Fokuslage f_0	+3 mm
Spotdurchmesser d_{spot}	200 μm
Schutzgasmenge (Argon)	20 l/min
Wurzelgasmenge (Helium)	10 l/min

Tabelle 4.11: Magnetfeldparameter zur Untersuchung der lokalen Geschwindigkeit mittels Wolframpartikel.

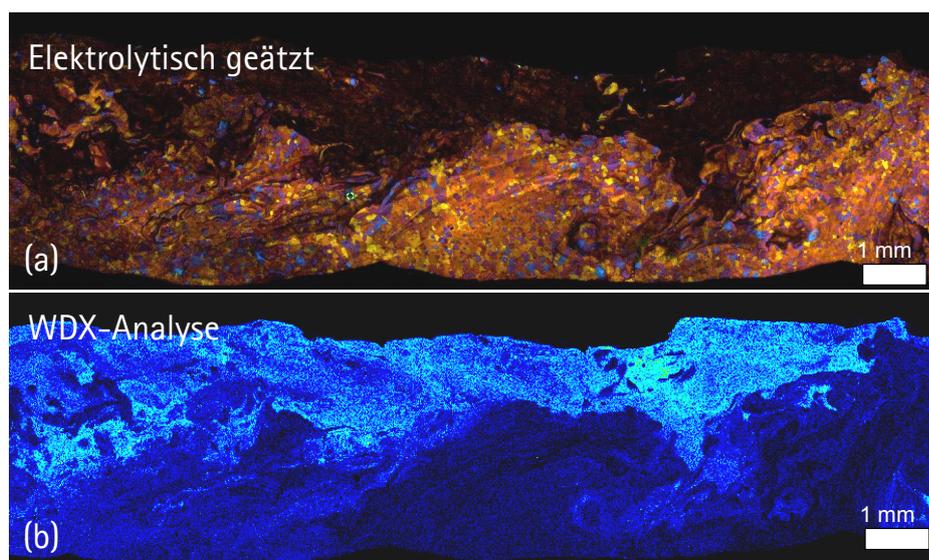
Flussdichte B_0	0 mT	140 mT					
		200 mT	200 mT	200 mT	200 mT	180 mT	
		250 mT	250 mT	250 mT	240 mT		
		300 mT	300 mT				
Frequenz f	0 Hz	15 Hz	20 Hz	25 Hz	30 Hz	40 Hz	50 Hz

In Stichversuchen wird außerdem bei konstanten Magnetfeldparametern eine periodische Modulation der Laserstrahlleistung vorgenommen. Auf diese Weise soll qualitativ untersucht werden, in welchem Verhältnis die durch die magnetischen Volumenkräfte bedingte Durchmischungsänderung zu einer erzwungenen periodischen Störung der Schweißprozessparameter stehen.

Bei einer festen Magnetfeldfrequenz von $f = 25 \text{ Hz}$ und einer Flussdichte von $B_0 = 200 \text{ mT}$ wird dazu die Laserleistung zwischen einer maximalen Leistung $P_{L,max} = 7,5 \text{ kW}$ und einer minimalen Leistung $P_{L,min} = 6,0 \text{ kW}$ rechteckförmig moduliert. Die Frequenzen der Modulation der Laserleistung beträgt dabei $f_L = 25 \text{ Hz} / 50 \text{ Hz} / 100 \text{ Hz}$.

4.4.2. Analyse der Siliziumverteilung

Zur qualitativen Darstellung der Siliziumverteilung an Längsschliffen werden die Schliefflächen elektrolytisch geätzt. **Bild 4.13 (a)** zeigt exemplarisch die unter einem Auflichtmikroskop aufgenommene, elektrolytisch geätzte Schlieffläche einer mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff geschweißten Aluminiumprobe. Neben den für das elektrolytische Ätzen typischen farblichen Flächen sind im oberen Teil der Naht dunkle Flächen zu beobachten.



BIAS ID 131856

Bild 4.13: (a) Elektrolytisch geätzte Längsschlifffläche einer mit siliziumhaltigem Zusatzwerkstoff geschweißten Aluminiumprobe (EN AW-1050A). (b) WDX-Analyse derselben Längsschlifffläche.

Um die Siliziumkonzentration quantitativ bestimmen zu können, werden wellenlängendispersive Röntgenspektroskopieuntersuchungen (WDX-Analyse) mit Hilfe einer Elektronenstrahlmikrosonde auf den Schliefflächen durchgeführt. Mit der WDX-Analyse kann der prozentuale Gewichtsanteil (wt.-%) des Siliziums flächig kartiert werden (Mapping). In **Bild 4.13 (b)** ist das Ergebnis einer solchen WDX-Analyse für die in **Bild 4.13 (a)** gezeigte Schlieffläche dargestellt.

Die Gegenüberstellung der beiden Untersuchungs- und Darstellungsmethoden ergibt eine sehr gute Übereinstimmung von Regionen mit erhöhter Siliziumkonzentration (WDX-Analyse) und den dunkel erscheinenden Flächen in der Lichtmikroskopaufnahme der geätzten Schlieffläche. Demzufolge kann das elektrolytische Ätzen als qualitative Darstellungsmethode für die Siliziumverteilung auf Schlieffbildern herangezogen werden. Auf diese Weise können qualitative Aussagen über die Änderungen der Siliziumverteilung für eine hohe Anzahl von Proben getroffen werden, ohne die deutlich aufwendigeren WDX-Analysen anwenden zu müssen. Absolute Konzentrationswerte lassen sich jedoch nur über WDX-Analysen bestimmen, weshalb zur quantitativen Verteilungsanalyse, insbesondere zur Quantifizierung der Inhomogenität der Siliziumkonzentration, eine ausgesuchte Menge an Proben mittels Mikrosonde untersucht wird. Dazu werden jeweils Nahtabschnitte von 20 mm x 4 mm vermessen. Die Mikrosonde vermisst dazu die Oberfläche mit einem Spotdurchmesser von 10 μm sowie einem Abstand der einzelnen Messpunkte von ebenfalls 10 μm . Daraus ergibt sich für jede untersuchte Schlieffläche eine 400 x 2000 Punkte umfassende Wertematrix der Siliziumkonzentration.

4.4.3. Quantifizierung der Inhomogenität am Längsschliff

Zur Quantifizierung der Durchmischung soll eine dimensionslose Größe verwendet werden, die die Inhomogenität einer flächenmäßigen Siliziumverteilung definiert. Dazu wird, wie in **Kapitel 2.2** beschrieben, ein Ansatz aus der digitalen Datenverarbeitung herangezogen. Die mit WDX-Analyse vermessenen Siliziumkonzentrationen liegen in diskreten Messwerten auf einer zweidimensionalen Matrix vor. Zur Reduzierung der Pixelanzahl werden jeweils die Werte von acht benachbarten Messpunkten zu einem Konzentrationswert zusammengefasst, sodass die Wertematrix von 400 x 2000 auf 50 x 250 Werte reduziert wird. Hierbei wird insbesondere die Tatsache berücksichtigt, dass aufgrund der Seigerungseffekte an den Korngrenzen sehr hohe Konzentrationen vorliegen können, die mitunter die Konzentrationen der umliegenden Messpunkte deutlich übersteigen und einen etwaigen Mittelwert dominieren würden. Um eine bessere Vergleichbarkeit mit numerisch berechneten Verteilungen zu erlangen, in denen insbesondere die Seigerungseffekte nicht berücksichtigt werden können, wird statt dem Mittelwert der häufigste Wert der acht benachbarten Messpunkte für die Zusammenfassung der Messwerte verwendet. Möglich wird diese Vorgehensweise durch die Tatsache, dass die mit der Mikrosonde gemessenen Konzentrationswerte in diskreten Werten mit festem Abstand quantisiert sind. Durch das Zusammenfassen beträgt der Abstand zu jedem Konzentrationswert dann $\Delta_{spot} = 80 \mu\text{m}$.

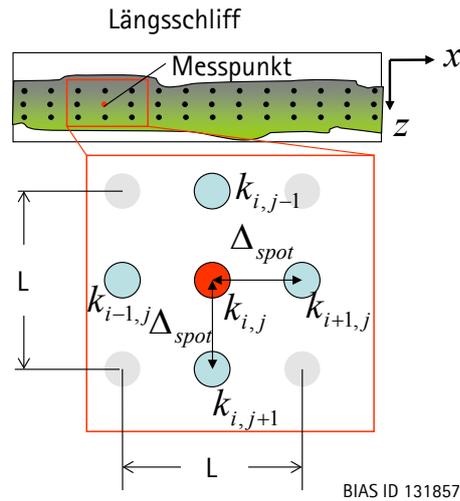


Bild 4.14: Lage der benachbarten Konzentrationswerte in einem $L \times L$ großen Wertefenster um einen einzelnen Konzentrationswert.

Für die dann verbleibenden 50×250 Konzentrationswerte wird eine lokale Varianz $\Sigma_{i,j}$ ermittelt. Diese ergibt sich aus allen Werten, die sich in einem $L \times L$ großen Wertefenster um den jeweiligen Konzentrationswert $k_{i,j}$ befinden (**Bild 4.14**):

$$\Sigma_{i,j} = \sqrt{\frac{1}{L^2} \sum_{\substack{i=-L,0,+L \\ j=-L,0,+L}} (k_{i,j} - \langle k_{i,j} \rangle)^2} . \quad (4.8)$$

Dabei ist $\langle k_{i,j} \rangle$ der Mittelwert aller Konzentrationswerte im Wertefenster und L^2 die Gesamtzahl der Konzentrationswerte im Wertefenster. Zusätzlich wird die lokale Diskontinuität $\Gamma_{i,j}$ bestimmt, die sich aus dem vertikalen Gradienten $G_{i,j}^v$ und dem horizontalen Gradienten $G_{i,j}^h$ des Wertefensters um den jeweiligen Konzentrationswert ergibt:

$$\Gamma_{i,j} = \sqrt{(G_{i,j}^v)^2 + (G_{i,j}^h)^2} . \quad (4.9)$$

Die Gradienten werden wie folgt berechnet:

$$G_{i,j}^v = \frac{k_{i,j+L/2} - k_{i,j-L/2}}{L \cdot \Delta_{spot}} , \quad (4.10)$$

$$G_{i,j}^h = \frac{k_{i+L/2,j} - k_{i-L/2,j}}{L \cdot \Delta_{spot}} . \quad (4.11)$$

Für jeden Konzentrationswert kann dann die lokale Inhomogenität $I_{i,j}$ definiert werden, die proportional zum Produkt aus Varianz und Diskontinuität ist [Kan05]:

$$I_{i,j} = \frac{\Sigma_{i,j}}{\Sigma_{\max}} \cdot \frac{\Gamma_{i,j}}{\Gamma_{\max}}. \quad (4.12)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Größenordnungen der Varianz und Diskontinuität werden die lokalen Werte jeweils durch die Normierungsgrößen Σ_{\max} und Γ_{\max} geteilt. Anders als in der digitalen Bildverarbeitung müssen die beiden Normierungsgrößen dabei global festgelegt und für den hier untersuchten Fall des Laserstrahltiefschweißens angepasst werden. Der Wert Σ_{\max} wird daher so definiert, dass er die maximal mögliche Varianz in einem Wertefenster angibt. Diese charakteristische Varianz ergibt sich aus der maximalen Konzentration k_{\max} und der Menge aller möglichen Konzentrationswerte in einem Wertefenster. Ein Wertefenster mit einer maximalen Varianz hat dann L^2 unterschiedliche Konzentrationswerte zwischen 0 und k_{\max} , wobei die einzelnen Werte so quantisiert sind, dass sie einen festen Abstand von $\frac{k_{\max}}{(L^2 - 1)}$ zum nächst höheren Wert haben. Für die charakteristische Varianz gilt demnach:

$$\Sigma_{\max} = \sqrt{\frac{1}{L^2} \sum_{q=0}^{L^2-1} \left(q \frac{k_{\max}}{(L^2 - 1)} - \left\langle \sum_{q=0}^{L^2-1} q \frac{k_{\max}}{(L^2 - 1)} \right\rangle \right)^2}. \quad (4.13)$$

Die maximale Diskontinuität ergibt sich ebenfalls aus der maximalen Konzentration k_{\max} und der Fenstergröße L. Sie beschreibt den größtmöglichen Gradienten in horizontaler und vertikaler Richtung:

$$\Gamma_{\max} = \sqrt{2} \cdot \left(\frac{k_{\max}}{L \cdot \Delta_{spot}} \right). \quad (4.14)$$

Aus der lokalen Inhomogenität $I_{i,j}$ lässt sich so schließlich der Mittelwert über die gesamte Probe errechnen, der dann als Inhomogenitätszahl

$$I = \langle I_{i,j} \rangle \quad (4.15)$$

definiert wird. Die Inhomogenitätszahl wird zur quantitativen Beurteilung der resultierenden Durchmischung verwendet. Für die Auswertung der untersuchten Siliziumkonzentrationen wird eine Fenstergröße von $L = 5$ Pixel und eine maximale Konzentration von $k_{\max} = 100$ wt.-% verwendet.

Ein Beispiel für ein Wertefenster mit einer hohen Varianz und Diskontinuität und damit einer hohen Inhomogenität ist in **Bild 4.15 (a)** dargestellt. Es beschreibt eine Verteilung die ein breites Spektrum an Konzentrationen von 0 wt.-% bis 100 wt.-% beinhaltet und ein hohes Konzentrationsgefälle aufweist. Nach dem beschriebenen Verfahren hat eine solche Konzentrationsverteilung eine lokale Inhomogenität von $I = 0,6$. Eine vergleichbare, jedoch für die in dieser Arbeit untersuchten Proben typischere Verteilung mit einer hohen

Inhomogenität und damit einer hohen Anzahl an unterschiedlichen Konzentrationswerten im lokalen Wertefenster ist in **Bild 4.15 (b)** dargestellt. Hier umfasst das Konzentrationsspektrum die maximal mögliche Anzahl an unterschiedlichen Werten zwischen 0 wt.-% bis 6 wt.-% bei einer Fenstergröße von $L = 5$ und spiegelt damit ein realistischeres Gefälle an Konzentrationen in einer geschweißten Naht wider. Bei gleicher Eichung ergibt sich hier eine lokale Inhomogenität von $I = 1,2 \cdot 10^{-4}$. Für die in dieser Arbeit betrachteten Verteilungen sind daher bei der gewählten Eichung Inhomogenitätswerte in einer vergleichbar kleinen Größenordnung zu erwarten.

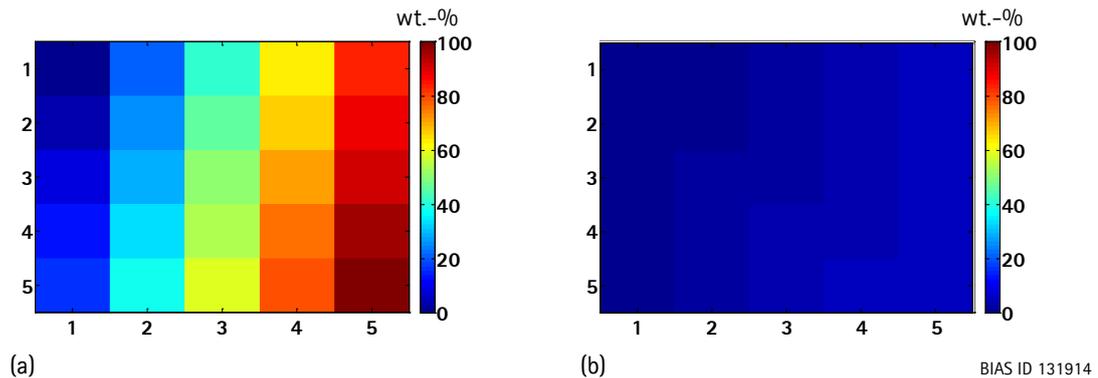


Bild 4.15: Beispiel einer Verteilung mit hoher Inhomogenität bei einer Fenstergröße von $L = 5$ und einer maximalen Konzentration von $k_{\max} = 100$ wt.-%. (a) Konzentrationsspektrum mit einer maximalen Konzentration von 100 wt.-%. (b) Konzentrationsspektrum mit einer maximalen Konzentration von 6 wt.-%.

4.5. Numerisches Modell der Schmelzbadströmung

4.5.1. Übersicht und Modellansatz

Mit Hilfe eines numerischen Modells wird der Tiefschweißprozess simuliert. Auf diese Weise lassen sich die dreidimensionale Verteilung der magnetischen Volumenkräfte sowie die transiente Strömung zeitaufgelöst berechnen. Durch die Komplexität der Strömung im laserinduzierten Schmelzbad ist eine vollständige analytische Beschreibung der Geschwindigkeitsfelder auch unter Verwendung von Vereinfachungen nicht möglich. Um die Wirkung der magnetischen Wechselfelder auf die Schmelzbadströmung orts aufgelöst berücksichtigen zu können, wird daher ein dreidimensionales Modell des Schmelzbades verwendet. Dabei wird die Modellgeometrie so gewählt, dass sie ortsfest im Koordinatensystem des Laserstrahls und Magnetfeldes ist. Das Werkstück bewegt sich mit gleichmäßiger Vorschubgeschwindigkeit v_0 relativ zum Laserstrahl. Die Modellgeometrie stellt einen Strömungskanal für den Werkstoff dar.

Für die Simulation des Tiefschweißprozesses werden folgende Phänomene berücksichtigt:

- Konvektiver und konduktiver Wärmetransport im Blech, im Draht und im Schmelzbad.
- Schmelzen und Erstarren des Werkstoffes.

- Umströmung des Keyholes.
- Marangoni-Konvektion aufgrund der temperaturabhängigen Oberflächenspannung.
- Scherströmung entlang der Keyholewand aufgrund des ausströmenden Metaldampfes.
- Transport des Zusatzwerkstoffes im Schmelzbad.

Um den Tiefschweißprozess mit Fokus auf der Verteilung des Zusatzwerkstoffes im Schmelzbad und der Schweißnaht (mit vertretbarem Zeitaufwand) berechnen zu können, werden zudem folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

- Die Strömung ist laminar und inkompressibel.
- Die Geometrie des Keyholes wird fest vorgegeben.
- Der Wärmeeintrag durch den Laser erfolgt über die Vorgabe einer festen Randtemperatur auf der Oberfläche des Keyholes.
- Die Geometrie der Schmelzbadoberfläche und der Schweißnaht werden fest vorgegeben.
- Sowohl für das Blech als auch für den drahtförmigen Zusatzwerkstoff werden mit Ausnahme der Viskosität die Werkstoffeigenschaften von reinem Aluminium angenommen.
- Der Siliziumanteil im Zusatzwerkstoff wird über eine dimensionslose skalare Größe φ_{Si} berücksichtigt, die den prozentualen Gewichtsanteil von Silizium mit einem Wert von 0 bis 100 angibt.
- Die Bewegung der erstarrten Schmelze wird mit Hilfe einer temperaturabhängigen Volumenkraft modelliert.
- Die Schmelzenthalpie wird mit Hilfe einer modifizierten Wärmekapazität simuliert.

Die Strömung und die Temperaturverteilung im Schmelzbad können mit Hilfe der Navier-Stokes-Gleichungen berechnet werden. Diese teilen sich in die Massenerhaltung (inkompressibel)

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (4.16)$$

die Energieerhaltung

$$\frac{\partial \left(\rho \left(h + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \right)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \vec{U} \left(h + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \right) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \quad (4.17)$$

sowie die Impulserhaltung

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \eta \left(\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} \right) + \vec{F} \quad (4.18)$$

auf. ρ ist dabei die Dichte, \vec{v} das Geschwindigkeitsfeld, h die Enthalpie, p der Druck, λ die Wärmeleitfähigkeit, T die Temperatur und η die dynamische Viskosität. \vec{F} beschreibt alle internen und externen Kraftfelder, die zur Dynamik beitragen.

Der Anteil des Siliziums im Zusatzwerkstoff wird mit einer skalaren Größe φ_{Si} quantifiziert, deren Verteilung mit Hilfe einer zusätzlichen konvektiven und diffusiven Erhaltungsgleichung der Form

$$\frac{\partial(\rho \varphi_{Si})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \varphi_{Si}) = \nabla \cdot (\rho D_{\varphi_{Si}} \nabla \varphi_{Si}) \quad (4.19)$$

berechnet wird. Die Verteilung wird dabei auf Basis des mit der Impulsgleichung gelösten Geschwindigkeitsfeldes \vec{v} bestimmt, ohne jedoch direkten Einfluss auf die Strömung selbst zu haben. $D_{\varphi_{Si}}$ beschreibt dabei die Diffusivität des Siliziums in Aluminium.

Neben den Erhaltungsgleichungen werden die Zustandsgleichungen für den Druck p und die Enthalpie h über die Relationen

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad (4.20)$$

$$dh = c_p^* \cdot dT \quad (4.21)$$

bestimmt. R ist dabei die ideale Gaskonstante und c_p^* die effektive Wärmekapazität bei konstantem Druck.

Um die Erhaltungs- und Zustandsgleichungen gekoppelt zu lösen wird die CFD-Software CFX 13.0 der Firma ANSYS® verwendet. Deren Lösungsverfahren basiert auf der Finite-Volumen-Methode [CFX09]. Dazu wird der Strömungskörper in diskrete Volumenelemente unterteilt und die Differentialgleichungen durch Differenzgleichungen ersetzt, die in ihrer Gesamtheit eine Lösungsmatrix mit zahlreichen Unbekannten ergeben. Die Lösung der Matrix unter Angabe von Randbedingungen teilt sich in die Berechnung der räumlichen Ableitungen sowie der Zeitableitungen auf. Die räumliche Ableitung wird mit Hilfe eines *High-Resolution* Verfahrens iterativ gelöst, wobei vom Strömungseingang zum Strömungsausgang gerechnet wird (*Upwind Verfahren* [CFX09]). Die Berechnung der Zeitableitung kann in zwei verschiedenen Modi erfolgen. Für transiente Simulationen wird die Zeitableitung aus Werten des vorangegangenen Zeitschrittes mit Werten des aktuellen Zeitschrittes unter Zuhilfenahme des Euler-Verfahrens (*first order backward Euler* [CFX09]) bestimmt. Bei statischer Simulation (*steady-state*) wird die Zeitableitung in das iterative High-Resolution Verfahren integriert, wobei davon ausgegangen wird, dass die Strömung asymptotisch in einen quasi-statischen Zustand übergeht und die Zeitableitungen den Wert Null anstrebt.

4.5.2. Modellbeschreibung

Für die Strömungsberechnung muss ein Werkstoffmodell implementiert werden, das alle relevanten thermo- und fluiddynamischen Eigenschaften für den Tiefschweißprozess beinhaltet. Dabei muss zwischen festem und flüssigem Zustand unterschieden werden. Als Konvention werden alle Modellgrößen, die sich auf die Eigenschaften im flüssigen Aggregatzustand beziehen, mit einem tiefstehenden „l“ (liquid) und jene für den festen Zustand mit einem tiefstehenden „s“ (solid) gekennzeichnet. Die skalaren Größen β_l und β_s beschreiben in Abhängigkeit von der Temperatur T die flüssige und feste Massenfraktion gemäß

$$\beta_l(T) = \begin{cases} 1 & T > T_L \\ \frac{T - T_S}{\Delta T_M} & \text{für } T_L > T > T_S ; \\ 0 & T < T_S \end{cases} \quad \text{und } \beta_s(T) = 1 - \beta_l(T). \quad (4.22)$$

Das Temperaturintervall $\Delta T_M = T_L - T_S$ mit der Liquidustemperatur T_L und der Solidustemperatur T_S beschreibt den Übergangsbereich vom festen in den flüssigen Zustand. Trotz der eigentlich isothermen Erstarrung des in diesem Modell angenommenen Reinaluminiums ist das Temperaturintervall numerisch notwendig, da sonst keine konvergente Lösung möglich ist.

Die Werkstoffeigenschaften werden im Übergangsbereich über eine lineare Mischungsregel bestimmt und sind daher wie folgt definiert:

$$\rho(T) = \rho_l(T) \cdot \beta_l(T) + \rho_s(T) \cdot \beta_s(T), \quad (4.23)$$

$$\lambda(T) = \lambda_l(T) \cdot \beta_l(T) + \lambda_s(T) \cdot \beta_s(T), \quad (4.24)$$

$$\eta(T) = \eta_l(T) \cdot \beta_l(T) + \eta_s(T) \cdot \beta_s(T), \quad (4.25)$$

$$\sigma(T) = \sigma_l(T) \cdot \beta_l(T) + \sigma_s(T) \cdot \beta_s(T), \quad (4.26)$$

$$c_p(T) = c_{p,l}(T) \cdot \beta_l(T) + c_{p,s}(T) \cdot \beta_s(T). \quad (4.27)$$

$\sigma(T)$ beschreibt die elektrische Leitfähigkeit, die für die Berechnung der magnetischen Volumenkräfte verwendet wird. Für die Viskosität der flüssigen Phase η_l wird das Moelwyn-Hughes Modell für binäre Systeme verwendet [Moe61]. Es beschreibt die Viskosität in Abhängigkeit der molaren Fraktionen x_{Al} und x_{Si}

$$\eta_l(T) = (x_{Al} \cdot \eta_{l,Al} + x_{Si} \cdot \eta_{l,Si}) \cdot \left(1 - 2x_{Al}x_{Si} \frac{dU}{k_B T} \right). \quad (4.28)$$

$\mu_{l,Al}$ und $\mu_{l,Si}$ sind die Viskositäten von Aluminium und Silizium. dU beschreibt die Austauschenergie zwischen Aluminium und Silizium [lid88] und k_B die Boltzmann

Konstante. Die Austauschenergie ermittelt sich aus der integralen Mischungsenthalpie H_E (siehe zum Beispiel [Mur84]):

$$dU = \frac{H_E}{x_{Al} x_{Si} N_A}, \quad (4.29)$$

wobei N_A die Avogadro Konstante ist. Im **Anhang A.2** ist der Verlauf der Mischungsenthalpie H_E über die molare Fraktion x_{Si} des Siliziums dargestellt.

Die Diffusivität $D_{\Phi_{Si}}$ der skalaren Größe φ_{Si} , welche die Diffusion des Siliziums im Schmelzbad definiert, wird mit Hilfe der Arrhenius Gleichung bestimmt:

$$D_{\Phi_{Si}}(T) = D_{0,Si} \exp\left[-\frac{Q_{Si}}{RT}\right]. \quad (4.30)$$

$D_{0,Si}$ ist dabei der Diffusionskoeffizient und Q_{Si} die Aktivierungsenergie. Für die Simulation wird auf Literaturwerte zurückgegriffen, die auf experimentell gemessenen Werten sowie empirischen Berechnungen basieren (sie sind im **Anhang A.2** wiedergegeben).

Die übrigen Werkstoffeigenschaften werden als temperaturabhängig angenommen. Dazu wird, bis auf die in **Gleichung 4.28** verwendete Viskosität von Silizium, auf Literaturwerte für reines Aluminium zurückgegriffen. Sie sind im **Anhang A.2** beschrieben.

Beim Schmelzen wird die latente Schmelzenthalpie ΔH benötigt, um die Bindungskräfte zwischen den Metallatomen zu überwinden. Beim Erstarren wird die gleiche Menge freigesetzt. Die latente Schmelzenthalpie verursacht einen Sprung der Enthalpie zwischen festem und flüssigem Zustand. Um diesen Enthalpiesprung in der Simulation zu berücksichtigen, wird die Methode der modifizierten Wärmekapazität (siehe zum Beispiel [Hu96]) in **Gleichung 4.21** verwendet. Sie wird mit

$$c_p^*(T) = c_p(T) + \frac{\exp\left\{-\frac{T - T_M}{\Delta T_M}\right\}^2}{\sqrt{\pi} \Delta T_M} \Delta H \quad (4.31)$$

beschrieben. T_M beschreibt dabei die Schmelztemperatur. Die hier gewählte Form mit einer gaussförmigen Funktion wurde bereits erfolgreich zur Simulation eines Schweißprozesses eingesetzt [Bac12].

Zur Simulation der Erstarrung wird die Volumenkraft \vec{F}_S in der Impulsgleichung verwendet, die beim Unterschreiten der Schmelztemperatur die Strömung dominiert. Dadurch kann die Festkörperbewegung vorgegeben werden:

$$\vec{F}_S = -K \cdot (\vec{v} - v_0) \quad (4.32)$$

Der Koeffizient K setzt sich multiplikativ aus einer Erstarrungskonstante C_0 und der sogenannten Carman-Kozeny Relation (erstmalig publiziert in [Koz27]) zusammen

$$K = C_0 \frac{(1 - \beta_l^*(T))^2}{\beta_l^*(T)^3 + \varepsilon}. \quad (4.33)$$

Der Koeffizient K beschreibt die Permeabilität im Übergangsbereich vom festen zum flüssigen Zustand. Der Wert ε ist ein Parameter, der verhindert, dass der Nenner in **Gleichung 4.33** Null wird. In der Carman-Kozeny Relation wird die modifizierte Massenfraktion

$$\beta_s^*(T) = \begin{cases} 0 & T > T_M \\ \frac{T - T_S}{0,5 \cdot \Delta T_M} & \text{für } T_M > T > T_S \\ 1 & T < T_S \end{cases} \quad (4.34)$$

verwendet, da die Volumenkraft erst beim Unterschreiten der Schmelztemperatur von Null verschieden sein soll.

Um die auftriebsbedingte Konvektion aufgrund der temperaturabhängigen Dichte zu berücksichtigen, wird die Volumenkraft

$$\vec{F}_g = -\rho(T) \cdot g \cdot \vec{e}_z \quad (4.35)$$

in die Impulsgleichung integriert. g beschreibt dabei die Erdbeschleunigung, die in Richtung der negativen z -Achse gerichtet ist.

Die durch die niederfrequenten Magnetfelder induzierte Lorentz-Kraft wird ebenfalls in der Impulsgleichung berücksichtigt. Sie setzt sich aus der strömungsinduzierten Volumenkraft $\vec{F}_{L,u}$ und der induktiven Volumenkraft $\vec{F}_{L,in}$ zusammen und wird zudem mit der modifizierten Massenfraktion multipliziert

$$\vec{F}_L = (1 - \beta_s^*) \cdot [\vec{F}_{L,u} + \vec{F}_{L,in}]. \quad (4.36)$$

Die zeitabhängige Formulierung der beiden Kraftterme wird in **Kapitel 4.5.3** hergeleitet. Für die räumliche Verteilung der Flussdichte wird die in **Bild 4.4** gezeigte experimentell gemessene Verteilung des Feldes bei Verwendung eines Gegenkerns verwendet. In der Impulsgleichung ergibt sich dann ein Gesamtkraftterm von

$$\vec{F} = \vec{F}_S + \vec{F}_g + \vec{F}_L. \quad (4.37)$$

Für die Simulationen wird ein Strömungskörper verwendet, der ein Halbmodell des Schweißprozesses darstellt, dessen Symmetrieffläche am Längsschnitt entlang der Nahtmitte verläuft. Der so gewählte Berechnungsraum ist in **Bild 4.16** dargestellt. Er besteht aus einem rechteckigen Volumen mit einer Abmessung von 30 mm x 10 mm x 3 mm, welches das 3 mm dicke Aluminiumblech repräsentiert. Zudem

werden der schleppend zugeführte drahtförmige Zusatzwerkstoff mit einem Durchmesser von 1,2 mm und eine als rund angenommene Ober- und Unterraupen für die Nahtgeometrie verwendet. Auf Basis experimenteller Ergebnisse wird für die Nahtberraupe eine maximale Überhöhung von 0,8 mm und für die Unterraupen eine maximale Höhe von 0,2 mm vorgegeben.

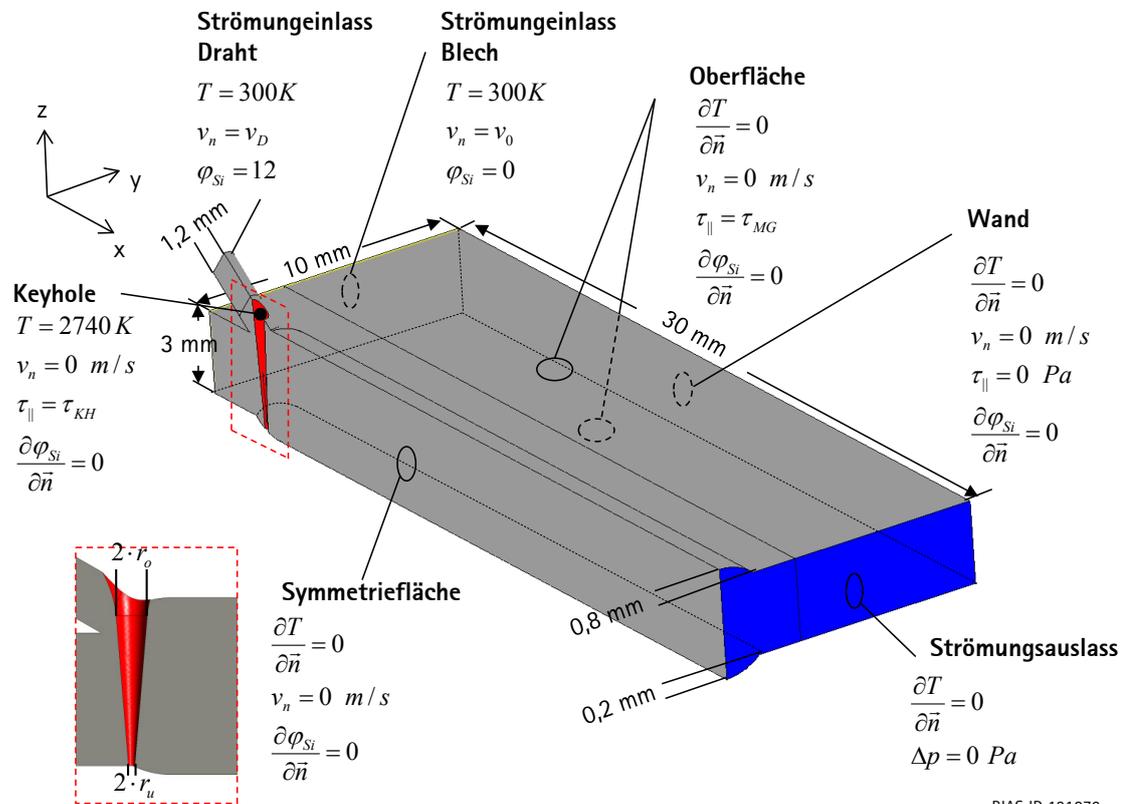


Bild 4.16: Skizze der Modellgeometrie und Randbedingungen für die Simulation. Index n bezeichnet die zur jeweiligen Oberfläche normale Komponente. \vec{n} ist der Normaleneinheitsvektor. Index $||$ bezeichnet die zur jeweiligen Oberfläche parallele Komponente.

Das Keyhole wird als Kavität in der Modellgeometrie berücksichtigt. r_o und r_u sind dabei der obere und untere Öffnungsradius der als konisch und rotationssymmetrisch angenommenen Keyholegeometrie. Die beiden Radien sind an den Strahlradius angelehnt und betragen $r_o = 0,35 \text{ mm}$ und $r_u = 0,07 \text{ mm}$.

Der Rechenraum wird mit Hilfe von Hexaeder- und Tetraeder-Elementen diskretisiert (**Bild 4.17**). Die Tetraeder-Elemente werden im Bereich des Keyholes (mit einer Kantenlänge von maximal 0,08 mm) verwendet. Im Bereich des Schmelzbades und der Naht werden Hexaeder-Elemente (mit einer maximalen Kantenlänge von 0,25 mm bzw. 0,08 mm) vorgegeben. Das gesamte Rechengitter besteht aus 1,2 Mio. Elementen mit 0,6 Mio. Knoten.

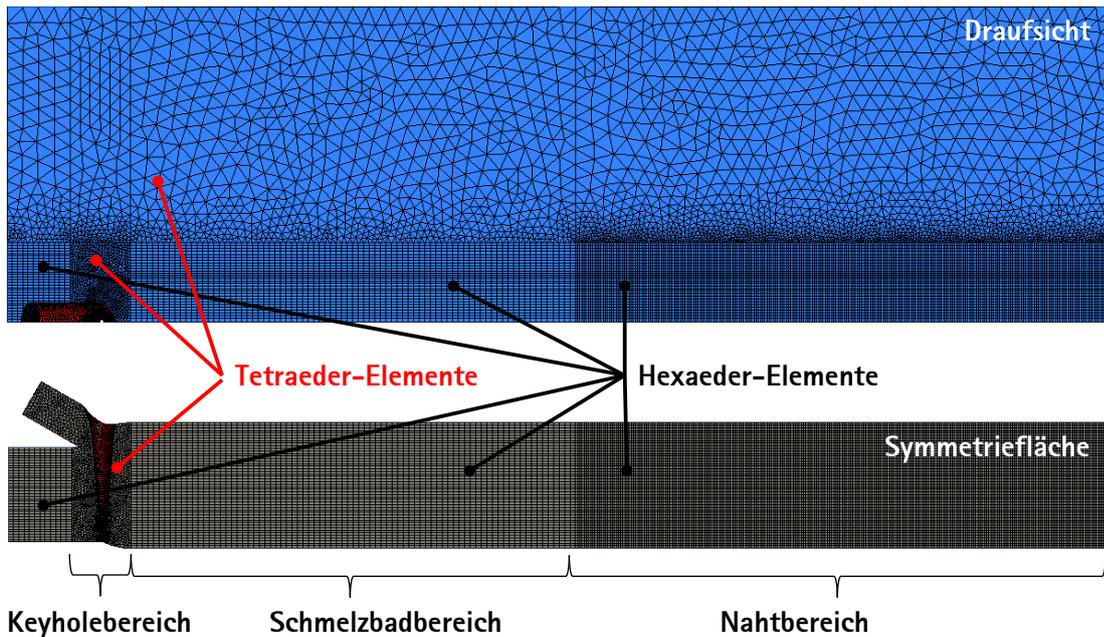


Bild 4.17: Rechengitterabschnitte für die numerische Simulation, bestehend aus Tetraeder- und Hexaeder-Elementen.

Neben den thermophysikalischen Eigenschaften sind zur Simulation der Strömung Randbedingungen zu definieren (**Bild 4.16**): Am Strömungseinlass für das Blech und den Draht werden jeweils die Vorschubgeschwindigkeiten v_0 (Blech) und v_D (Draht) sowie eine feste Temperatur von 300 K (Raumtemperatur) vorgegeben. Zudem wird am Strömungseinlass für den Draht ein Wert von $\varphi_{Si} = 12$ für den im Draht vorhandenen Siliziumanteil definiert. Am Strömungsauslass wird eine feste Druckdifferenz von 0 Pa vorgegeben und an der Symmetrieffläche die parallel zur Fläche verlaufenden Geschwindigkeits- und Temperaturkomponenten gespiegelt. Die äußere Wand ist adiabat und reibungsfrei. Die Oberfläche, die die Schmelzbad-, Naht- und Blechoberfläche umfasst, wird ebenfalls als adiabat angenommen. Die zur Oberfläche senkrechte Geschwindigkeitskomponente ist Null (undurchlässig). Parallel zur Oberfläche wird hingegen eine Scherspannung definiert, mit deren Hilfe der Marangoni-Effekt durch die temperaturabhängige Oberflächenspannung des Aluminiums berücksichtigt werden kann. Die Scherspannung verläuft proportional zum als konstant angenommenen Oberflächenspannungstemperaturkoeffizienten γ_T sowie zum lokalen Temperaturgradienten ∇T :

$$\tau_{MG} = \gamma_T \nabla T \cdot \beta_i^* \quad (4.38)$$

Durch die Multiplikation mit der modifizierten Massenfraktion β_i^* wird die Scherspannung beim Unterschreiten der Schmelztemperatur Null, sodass die Oberfläche in diesem Fall reibungsfrei ist.

Auf der Keyholeoberfläche wird die Verdampfungstemperatur von Aluminium $T_V = 2740$ K [Bra98] vorgegeben, wodurch der Wärmeeintrag ins Material realisiert wird. Im Innern der

Kapillare herrscht nach einer Modellvorstellung von **Beck** [Bec96] eine Druckdifferenz zwischen oberer und unterer Keyholeöffnung. Diese beschleunigt den Metaldampf aus der Kapillaröffnung. Die Scherkräfte zwischen Metaldampf und Keyholeoberfläche bewirken eine axiale Beschleunigung der Schmelze. Um diesen Effekt im Modell zu berücksichtigen, wird die Scherspannung τ_{KH} entlang der Keyholegeometrie als Randbedingung vorgegeben. Diese wird mit einer laminaren parabolischen Rohrströmung nach Hagen-Poiseuille mittels

$$\tau_{KH} = \frac{\Delta p_{KH}}{z_B} \cdot \frac{(r_u - r_o)}{2} \quad (4.39)$$

bestimmt [Bec96]. Für die Berechnung des Überdrucks Δp_{KH} wird in diesem Modell angenommen, dass der Ablationsdruck im quasi-statischen Gleichgewicht mit der Oberflächenspannung ist [Kro93], und sich so zwischen der oberen und unteren Keyholeöffnung die Druckdifferenz

$$\Delta p_{KH} = \gamma \left(\frac{1}{r_u} + \frac{1}{r_o} \right), \quad (4.40)$$

ergibt. Durch den geringeren Druck an der oberen Keyholeöffnung ist die durch die Scherspannung hervorgerufene Beschleunigung in diesem Fall nach oben gerichtet.

Die für die Simulation verwendeten Parameter sind im **Anhang A.2** aufgelistet.

4.5.3. Zeitabhängige Formulierung der elektromagnetischen Volumenkräfte

Für eine zeitaufgelöste Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen dem niederfrequenten Magnetfeld und der Schmelzbadströmung ist eine zeitabhängige Formulierung der magnetischen Volumenkräfte in **Gleichung 4.36** notwendig. Für den Laserstrahl-tiefschweißprozess sind bisher nur zeitgemittelte Lösungen für ein Gleichfeld oder ein hochfrequentes Wechselfeld in Form einer Oberflächendruckkraft vorgestellt worden. Eine zeitabhängige Formulierung der Volumenkräfte wird daher im Folgenden hergeleitet.

Wie bereits im **Kapitel 2.3** beschrieben, ist die Lorentz-Kraft durch die Wechselwirkung mit unterschiedlichen im Schmelzbad auftretenden Stromdichten begründet. Für den hier betrachteten Aluminiumwerkstoff und den für das Schweißen verwendeten Festkörperlaser ist nach heutigem Wissenstand bekannt, dass die prozessbedingten intrinsischen Ströme sehr klein sind [Lin07]. Sie werden daher in der folgenden Betrachtung nicht berücksichtigt. Die durch das Wechselfeld im Schmelzbad hervorgerufenen Stromdichten sind dann auf strömungsinduzierte und induktive Wechselwirkungen zurückzuführen.

Die beiden additiven Terme sind linear unabhängig und lassen sich daher separat betrachten. Zunächst wird, unter Vernachlässigung der Schmelzbadbewegung, die induktive Stromdichte \vec{j}_{in} und die damit verbundene Volumenkraft

$$\vec{F}_{L,in} = (\vec{j}_{in}(t) \times \vec{B}(t)) \quad (4.41)$$

betrachtet. Das Magnetfeld wird vereinfacht als homogen und in einem Zylinderkoordinatensystem in z-Richtung weisend angenommen (die Blechoberfläche spannt sich dann in der x-y-Ebene auf). Darüber hinaus besitzt das Feld eine einfache kosinusförmige Zeitabhängigkeit:

$$\vec{B}(t) = (0, 0, B_0 \cdot \cos(\omega t)) \quad (4.42)$$

B_0 entspricht dabei der Flussdichtenamplitude und $\omega = 2\pi \cdot f$ der zur Kreisfrequenz umgerechneten Frequenz f des Wechselfeldes. Zur Bestimmung der induzierten Wirbelströme wird ein Vektorfeld $\vec{A}(t)$ angesetzt, das aufgrund der Quellenfreiheit des Magnetfeldes die Bedingung

$$\vec{B}(t) = \nabla \times \vec{A}(t) \quad (4.43)$$

erfüllt. Das Vektorpotential hat im betrachteten Zylinderkoordinatensystem ausschließlich eine azimutale Komponente. Mit Hilfe der Induktionsgleichung erhält man die Abhängigkeit

$$\vec{j}_{in}(t) = -\sigma \left(\frac{\partial \vec{A}(t)}{\partial t} \right). \quad (4.44)$$

Auf Basis von **Moreau** [Mor78] wird ein Vektorpotential der Form

$$\vec{A}(t) = A_0(r) e^{-z/\delta} \cdot \cos(\tau) \cdot \vec{e}_\varphi \quad (4.45)$$

mit einer Amplitude $A_0(r)$ und einer Zeit $\tau = \omega t - \frac{z}{\delta}$ verwendet. δ entspricht der in

Gleichung 2.11 eingeführten frequenzabhängigen Eindringtiefe des Magnetfeldes. Mit diesem Ansatz erhält man die induktive Stromdichte

$$\vec{j}_{in}(t) = \sigma \omega A_0(r) e^{-z/\delta} \sin(\tau) \cdot \vec{e}_\varphi. \quad (4.46)$$

Daraus ergibt sich die Volumenkraft

$$\vec{F}_{L,in} = \frac{\sigma \omega}{2} A_0^2(r) e^{-2z/\delta} \cdot \left(\frac{\nabla \left(A_0(r) e^{-z/\delta} \right)}{A_0(r) e^{-z/\delta}} \cdot \sin(2\tau) - 2\nabla \tau \cdot \sin^2(\tau) \right) \vec{e}_r. \quad (4.47)$$

Die induktive Volumenkraft setzt sich aus zwei unterschiedlichen periodischen Anteilen zusammen. Der erste variiert mit einer Frequenz von 2τ und ändert damit zweimal pro

Magnetfeldperiode das Vorzeichen. Der zweite Term zeigt eine \sin^2 -Abhängigkeit und erreicht daher ebenfalls zweimal pro Magnetfeldperiode sein Maximum, ohne jedoch das Vorzeichen zu ändern. Für die Amplitude des Vektorpotentials wird der Ansatz

$A_0(r) = \frac{B_0 r}{2}$ gewählt. In **Anhang A.1** wird gezeigt, dass dieser Ansatz unter der in

Gleichung 4.43 festgelegten Bedingung zur Beschreibung des externen Magnetfeldes aus **Gleichung 4.42** herangezogen werden kann. Die induktive Volumenkraft entspricht dann

$$\vec{F}_{L,in} = \frac{\sigma \omega r^2}{4\delta} B_0^2 e^{-2z/\delta} \cdot \left[\left(\frac{\delta}{r} - \frac{1}{2} \right) \sin(2\tau) + \sin^2(\tau) \right] \vec{e}_r. \quad (4.48)$$

Die induktive Volumenkraft ist proportional zur Frequenz und dem Quadrat der Flussdichte sowie antiproportional zur Eindringtiefe δ . Zudem ist das Kraftfeld nicht konservativ und weist damit eine rotatorische Komponente auf.

Die strömungsinduzierte Stromdichte $j_u(t)$ kann auf anschauliche Weise hergeleitet werden. Aus dem Vektorprodukt in **Gleichung 2.3** kann direkt abgeleitet werden, dass die induzierte Stromdichte senkrecht zum Magnetfeld und zur Geschwindigkeit verläuft:

$$j_u(t) = (\sigma |\vec{v}(t)| |\vec{B}(t)| \sin\alpha) \vec{e}_n. \quad (4.49)$$

\vec{e}_n ist dabei der senkrecht zur Strömung und zum Magnetfeldvektor verlaufende Einheitsvektor. α beschreibt den Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}(t)$ und dem Magnetfeld $\vec{B}(t)$. Die Stromdichte wird im Falle eines parallel zur Magnetfeldrichtung verlaufenden Geschwindigkeitsvektors Null und für einen senkrecht zum Magnetfeld verlaufenden Geschwindigkeitsvektor maximal. Für die strömungsinduzierte Volumenkraft ergibt sich daraus folgende Beziehung:

$$\vec{F}_{L,u}(t) = (\sigma |\vec{v}(t)| |\vec{B}(t)|^2 \sin\alpha) \vec{e}_n \times \vec{e}_B, \quad (4.50)$$

wobei \vec{e}_B den Einheitsvektor in Feldrichtung beschreibt. Generell ist diese Kraft entgegen der zum Magnetfeld senkrechten Strömungskomponente gerichtet und wirkt daher strömungsdämpfend. Da sie ausschließlich auf die zum Magnetfeld senkrechte Strömungskomponente wirkt, ist die Kraft zudem anisotrop. Im Fall eines Gleichfeldes entspricht sie dem vom Hartmann-Effekt bekannten Dämpfungsterm.

Setzt man das Magnetfeld aus **Gleichung 4.42** in **Gleichung 4.50** ein und betrachtet die zum Magnetfeld senkrechte Strömungskomponente $\vec{v}_r = (\vec{v}_x, \vec{v}_y, 0)$, so erhält man die zeitabhängige strömungsinduzierte Volumenkraft:

$$\vec{F}_{L,u}(t) = -\sigma \cdot \vec{v}_r \cdot B_0^2 e^{-2z/\delta} \cdot \cos^2(\tau). \quad (4.51)$$

Die strömungsinduzierte Volumenkraft ist demnach proportional zur horizontalen Geschwindigkeitskomponente und zum Quadrat der Flussdichte. Die Kraft variiert dabei

zeitlich mit einer \cos^2 -Abhängigkeit, sodass der Maximalwert der Volumenkraft zweimal pro Magnetfeldperiode erreicht wird und dabei sein Vorzeichen nicht ändert. Für den Vergleich der beiden Volumenkräfte wird für die induktive Volumenkraft die Amplitude

$$\hat{F}_{in} = \frac{\sigma \omega r_{ch}^2}{4\delta} B_0^2 \quad (4.52)$$

verwendet. r_{ch} beschreibt dabei eine charakteristische Schmelzbaddimension. Die Amplitude der strömungsinduzierten Volumenkraft lautet

$$\hat{F}_u = \sigma \cdot |\vec{v}_r| \cdot B_0^2. \quad (4.53)$$

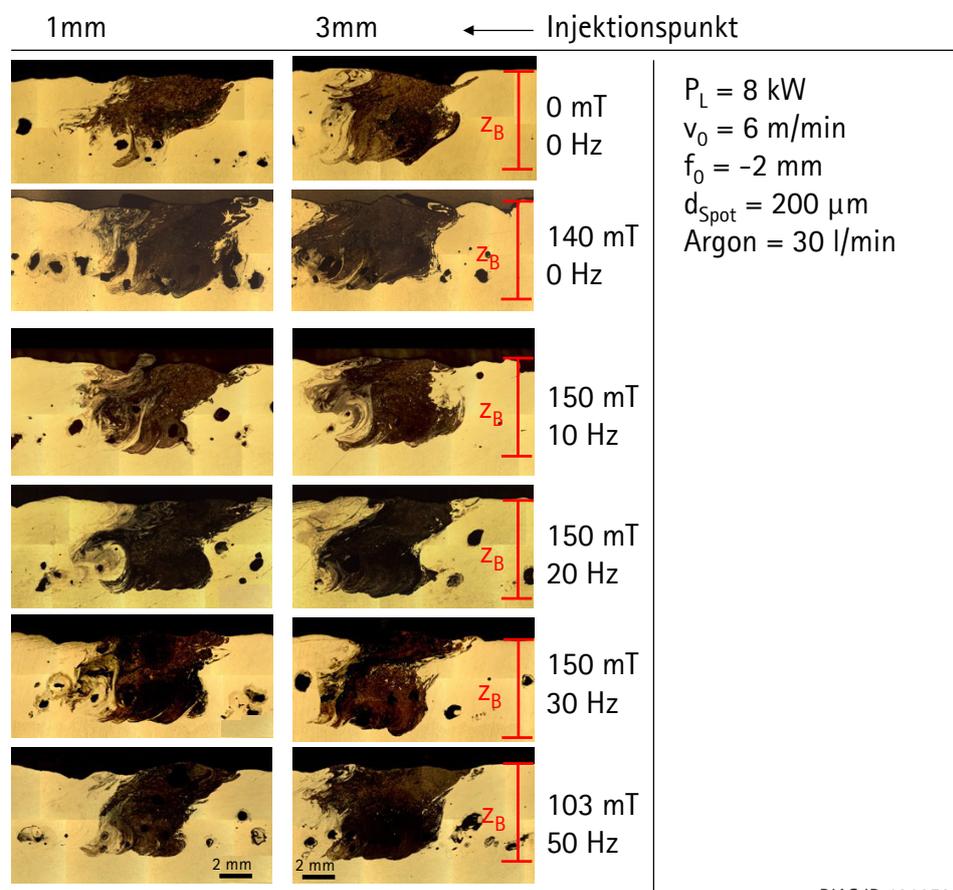
Mit **Gleichung 4.48** und **Gleichung 4.51** liegt somit erstmals eine zeitabhängige Formulierung der strömungsinduzierten und induktiven Volumenkräfte für den Fall eines koaxialen Wechselfeldes vor.

5. Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

5.1. Ergebnisse aus den Modellexperimenten

5.1.1. Wirkung auf einzelne Strömungsbündel

In **Bild 5.1** ist das Ergebnis der mit der Punkte-Methode durchgeführten Modellexperimente für unterschiedliche Magnetfelder dargestellt. Abgebildet sind jeweils die resultierenden Kupferverteilungen auf der Längsschlifffläche für die beiden unterschiedlichen Injektionspunkte. Mit den verwendeten konstanten Schweißprozessparametern wird eine Einschweißtiefe von $z_B = 6,0$ mm erreicht.



BIAS ID 131858

Bild 5.1: Kupferverteilung mit der Punkte-Methode im Längsschliff für unterschiedliche Magnetfeldparameter und Injektionspunkte.

Ohne Magnetfeld verteilt die Schmelzbadströmung das in einer Tiefe von 1 mm eingebrachte Kupfer zum überwiegenden Teil in der oberen Nahthälfte. Unter Feldeinfluss verändert sich die Strömung dahingehend, dass das Kupfer über die gesamte Nahttiefe verteilt wird. Dies gilt sowohl unter Einfluss des Gleichfeldes als auch für den Fall des niederfrequenten Wechselfeldes. Bei einem Injektionspunkt in einer Tiefe von 3 mm verteilt die Schmelzbadströmung das Kupfer bereits ohne Magnetfeld über die gesamte

Nahttiefe. Wie in **Kapitel 4.3.1** beschrieben, wurde anhand der Schliffbilder die Gesamtlänge $d_{Cu}^{1mm/3mm}$ der jeweiligen Kupferverteilungen gemessen. **Bild 5.2** zeigt das Ergebnis dieser Messung.

Für den oberen Injektionspunkt ergeben sich Längenänderungen von 1 mm bis 2 mm gegenüber dem feldfreien Fall. Der größte Wert von $d_{Cu}^{1mm} = 11,5$ mm kann bei einer Flussdichte von $B_0 = 150$ mT und einer Frequenz von $f = 20$ Hz festgestellt werden. Für die übrigen Magnetfelder ist die Kupferverteilung zwar stets länger als im feldfreien Fall, zeigt jedoch keine signifikanten Veränderungen in Abhängigkeit von der Frequenz.

Wird das Kupfer in einer Tiefe von 3 mm ins Schmelzbad gebracht, ist die Änderung der Länge unter Feldeinfluss ungleich größer. Sowohl unter Gleichfeldeinfluss als auch unter Wechselfeldeinfluss ist die Verteilungslänge gegenüber dem feldfreien Fall zwischen 2 mm und 3,8 mm länger. Der größte Wert ist mit $d_{Cu}^{3mm} = 11,6$ mm im Falle eines Wechselfeldes mit einer Flussdichte von $B_0 = 103$ mT und einer Frequenz von $f = 50$ Hz gegeben. Die Auswirkungen der Strömungsbeeinflussung durch die Magnetfelder schlagen sich demnach auf den unteren Teil der Schmelzbadströmung stärker nieder.

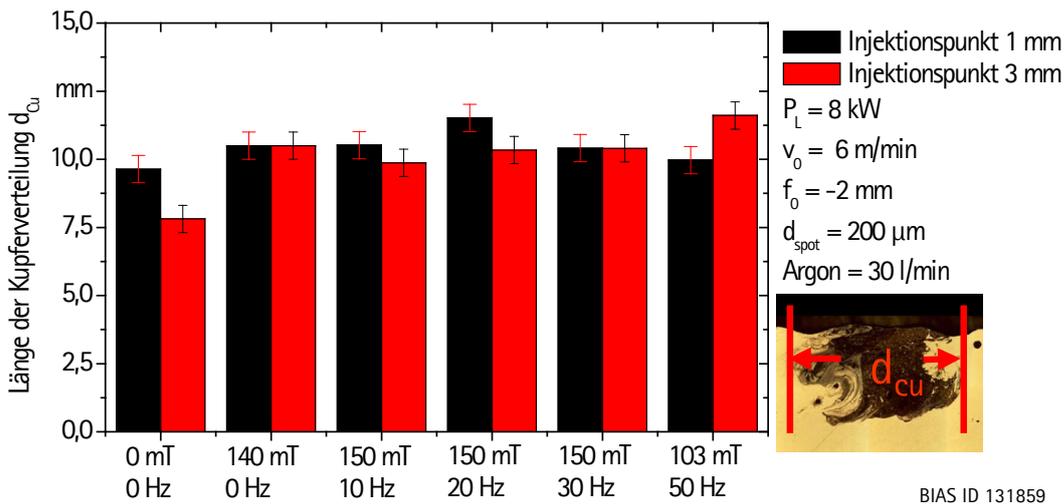


Bild 5.2: Länge der Kupferverteilung d_{Cu} , generiert mit der Punkt-Methode bei unterschiedlichen Injektionspunkten und unter dem Einfluss verschiedener Magnetfelder und bei festen Schweißparametern.

Das Ergebnis verdeutlicht, dass die Strömungsmanipulation durch die Magnetfelder mehrheitlich eine Veränderung der Strömungen in Tiefenrichtung zur Folge hat. Die generell längere Kupferverteilung unter Feldeinfluss zeigt, dass das Kupfer länger im Schmelzbad verbleibt.

5.1.2. Wirkung auf den Strömungsquerschnitt

Bei gleichmäßiger Kraftereinwirkung, wie sie beim Gleichfeld gegeben ist, kann der Einfluss der Vorschubgeschwindigkeit mit Hilfe der Curtain-Methode bestimmt werden. In **Bild 5.3** sind die resultierenden Kupferverteilungen dargestellt. Für alle Schweißparameter wird eine Einschweißtiefe von $z_B = 5,5$ mm erreicht. Die Schmelzbadströmung verteilt das

Kupfer von der Injektionsfläche sowohl in Schweißrichtung, als auch entgegen der Schweißrichtung. Anhand der Querschliffe lassen sich qualitativ folgende Beobachtungen festzustellen:

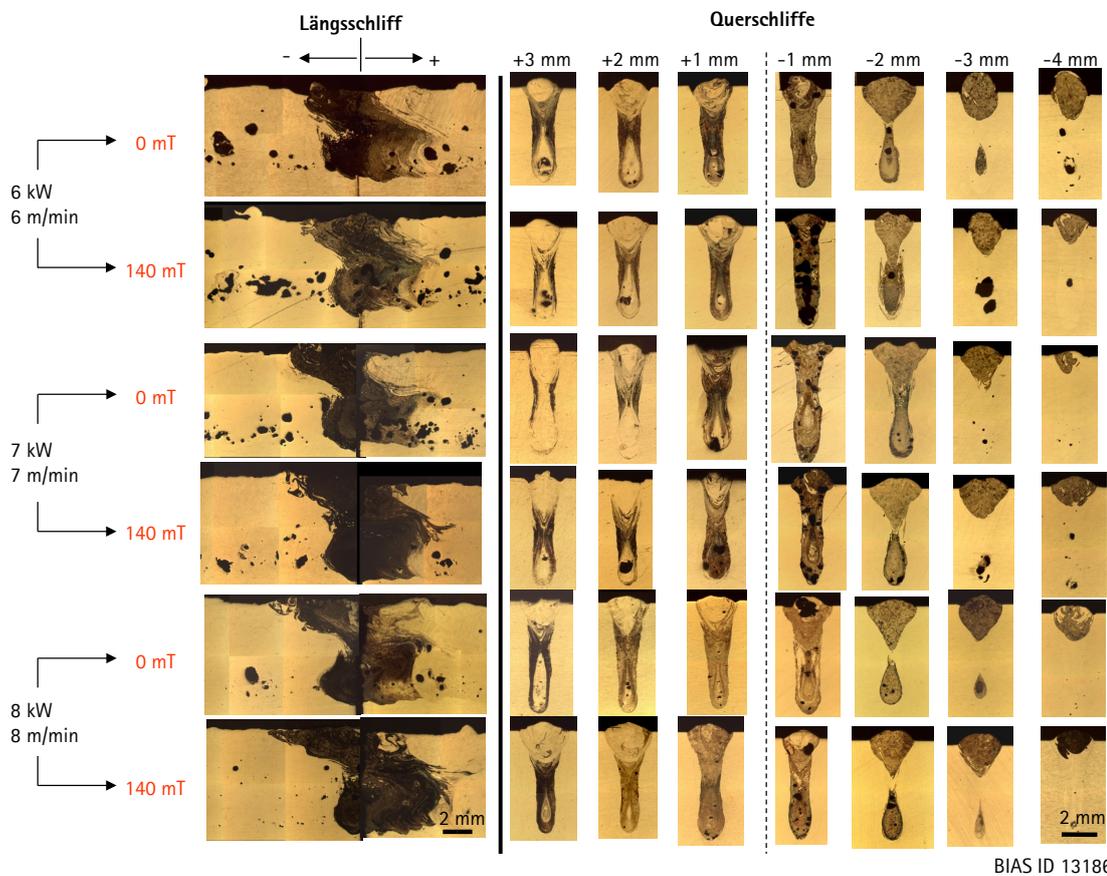


Bild 5.3: Kupferverteilung mit der Curtain-Methode im Längsschliff und in unterschiedlichen Querschliffen.

In einem Abstand von +1 mm vom Injektionspunkt geht die Nahtform unter Einfluss des Gleichfeldes von einer keilförmigen in eine amphorenförmige Querschnittsfläche über. Dieser Effekt nimmt mit steigender Vorschubgeschwindigkeit und Leistung zu. In einem Abstand von +2 mm sowie +3 mm vom Injektionspunkt ist zu erkennen, dass sich das Kupfer unter Feldeinfluss zunehmend vom oberen seitlichen Rand der Naht in den unteren Bereich der Naht verlagert. Dieser Trend ist vor allem bei Geschwindigkeiten von 7 m/min und 8 m/min zu beobachten und nimmt mit steigender Vorschubgeschwindigkeit zu. Ähnlich wie bei den Ergebnissen der Punkt-Methode weist dies auf eine Umlenkung der Strömung ins Schmelzbadinnere beziehungsweise in Tiefenrichtung hin.

Analog zur Punkt-Methode wird die Verteilungslänge d_{Cu} entlang des Längsschliffes bestimmt. Die Auswertung der Länge ist in **Bild 5.4** gezeigt. Die Kupferverteilung verlängert sich für jede der untersuchten Geschwindigkeiten unter Einfluss des Gleichfeldes. Dies entspricht dem Trend, der bereits mit der Punkt-Methode festgestellt werden konnte. Es zeigt sich, dass d_{Cu} bereits ohne zusätzliches Feld mit steigender Vorschubgeschwindigkeit und Laserleistung zunimmt, was auf die Verlängerung des

Schmelzbades und auf höhere Strömungsgeschwindigkeiten hinweist. Darüber hinaus zeigt sich, dass auch die Differenz zwischen feldfreier und unter Feldeinfluss resultierender Verteilungslänge zunimmt.

Sowohl die Curtain- als auch die Punkt-Methode offenbaren demnach eine signifikante Manipulation der Schmelzbadströmung sowohl unter Gleichfeld- als auch unter Wechselfeldeinfluss. Die Verlängerung der Kupferverteilung sowie die tendenzielle Umverteilung der Schmelze in Tiefenrichtung sind dabei die wesentlichen Merkmale der durch die Verwendung des coaxialen Magnetfeldes resultierenden Strömungsänderung.

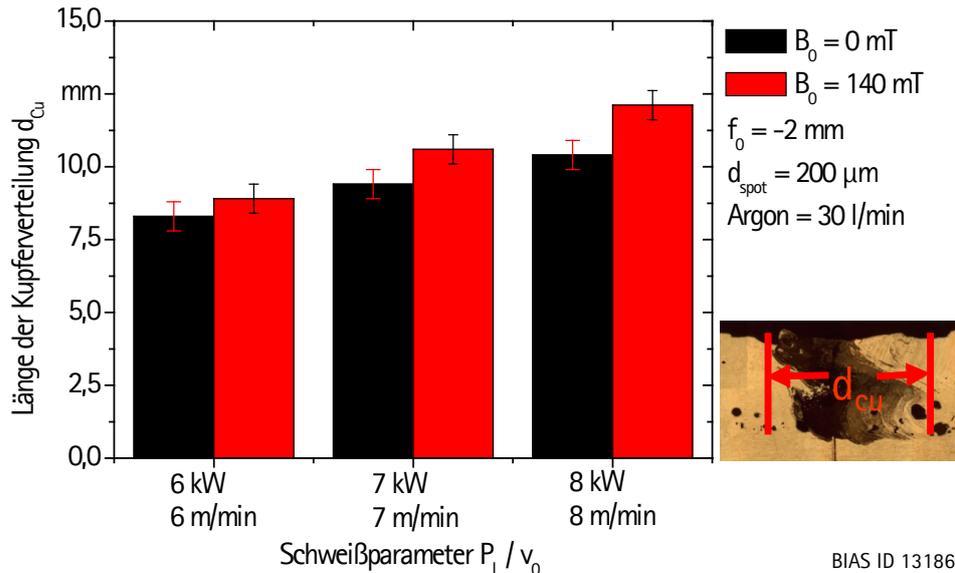
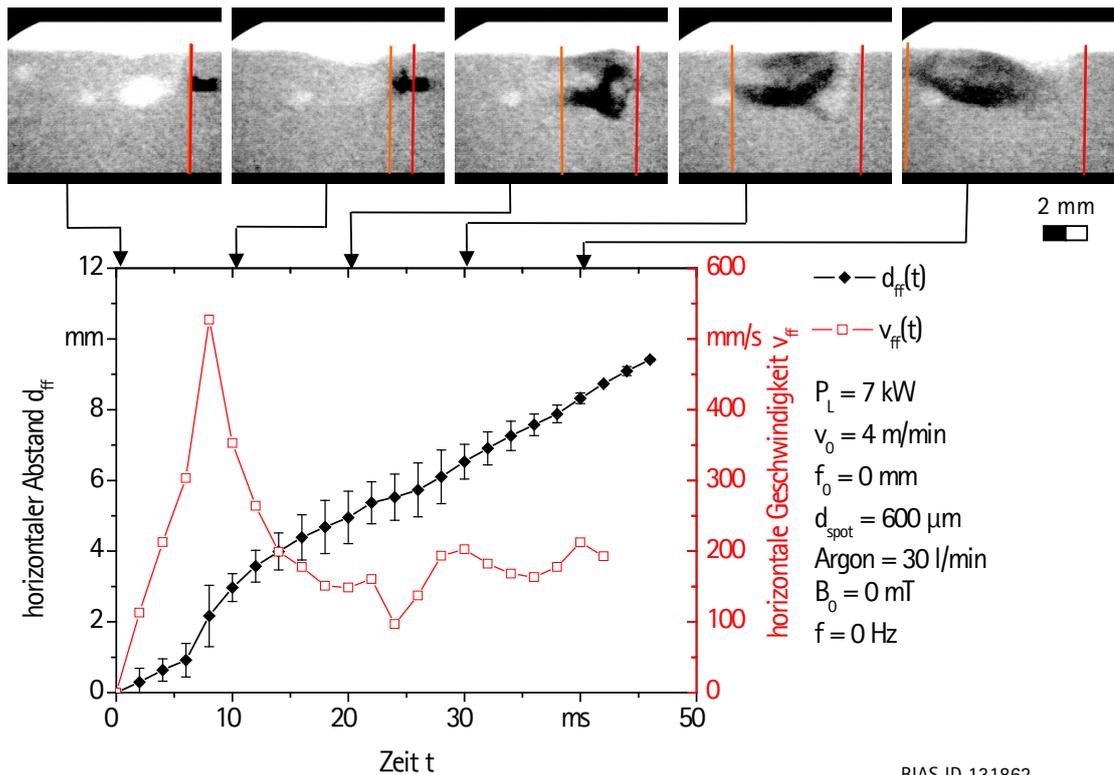


Bild 5.4: Länge der Kupferverteilung d_{Cu} für unterschiedliche Vorschubgeschwindigkeiten v_0 und Laserleistungen P_L im feldfreien Fall und unter Einfluss des Gleichfeldes ($B_0 = 140$ mT).

5.1.3. Wirkung auf die horizontale Strömungskomponente

Zur Untersuchung der horizontalen Schmelzebewegung wurden Hochgeschwindigkeitsröntgenuntersuchungen unter Zuhilfenahme eines Zinndrahtes durchgeführt. **Bild 5.5** zeigt das Ergebnis einer typischen Zinnverteilung im feldfreien Fall zu unterschiedlichen Zeitpunkten. Gemäß den in **Kapitel 4.3.2** dargelegten Verfahren wurde die zeitabhängige Zinnpropagation $d_{ff}(t)$ sowie die Propagationsgeschwindigkeit $v_{ff}(t)$ bestimmt. Dies wurde jeweils für drei verschiedene Zinn-Indikatoren durchgeführt und so der Mittelwert für jeden Zeitschritt bestimmt.

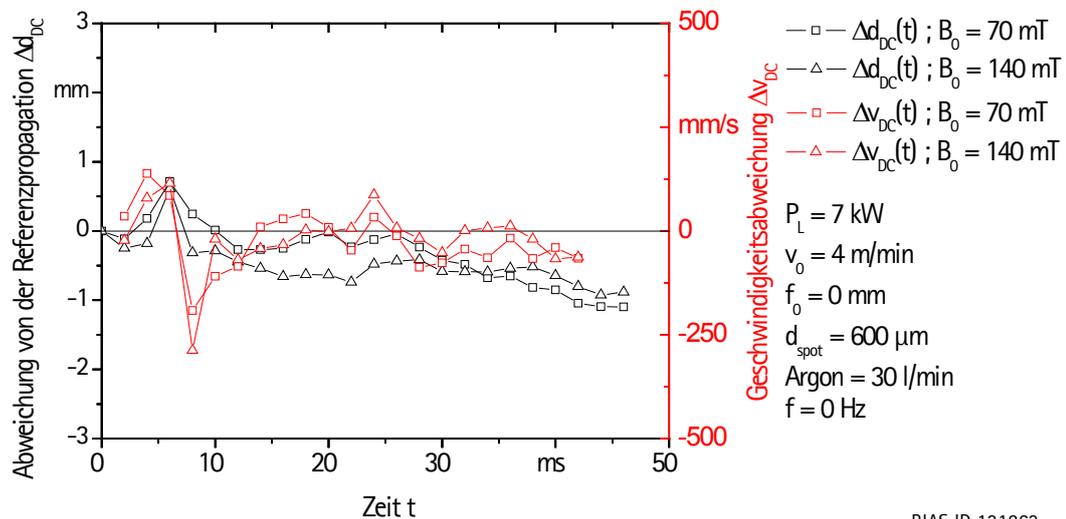
Die Zinnpropagation wird über einen Zeitraum von 46 ms erfasst. Sie verläuft fast linear mit der Zeit. Lediglich zwischen 5 ms und 10 ms nach der Injektion ins Schmelzbad weist sie eine leichte Unstetigkeit auf. Die berechnete horizontale Geschwindigkeit verzeichnet ein Maximum von 550 mm/s nach einer Zeit von 10 ms und variiert im Anschluss zwischen 100 mm/s und 200 mm/s. Dies entspricht dem 1,5-fachen bis 3-fachen der Schweißgeschwindigkeit.



BIAS ID 131862

Bild 5.5: Zeitabhängige Zinnpropagation $d_{ff}(t)$ und Geschwindigkeit $v_{ff}(t)$ für den feldfreien Fall.

In **Bild 5.6** sind die Propagationsdifferenzen $\Delta d_{DC}(t)$ und Geschwindigkeitsdifferenzen $\Delta v_{DC}(t)$ unter dem Einfluss unterschiedlich starker Gleichfelder dargestellt.



BIAS ID 131863

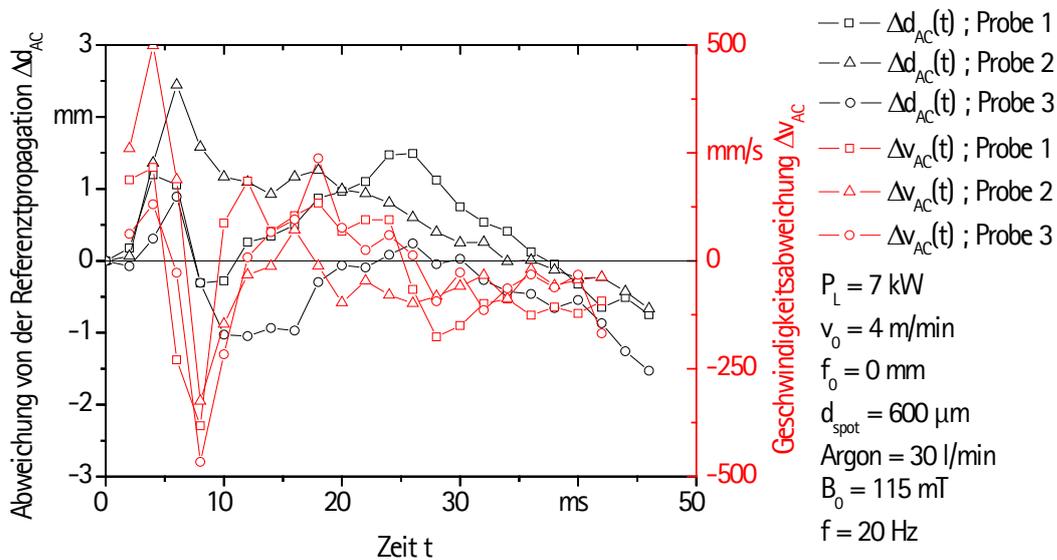
Bild 5.6: Abweichung von der Referenzpropagation und -geschwindigkeit unter Einfluss verschiedener Gleichfelder.

Die Ordinate ist entlang des Verlaufs von $d_{ff}(t)$ beziehungsweise $v_{ff}(t)$ ausgerichtet. Unter Einfluss des Gleichfeldes ist eine negative Differenz zu beobachten, was einer Verzögerung der horizontalen Propagation gegenüber dem feldfreien Fall entspricht. Die Differenz ist

im Fall von $B_0 = 70$ mT noch vergleichsweise gering. Bei $B_0 = 140$ mT erreicht sie jedoch bereits nach 20 ms einen Wert von 1 mm. Dies schlägt sich ebenfalls in der berechneten Geschwindigkeitsdifferenz nieder, die mehrheitlich negative Werte aufweist. Unter Einfluss des Gleichfeldes kann daher generell eine Dämpfung der horizontalen Strömungskomponente festgestellt werden.

Ähnlich wie beim feldfreien Fall konnte für das Gleichfeld die Propagation durch Mittelung dreier bei identischen Parametern geschweißten Zinn-Indikatoren bestimmt werden. Dies ist möglich, da sich das Feld zeitlich nicht ändert.

Beim Wechselfeld wurde jedoch kein Mittelwert gebildet, sondern jeder Zinn-Indikator separat betrachtet und ausgewertet.



BIAS ID 131864

Bild 5.7: Abweichung von der Referenzpropagation und -geschwindigkeit unter Einfluss eines Wechselfeldes.

In **Bild 5.7** sind die Propagationsdifferenzen $\Delta d_{AC}(t)$ und Geschwindigkeitsdifferenzen $\Delta v_{AC}(t)$ exemplarisch für drei separate Zinn-Indikatoren unter dem Einfluss eines Wechselfeldes mit einer Frequenz von $f = 20$ Hz und einer Flussdichtenamplitude von $B_0 = 115$ mT dargestellt. Die Differenz zum feldfreien Fall nimmt sowohl positive als auch negative Werte an. Dies zeigt, dass es neben der Dämpfung auch zu einer Beschleunigung der horizontalen Strömungskomponente kommt. Dies spiegelt sich auch in den dargestellten Werten der Geschwindigkeitsdifferenz wider. Die Abweichungen unter Wechselfeldeinfluss sind deutlich größer als unter Einfluss des Gleichfeldes. Die Ergebnisse der einzelnen Zinn-Indikatoren für die übrigen untersuchten Wechselfelder sind im **Anhang A.3** aufgezeigt.

In **Bild 5.8** sind die Maximal- und Mittelwerte der betragsmäßigen Propagationsdifferenz $\Delta d_{AC}(t)$ für ein Wechselfeld mit einer Frequenz von $f = 10$ Hz für unterschiedliche Flussdichten dargestellt.

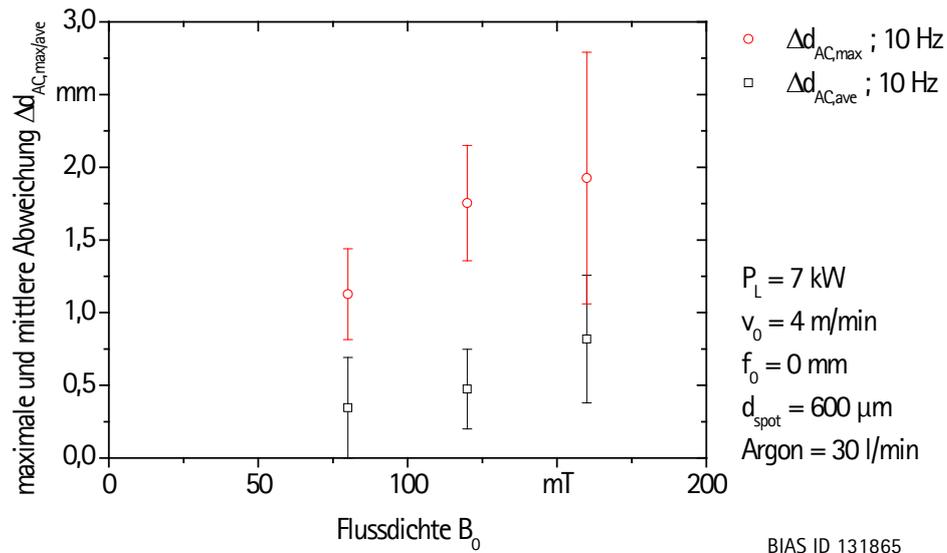


Bild 5.8: Maximale und mittlere betragsmäßige Propagationsdifferenz bei unterschiedlichen Flussdichten.

Die höchste Abweichung kann bei einer Flussdichte von $B_0 = 160$ mT festgestellt werden. Zudem zeigt sich, dass die maximale Abweichung mit steigender Flussdichtenamplitude zunimmt. Die Volumenkräfte sind demnach proportional zur Flussdichte. Diese Tendenz kann auch für die mittlere betragsmäßige Abweichung festgestellt werden.

In **Bild 5.9** sind die Maximal- und Mittelwerte der betragsmäßigen Propagationsdifferenz $\Delta d_{AC}(t)$ für verschiedene Frequenzen sowie bei einer Flussdichte von $B_0 = 120$ mT (115 mT im Fall einer Frequenz von $f = 20$ Hz) dargestellt.

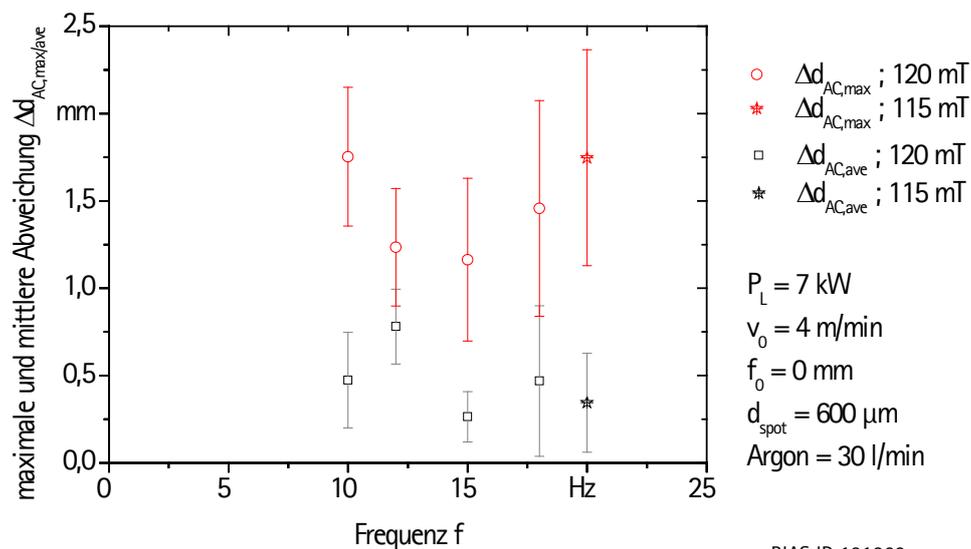


Bild 5.9: Maximale und mittlere betragsmäßige Propagationsdifferenz bei unterschiedlichen Frequenzen.

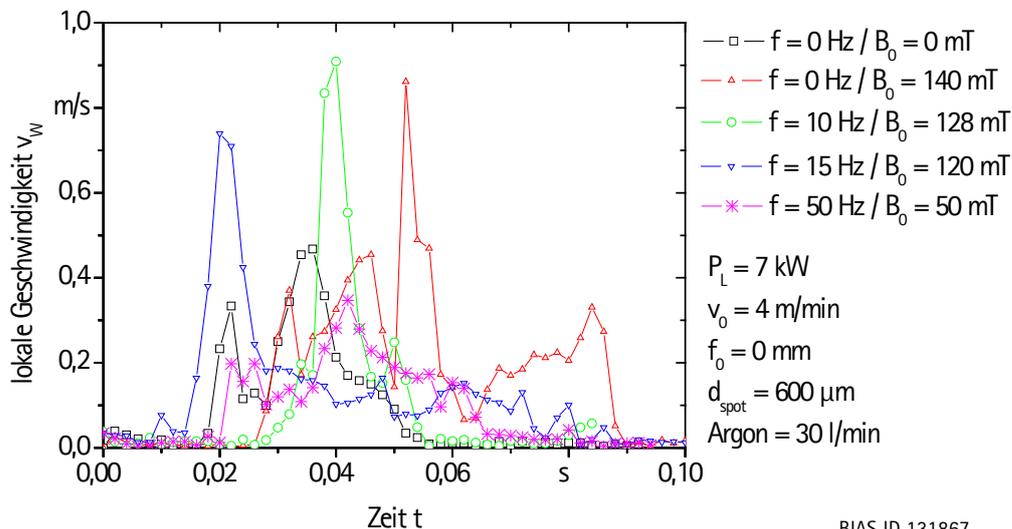
Bei einer konstanten Flussdichte von $B_0 = 120$ mT kann bei steigender Frequenz eine Verringerung der maximalen Abweichungen bis zu einer Frequenz von $f = 15$ Hz

beobachtet werden. Darüber hinaus steigt der Wert wieder an, auch wenn bei einer Frequenz von $f = 20$ Hz eine geringfügig niedrigere Flussdichte von $B_0 = 115$ mT vorlag. Die Mittelwerte sind in allen Fällen deutlich kleiner als die Maximalwerte.

Insgesamt lassen sich demnach für Gleichfelder und Wechselfelder fundamental unterschiedliche Auswirkungen auf den zeitlichen Verlauf der horizontalen Schmelzbadströmung feststellen. Prinzipiell ist die Strömung unter Wechselfeldeinfluss instationär, was die Wichtigkeit einer zeitabhängigen Betrachtung der niederfrequenten magnetischen Volumenkräfte verdeutlicht.

5.1.4. Wirkung auf einzelne Strömungstrajektorien

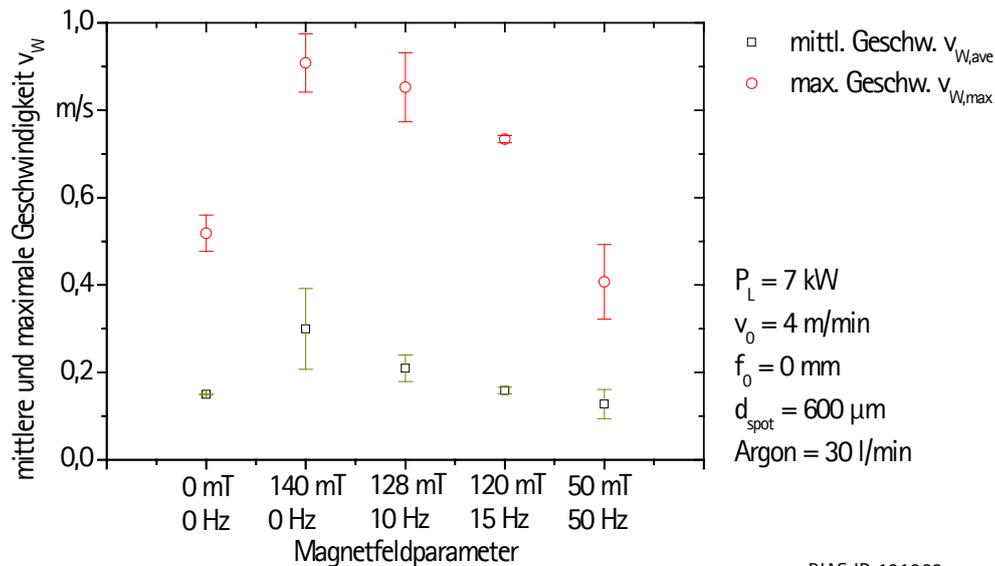
Mit Hilfe von Wolframpartikeln wird die lokale Geschwindigkeit im Schmelzbad bei den Röntgendurchstrahlungsuntersuchungen bestimmt. In **Bild 5.10** ist das Ergebnis der zeitaufgelösten Messung der Wolframpartikelbewegung gezeigt.



BIAS ID 131867

Bild 5.10: Lokale Geschwindigkeiten v_w der Wolframpartikel für verschiedene Magnetfelder.

In den untersuchten Fällen ändert sich die lokale Geschwindigkeit entlang der Bahnlinie sehr stark, was darauf hinweist, dass im Schmelzbad sehr unterschiedliche lokale Geschwindigkeiten vorherrschen. Die häufigsten Geschwindigkeitsänderungen können unter Einfluss des Gleichfeldes festgestellt werden. Gegenüber dem feldfreien Fall verbleiben die Wolframpartikel unter Feldeinfluss länger im Schmelzbad. Zudem sind die Maximalgeschwindigkeiten in den meisten Fällen höher als im feldfreien Fall. Aus jeweils drei verschiedenen, bei gleichen Magnetfeldparametern gemessenen Geschwindigkeitskurven wird daher sowohl die maximale als auch die mittlere Geschwindigkeit bestimmt. Das Ergebnis ist in **Bild 5.11** dargestellt.



BIAS ID 131868

Bild 5.11: Mittlere und maximale Geschwindigkeiten der Wolframpartikel für unterschiedliche Magnetfelder.

Festzustellen ist, dass bei den untersuchten Feldparametern die höchsten Geschwindigkeiten beim Gleichfeld mit einer Flussdichte von $B_0 = 140$ mT vorliegen. Der ermittelte Wert der Maximalgeschwindigkeit entspricht $0,95$ m/s und ist doppelt so hoch wie im feldfreien Fall mit einem Wert von $0,51$ m/s. Analog kann dieser Trend auch für die mittlere Geschwindigkeit festgestellt werden. Im Falle der Wechselfelder mit einer Frequenz von $f = 10$ Hz beziehungsweise $f = 15$ Hz sind die maximalen Geschwindigkeiten ebenfalls deutlich höher als im feldfreien Fall, jedoch insgesamt niedriger als unter Einfluss des Gleichfeldes. Zu berücksichtigen ist hier, dass die verwendete Flussdichte etwas geringer war als beim Gleichfeld. Dennoch kann insbesondere für diese beiden Fälle festgestellt werden, dass sowohl die maximale als auch die mittlere Geschwindigkeit mit steigender Frequenz abnimmt. Bei einer Frequenz von $f = 50$ Hz und einer Flussdichte von $B_0 = 50$ mT liegen die Werte der maximalen und mittleren Geschwindigkeit im Bereich des feldfreien Falls.

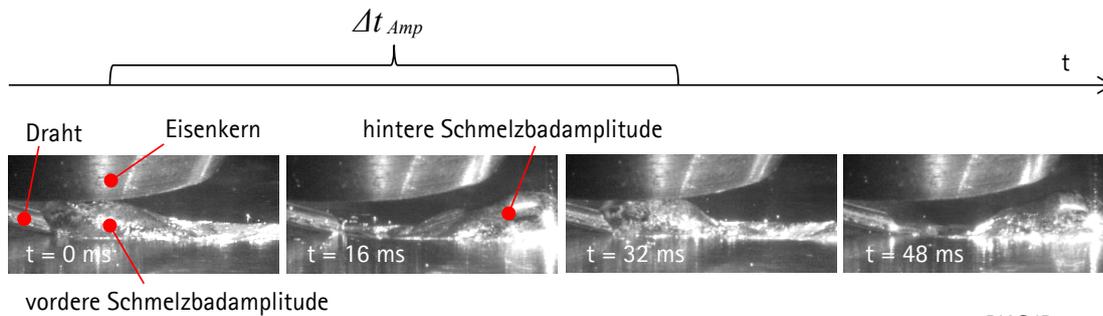
Insgesamt zeigen die Untersuchungen eine deutliche Zunahme der Dynamik im Schmelzbad unter Magnetfeldeinfluss. Nur im Falle hoher Frequenzen und niedriger Flussdichten kann eine solche Zunahme vernachlässigt werden.

5.2. Ergebnisse aus den Schweißversuchen mit Zusatzwerkstoff

5.2.1. Wirkung auf die Schmelzbadoberfläche

Wie in **Kapitel 4.4.1** beschrieben, wurden Schweißversuche mit siliziumhaltigen Zusatzwerkstoff zur Untersuchung des Einflusses der niederfrequenten Wechselfelder auf den Laserstrahl tiefschweißprozess sowie auf die resultierende Elementverteilung durchgeführt. Gegenüber den zuvor beschriebenen Modelluntersuchungen wurde dabei zusätzlich der in der Spannvorrichtung eingelassene Gegenkern verwendet.

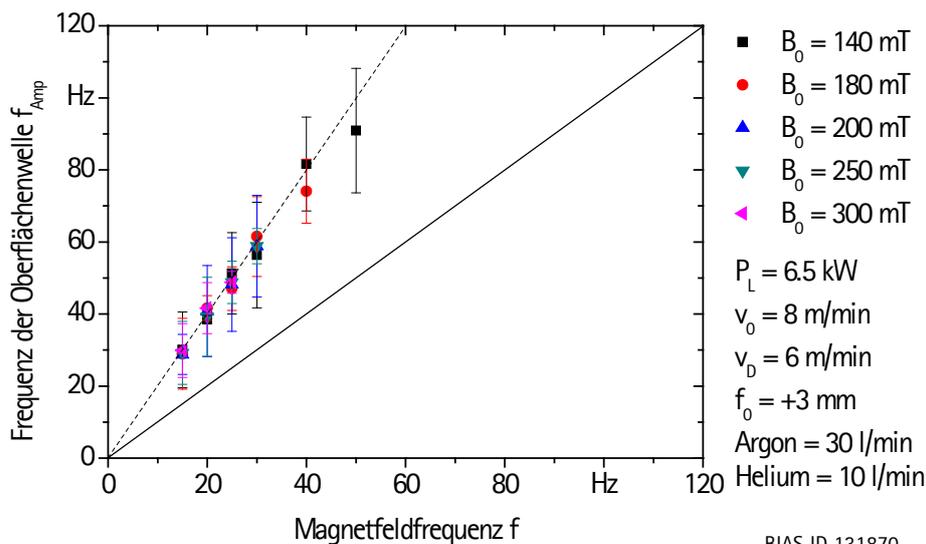
Mit den verwendeten Schweißparametern wird ein stabiler Durchschweißprozess erzielt. Mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitskamera wurde der Schweißprozess seitlich aufgenommen. Unter Einfluss des Wechselfeldes konnte eine periodische Oberflächenwelle mit hoher Amplitude beobachtet werden, deren Ausprägung und Wiederholrate sich je nach Flussdichte und Frequenz des magnetischen Wechselfeldes veränderte und die natürlichen Oberflächenbewegungen überlagerte. Eine typische Sequenz dieses Oberflächenphänomens ist in **Bild 5.12** gezeigt.



BIAS ID 131869

Bild 5.12: Sequenz mit den typischen starken Oberflächenbewegung unter Einfluss des magnetischen Wechselfeldes ($B_0 = 300 \text{ mT}$, $f = 15 \text{ Hz}$).

Die Oberflächenwelle bewegt sich dabei stets periodisch vom vorderen Teil zum hinteren Teil des Schmelzbades und wird dort „reflektiert“. Zur Quantifizierung dieses Phänomens wurde die Zeitspanne Δt_{Amp} gemessen, die der Periodendauer der wiederkehrenden Wellenamplituden entspricht. Diese wurde in die Frequenz f_{Amp} des Oberflächenphänomens umgerechnet. In **Bild 5.13** ist der Vergleich zwischen der Magnetfeldfrequenz f und der Frequenz der Oberflächenwelle f_{Amp} gezeigt.

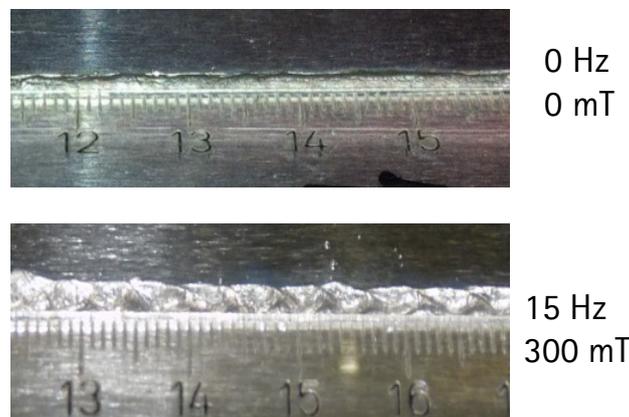


BIAS ID 131870

Bild 5.13: Vergleich der Magnetfeldfrequenz f und der entsprechenden Frequenz f_{Amp} der periodischen Oberflächenwelle.

Es zeigt sich, dass die Periodizität der Oberflächenwelle abhängig von der Magnetfeldfrequenz ist. Sie ist zudem unabhängig von der verwendeten Flussdichte. Sie ist dabei jeweils doppelt so hoch wie die entsprechende Magnetfeldfrequenz. Die Oberflächenwelle bewegt sich demnach pro Magnetfeldperiode zweimal vom vorderen Teil des Schmelzbades in den hinteren Teil und zweimal vom hinteren zum vorderen Teil des Schmelzbades. Die Proportionalität zur Zeitabhängigkeit des Magnetfeldes zeigt, dass das beobachtete Phänomen direkt auf die Wirkung des Magnetfeldes und der im Schmelzbad hervorgerufenen Volumenkräfte zurückgeführt werden kann.

Oberflächenwellen mit sehr hohen Amplituden treten ab Flussdichten von $B_0 = 250$ mT auf. Dies hat Auswirkungen auf die Nahtgeometrie. Im Gegensatz zur glatten Nahtraupe im feldfreien Fall können die Oberflächenwellen bei sehr hohen Flussdichten ($B_0 = 300$ mT) zu einer verstärkten Nahtschuppung führen (**Bild 5.14**).



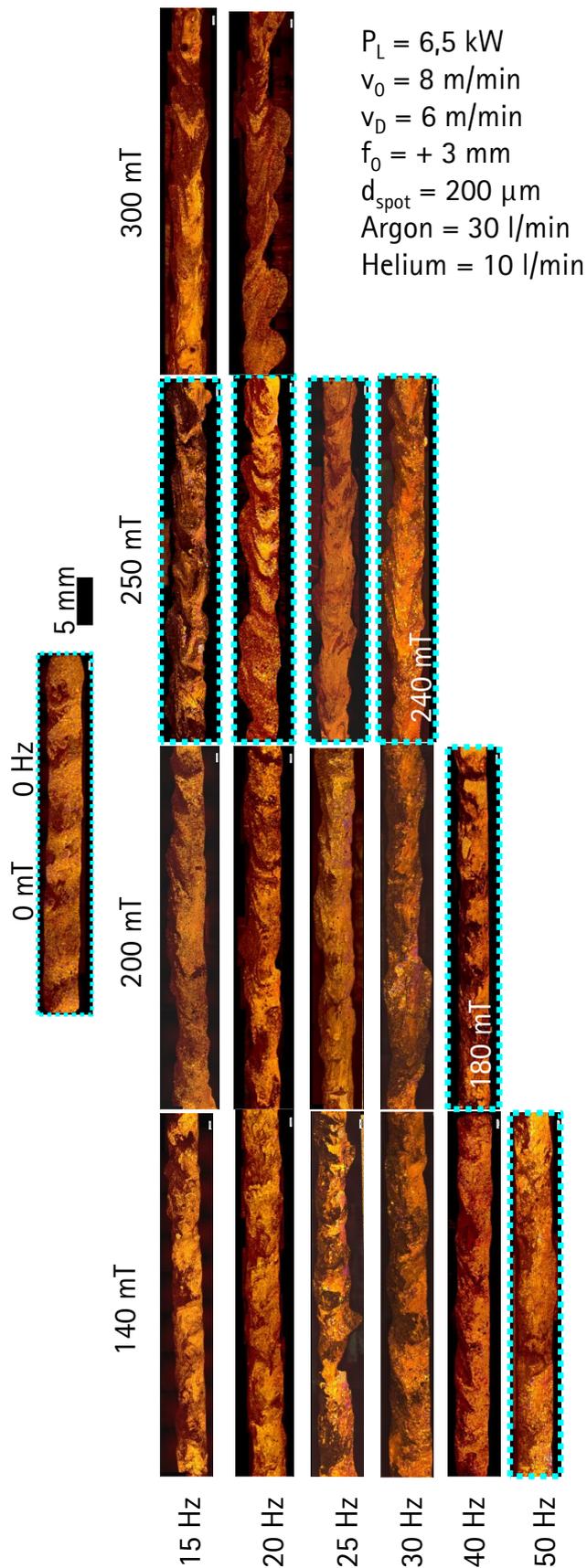
BIAS ID 131871

Bild 5.14: Nahtoberraupe nach dem Schweißen mit und ohne magnetisches Wechselfeld.

5.2.2. Wirkung auf die Durchmischung des Zusatzwerkstoffes

Von allen untersuchten Schweißnähten wurden Längsschliffe angefertigt. Die Schliffflächen wurden entsprechend dem in **Kapitel 4.4.2** beschriebenen Vorgehen elektrolytisch geätzt. Die daraus erhaltenen Schliffbilder sind in einer Übersicht in **Bild 5.15** dargestellt. Im feldfreien Fall verteilt sich das eingebrachte Silizium vornehmlich in der oberen Hälfte der Naht. Vereinzelt sind Phasen erhöhter Siliziumkonzentration zu erkennen, die bis zur Nahtwurzel reichen.

Unter Einfluss des niederfrequenten Magnetfeldes ergeben sich signifikante Veränderungen der Siliziumverteilung gegenüber dem feldfreien Fall. Teilweise entstehen periodische Strukturen, deren Ausprägung je nach Flussdichte und Frequenz sehr unterschiedlich sind. Qualitativ ist bei steigender Flussdichte eine zunehmende Verteilung des Siliziums von der oberen Nahthälfte über die gesamte Nahttiefe zu beobachten. Diese Tendenz kann vor allem bei einer Frequenz von $f = 15$ Hz und $f = 20$ Hz für steigende Flussdichten beobachtet werden.



BIAS ID 131872

Bild 5.15: Qualitative Siliziumverteilung für verschiedene Magnetfeldparameter, dargestellt durch elektrolytisch geätzte Längsschliffe. Die zusätzlich umrahmten Schliefflächen wurden außerdem mittels WDX-Analyse untersucht.

Bei einer Flussdichte von $B_0 = 140$ mT sind die Verteilungsänderungen bei unterschiedlichen Frequenzen vergleichsweise gering. Ab einer Flussdichte von $B_0 = 180$ mT bis $B_0 = 200$ mT ist der Einfluss der Frequenz jedoch deutlich erkennbar. Die Frequenzabhängigkeit zeigt sich dabei vor allem in einer Veränderung der Siliziumverteilung in Schweißrichtung. Dabei treten sowohl periodische Verteilungen, wie beispielsweise im Falle von $B_0 = 180$ mT und $f = 40$ Hz, als auch Verteilungen ohne erkennbare Struktur, wie beispielsweise im Fall von $B_0 = 200$ mT und $f = 25$ Hz, auf.

Ein besonders deutlicher Einfluss der Frequenz auf die Verteilung in Nahtlängsrichtung ergibt sich bei einer Flussdichte von $B_0 = 250$ mT. Auffällig ist dabei, dass bereits eine Frequenzänderung von nur 5 Hz zu völlig verschiedenen Verteilungsstrukturen führt. Bei einer Frequenz von $f = 15$ Hz weisen die Aufnahmen eine unstrukturierte Siliziumverteilung auf, die sich jedoch großflächig über die gesamte Nahttiefe und in Längsrichtung erstreckt. Bei einer Frequenz von $f = 20$ Hz treten hingegen eindeutig periodische Strukturen auf. Bei $f = 25$ Hz und $f = 30$ Hz sind dann wiederum keinerlei Strukturen zu beobachten.

Das Ergebnis der Verteilungsanalyse verdeutlicht, dass die Frequenz des Magnetfeldes ein wesentlicher Einflussfaktor für die Gleichmäßigkeit der erzielten Siliziumverteilung ist.

Bei einem Wechselfeld von $f = 20$ Hz und einer Flussdichte von $B_0 = 300$ mT kann neben der Verteilungsänderung auch eine signifikante Modifikation der Nahtgeometrie beobachtet werden.

Zur quantitativen Analyse der Siliziumverteilung wurden von den in **Bild 5.15** umrahmten Schliefflächen WDX-Analysen mit Hilfe einer Elektronenstrahlmikrosonde angefertigt. Das Ergebnis der Analyse ist in **Bild 5.16** abgebildet.

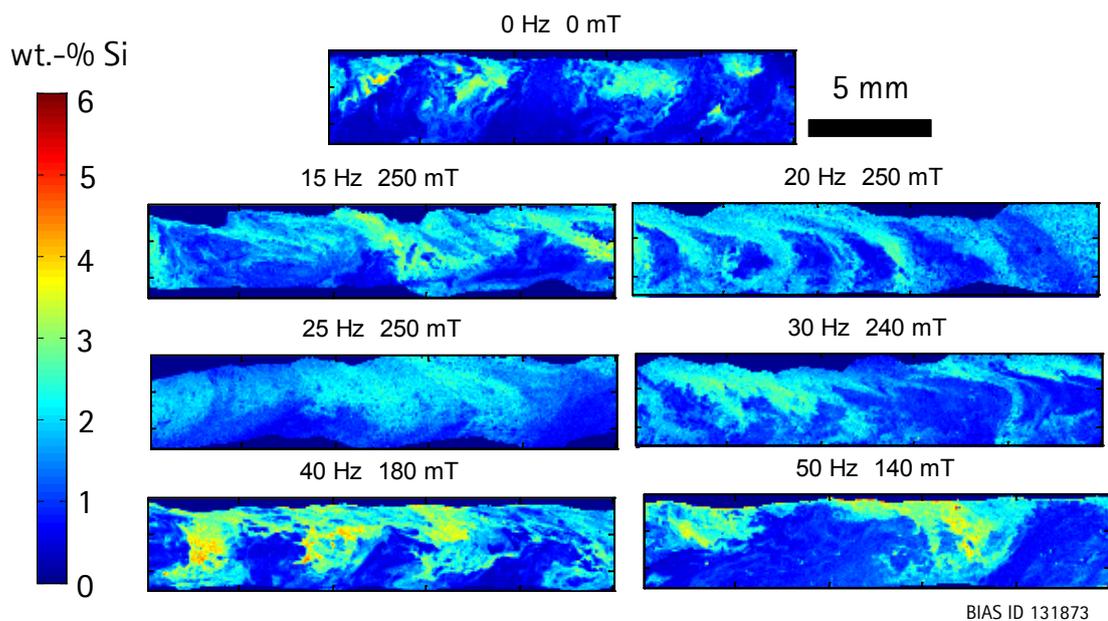
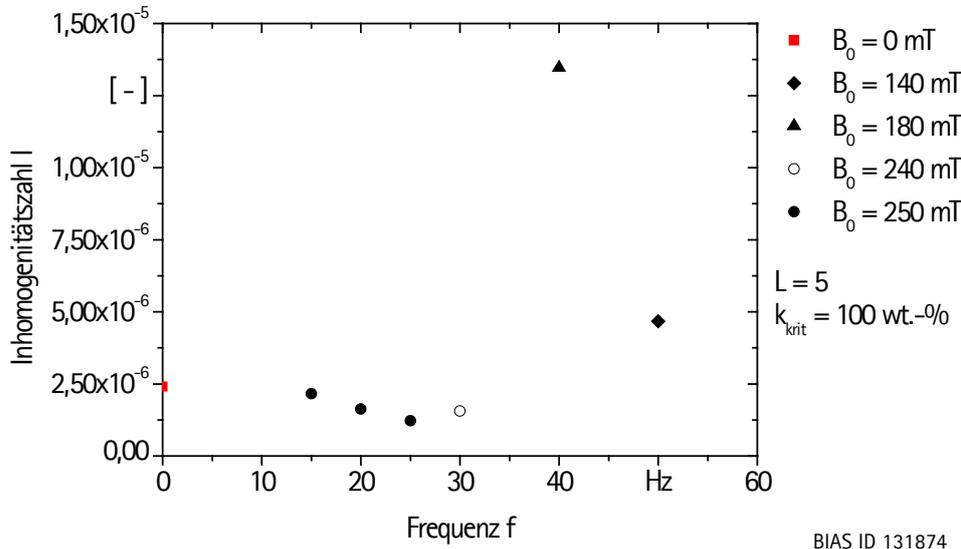


Bild 5.16: WDX-Analyse der Siliziumverteilung am Längsschliff. $P_L = 6,5$ kW, $v_0 = 8$ m/min, $v_D = 6$ m/min, $f_0 = 2$ mm.

Die Inhomogenität der Siliziumverteilung wurde mit der in **Kapitel 4.4.3** beschriebenen Methode quantifiziert. In **Bild 5.17** sind die Inhomogenitätszahlen für die untersuchten Proben dargestellt.



BIAS ID 131874

Bild 5.17: Inhomogenitätszahl I für die mit WDX-Analyse gemessenen Siliziumverteilungen.

Für den feldfreien Fall ergibt sich so eine Inhomogenitätszahl von $2,40 \cdot 10^{-6}$. Unter Einfluss der magnetischen Wechselfelder wird die Inhomogenität der Siliziumverteilung für Frequenzen bis 30 Hz verringert. Bei einer konstanten Flussdichte von $B_0 = 250$ mT nimmt die Inhomogenität mit steigender Frequenz zunächst ab. Die niedrigste Inhomogenitätszahl der untersuchten Proben liegt bei einer Flussdichte von $B_0 = 250$ mT und einer Frequenz von $f = 25$ Hz vor. Bei der verwendeten Normierung beträgt sie $1,22 \cdot 10^{-6}$, was einer Reduzierung von etwas der Hälfte des Wertes beim feldfreien Fall entspricht. Bei einer weiteren Erhöhung der Frequenz auf $f = 30$ Hz und einer nur geringfügig niedrigeren Flussdichte von $B_0 = 240$ mT nimmt die Inhomogenität wieder zu, ist jedoch insgesamt noch geringer als im feldfreien Fall.

Eine deutlich erhöhte Inhomogenitätszahl, sogar über den Wert des feldfreien Falls hinaus, kann bei einer Flussdichte von $B_0 = 180$ mT und einer Frequenz von $f = 40$ Hz sowie bei einer Flussdichte von $B_0 = 140$ mT und einer Frequenz von $f = 50$ Hz festgestellt werden. Sie betragen in diesen Fällen $1,34 \cdot 10^{-5}$ bzw. $4,66 \cdot 10^{-6}$. Die beiden letztgenannten Fälle müssen jeweils gesondert beurteilt werden, da gegenüber den übrigen Wechselfeldern sowohl die Frequenz als auch die Flussdichte verändert ist.

Die in **Bild 5.17** dargestellten Inhomogenitätszahlen stellen den Mittelwert der lokalen Inhomogenitätswerte über die gesamte Probe dar. Um die erzielte Durchmischung weitergehend zu charakterisieren sind zudem lokale Schwankungen der Inhomogenitätszahl von Bedeutung. Dazu bietet es sich an, die Bezugsfläche für die Ermittlung der Inhomogenitätszahl zu variieren.

Um die Gleichmäßigkeit der Inhomogenitätswerte vor allem in Tiefenrichtung zu untersuchen, wurden dazu unterschiedliche Nahttiefen als Bezugsfläche herangezogen. In **Bild 5.18** ist die Inhomogenitätszahl unter Berücksichtigung der prozentualen Nahttiefe aufgezeigt. Dabei wurde stets von der oberen Kante der Schliffflächen aus gerechnet, sodass ein Wert von 100 % der Gesamtnahttiefe entspricht.

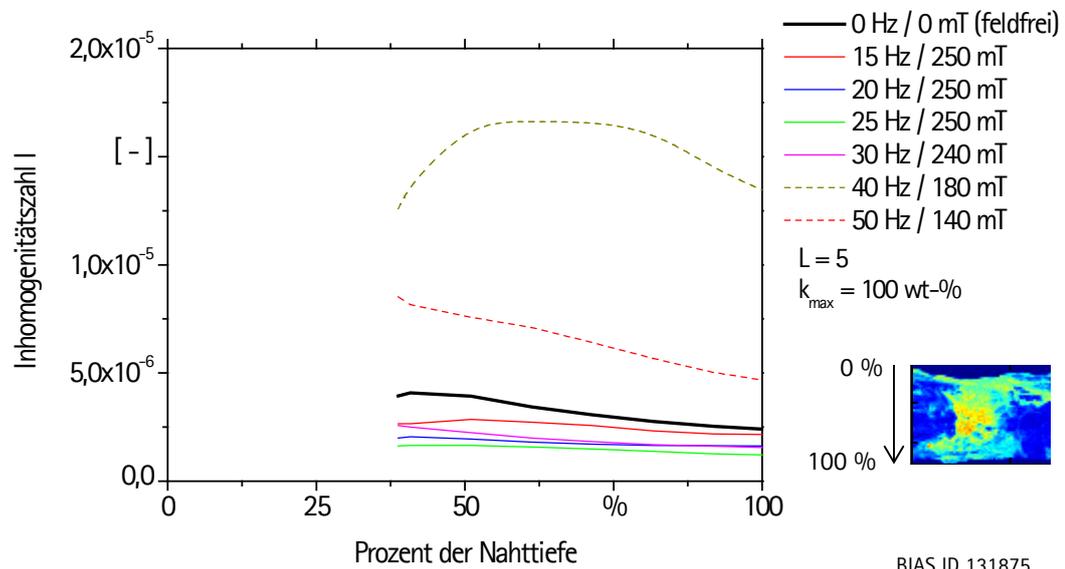


Bild 5.18: Inhomogenitätszahl unter Berücksichtigung verschieden langer Nahttiefen-Abschnitte für die gemessenen Siliziumkonzentrationen.

Das Resultat dieser Analyse macht deutlich, dass die Inhomogenitätszahl bei Änderung der Bezugsfläche in manchen Fällen deutlich variiert. Die Variation der Inhomogenität ist daher ein weiteres Kriterium zur Beurteilung der Durchmischung.

Sowohl im feldfreien Fall als auch bei verschiedenen Wechselfeldern, wie etwa bei einer Frequenz von $f = 40 \text{ Hz}$ und $f = 50 \text{ Hz}$, ist eine deutliche Variation der Inhomogenitätszahl bei Änderung der Bezugsfläche zu beobachten. Bei Frequenzen von $f = 15 \text{ Hz}$ bis $f = 30 \text{ Hz}$ sind nur geringe Variationen auszumachen. Bei $f = 25 \text{ Hz}$ ist tendenziell die niedrigste Variation festzustellen. In diesem Fall ist die Inhomogenitätszahl nicht nur am geringsten, sondern auch nahezu unabhängig von der Bezugsfläche. Die entsprechende Elementverteilung weist daher die beste Durchmischung auf. Gegenüber dem feldfreien Fall sind im Frequenzbereich von $f = 15 \text{ Hz}$ bis $f = 30 \text{ Hz}$ nicht nur geringere Inhomogenitätszahlen, sondern auch geringere Schwankungen der Inhomogenitätszahl bei Änderung der Bezugsfläche festzustellen. Insgesamt konnte also mit Hilfe der magnetischen Wechselfelder bei der Mehrheit der verwendeten Magnetfeldparameter eine signifikante Verringerung der Inhomogenität erzielt werden.

5.2.3. Wirkung einer zusätzlichen periodischen Laserleistungsmodulation

In einem Stichversuch wurde die durch die Magnetfelder bewirkte Verteilungsänderung bei gleichzeitiger periodischer Änderung der Laserstrahlleistung qualitativ untersucht. In

Bild 5.19 sind die elektrolytisch geätzten Schliffbilder bei konstanten Magnetfeldparametern und unterschiedlichen Modulationsfrequenzen der Laserleistung gezeigt.

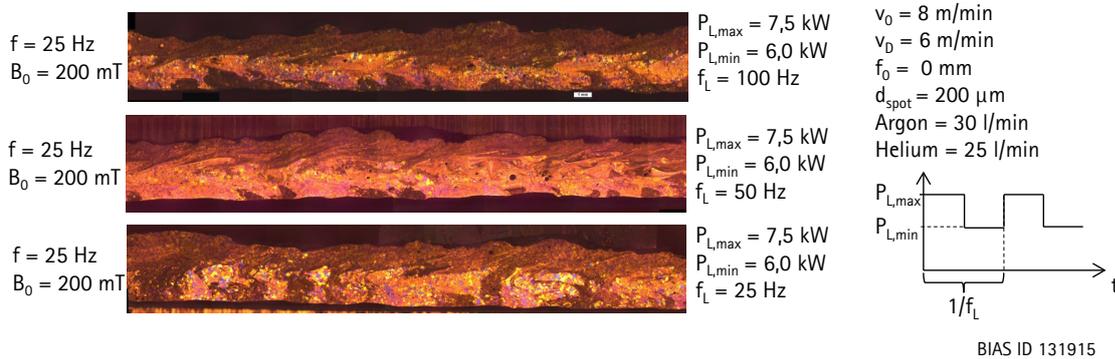


Bild 5.19: Einfluss periodischer Laserleistungsmodulationen in Verbindung mit einer festen Flüssdichte und Frequenz.

Das Ergebnis zeigt eine offenkundige Abhängigkeit der Siliziumverteilung von den verwendeten Modulationsfrequenzen für die Laserleistung. Dies lässt sich anhand der Texturänderungen der präparierten Schliiffflächen feststellen. Insbesondere zwischen der Verteilung bei einer Modulationsfrequenz von 100 Hz und 25 Hz treten auch Änderungen in der Periodizität der Verteilung auf, während bei 50 Hz keine klaren Periodizitäten festzustellen sind. Dieses Verhalten deckt sich zugleich mit den beobachteten Texturänderungen bei verschiedenen Magnetfeldfrequenzen und konstanten Schweißprozessparametern wie sie im vorherigen Kapitel gezeigt wurden.

Bei konstanten Magnetfeldeparametern bewirken demnach Schwankung der Laserstrahlleistung bereits ähnlich starke Veränderungen der resultierenden Siliziumverteilung wie bei einer Änderung der Magnetfeldfrequenz bei ansonsten konstanten Schweißprozessparametern.

6. Modellberechnungen

6.1. Ergebnisse der Strömungssimulationen

6.1.1. Strömungsfelder im feldfreien Fall

Da die strömungsinduzierten Volumenkräfte unmittelbar durch die Schmelzbadströmung bestimmt werden, ist es von Bedeutung, die unterschiedlichen Strömungsanteile beim Laserstrahl-tiefschweißen zunächst weitestgehend getrennt zu betrachten. Dadurch lässt sich abschätzen, wie groß der jeweilige Anteil der durch unterschiedliche Phänomene hervorgerufenen Strömungen bei der Wechselwirkung mit dem äußeren Magnetfeld ist und welche die höchsten Volumenkräfte hervorrufen. Dazu werden zunächst Simulationen für den feldfreien Fall durchgeführt.

Es werden dabei drei Hauptströmungskomponenten betrachtet:

1. Die Beschleunigung aufgrund der Verengung des Strömungsquerschnittes am Keyhole (Keyholeumströmung).
2. Der Marangoni-Effekt durch die temperaturabhängige Oberflächenspannung.
3. Die Beschleunigung der Schmelze entlang der Keyholeoberfläche aufgrund des austretenden Metaldampfes.

Die beiden letztgenannten Strömungskomponenten lassen sich in der Simulation jeweils durch die Vernachlässigung des Oberflächenspannungstemperaturkoeffizienten ($\gamma_T = 0$) und des Überdrucks im Keyhole ($\Delta p_{KH} = 0$) separat abschalten. Die Keyholeumströmung wird jedoch durch die Querschnittsverengung am Keyhole vorgegeben und kann daher nicht vernachlässigt werden. Insgesamt ergeben sich daraus vier verschiedene Simulationskonfigurationen. Für die Benennung der Strömungskonfiguration in der Ergebnisdarstellung wird folgende Konvention verwendet:

- (I) Keyholeumströmung
- (II) Metaldampf-induzierte Strömung (+ Keyholeumströmung)
- (III) Marangoni-Effekt (+ Keyholeumströmung)
- (IV) Gesamtströmung

In **Bild 6.1** sind die Schmelzbadgeometrien (schwarze Linie), die Richtung der lokalen Strömung (Pfeile) und die lokalen Geschwindigkeiten (farbliche Konturen) für alle vier Konfigurationen dargestellt. Dabei wurde analog zu den Schweißversuchen in **Kapitel 5.2** eine Schweißgeschwindigkeit von $v_0 = 0,133$ m/s und eine Drahtvorschubgeschwindigkeit von $v_D = 0,1$ m/s verwendet. Die Berechnungen wurden im statischen Zustand (steady-state) durchgeführt, da noch keine zeitabhängigen magnetischen Volumenkräfte berücksichtigt wurden.

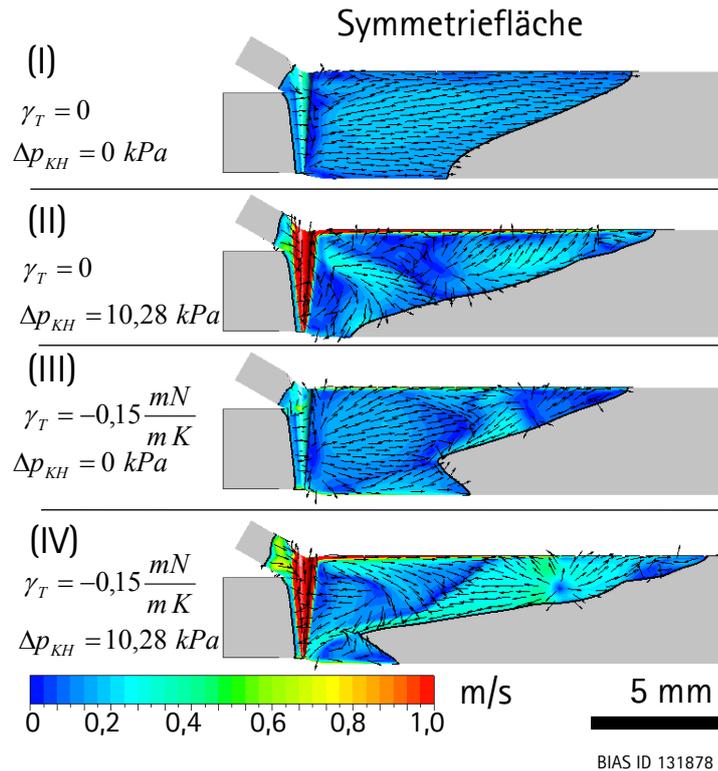


Bild 6.1: Schmelzbadströmungen (Schweißgeschwindigkeit $v_0 = 0,133 \text{ m/s}$; Drahtvorschubgeschwindigkeit $v_D = 0,1 \text{ m/s}$): (I) Keyholeumströmung, (II) Metaldampfinduzierte Strömung (+ Keyholeumströmung), (III) Marangoni Effekt (+ Keyholeumsströmung), (IV) Gesamtströmung.

Bei einer ausschließlich durch die Keyholeumströmung bestimmten Strömung (Konfiguration (I)) ist eine leichte Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit gegenüber der Schweißgeschwindigkeit unmittelbar neben dem Keyhole zu beobachten. Die Strömung verläuft im übrigen Schmelzbad gleichförmig in Richtung Schmelzbadrückwand. Das Schmelzbad ist entlang der oberen Schmelzbadoberfläche länger, sodass die Schmelzbadrückwand im Längsschnitt diagonal verläuft.

Durch den austretenden Metaldampf wird eine hohe Beschleunigung der keyhole-nahen Schmelze in Richtung der oberen Keyholeöffnung bewirkt (Konfiguration (II)). Die dadurch hervorgerufene Strömung wird an der oberen Keyholeöffnung umgelenkt und verläuft von dort aus entlang der oberen Schmelzbadoberfläche, was zu einer Verbreiterung und Verlängerung des Schmelzbades in der oberen Hälfte führt. An der Schmelzbadseite und insbesondere an der Schmelzbadrückwand wird die Strömung ins Schmelzbadinnere umgelenkt, sodass eine Rückströmung erzeugt wird, die entlang der diagonalen Schmelzbadrückwand in Richtung unterer Keyholeöffnung verläuft.

Durch den Marangoni-Effekt wird eine Beschleunigung der Schmelze entlang der beiden Oberflächen vom Keyhole in Richtung Schmelzbadrand hervorgerufen (Konfiguration (III)). Durch die oberflächennahe Beschleunigung verlängert und verbreitert sich das Schmelzbad, was im Längsschnitt zu einer V-förmigen Geometrie der Schmelzbadrückwand führt. Die Strömung wird an der oberen und unteren Schmelzbadrückwand ins

Innere reflektiert, wodurch zwei Konvektionsströmungen erzeugt werden, die sich am Scheitelpunkt der V-förmigen Rückwand treffen.

Die Gesamtströmung (Konfiguration (IV)) vereinigt die Eigenschaften aller drei Komponenten, wobei der Strömungsanteil, der durch die Metaldampfreibung hervorgerufen wird, die Gesamtströmung dominiert. Die zwei oberen Schmelzbaddrittel sind gegenüber dem unteren Schmelzbaddrittel um das drei- bis vierfache länger. Die an der Schmelzbadrückwand reflektierte Strömung resultiert aufgrund der V-förmigen Schmelzbadgeometrie in einer oberen und unteren Konvektionsströmung, wobei die obere Konvektionsströmung sich in mehrere Verwirbelungen verzweigt.

Für das Auftreten der strömungsinduzierten Volumenkräfte ist im Falle des koaxial zum Laserstrahl verlaufenden Magnetfeldes die horizontale Geschwindigkeitskomponente der Strömung maßgebend. Die maximale horizontale Geschwindigkeit im Schmelzbad kann je nach gezeigter Strömungskonfiguration an unterschiedlichen Stellen auftreten. In allen gezeigten Strömungskonfigurationen, mit Ausnahme der Keyholeumströmung, kommt es zu einer signifikanten Beschleunigung der Schmelze entlang der oberen Schmelzbadoberfläche. Für die Quantifizierung der Strömung wird daher, neben der maximalen Geschwindigkeit im gesamten Schmelzbad, auch der Wert an zwei markanten Punkten im Schmelzbad erfasst. Der erste Messpunkt (MP1) befindet sich dabei auf der oberen Kante der Symmetriefläche in einem Abstand von 5 mm zur Keyholeöffnung. Der zweite Messpunkt (MP2) befindet sich im Schmelzbadinneren. Er liegt ebenfalls auf der Symmetriefläche nahe dem V-förmigen Scheitel der Schmelzbadrückwand in einem Abstand von 2,3 mm von der oberen Kante sowie in einem Abstand von 2 mm zur Keyholeachse. Der obere Messpunkt steht dabei stellvertretend für Regionen mit vergleichsweise hoher Strömungsgeschwindigkeit (bezogen auf den Fall der Gesamtströmung), während der untere Messpunkt MP2 die Regionen mit vergleichsweise geringen Strömungsgeschwindigkeiten unmittelbar hinter dem Keyhole und in der Nähe der an der Schmelzbadrückwand verlaufenden Rückströmung repräsentiert. Die Hauptströmungsrichtung verläuft in allen gezeigten Fällen mehrheitlich horizontal. In **Bild 6.2** sind daher die Beträge der horizontalen Geschwindigkeit $|v_r|$ an den beiden genannten Messpunkten sowie die maximale horizontale Geschwindigkeit im gesamten Schmelzbad für die vier Strömungskonfigurationen dargestellt.

Die Keyholeumströmung hat nur eine vergleichsweise geringe Beschleunigung der Schmelze zur Folge. Die höchste Geschwindigkeit im Schmelzbad beträgt in diesem Fall 0,87 m/s. Am oberen Messpunkt (MP1) beträgt die horizontale Geschwindigkeit sogar nur 0,10 m/s und ist demnach geringer als die Schweißgeschwindigkeit.

Sowohl durch die metaldampfinduzierten Strömung als auch durch den Marangoni-Effekt kommt es zu einer erheblichen Beschleunigung der Strömung. Die maximale horizontale Geschwindigkeit übersteigt in beiden Fällen die Schweißgeschwindigkeit um das bis zu 20-fache (1,86 m/s bis 2,5 m/s). Die höchste horizontale Beschleunigung wird dabei im Fall der metaldampfinduzierten Strömung hervorgerufen (Konfiguration (II)).

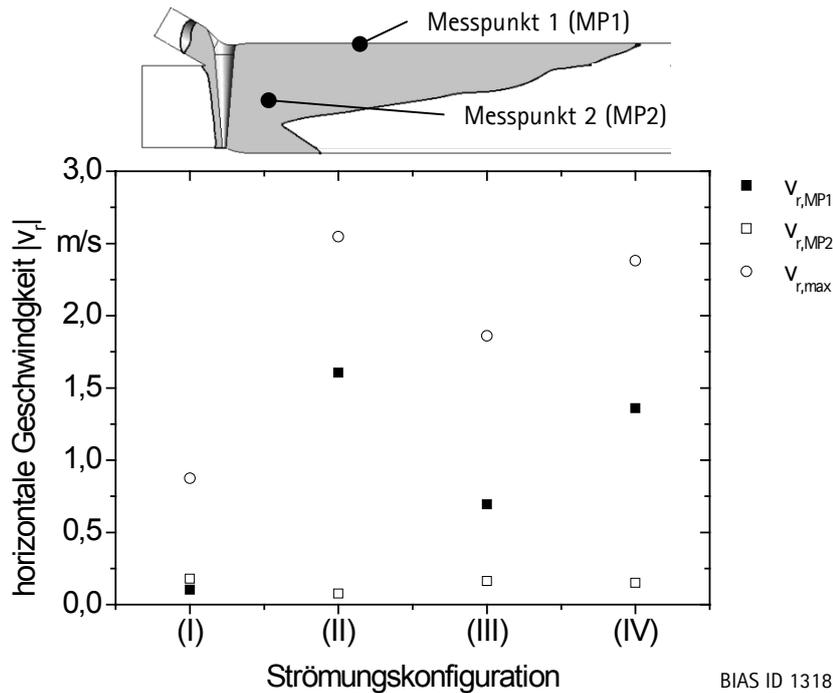


Bild 6.2: Betrag der horizontalen Geschwindigkeit am MP1 und MP2 sowie der maximalen horizontalen Geschwindigkeit im Schmelzbad für die vier betrachteten Strömungskonfigurationen.

Die Veränderung der Strömungsgeschwindigkeiten am oberen Messpunkt (MP1) korreliert dabei mit dem Verhalten der maximalen horizontalen Geschwindigkeit und verdeutlicht, dass die hohen Beschleunigungen vornehmlich entlang der oberen Oberfläche auftreten.

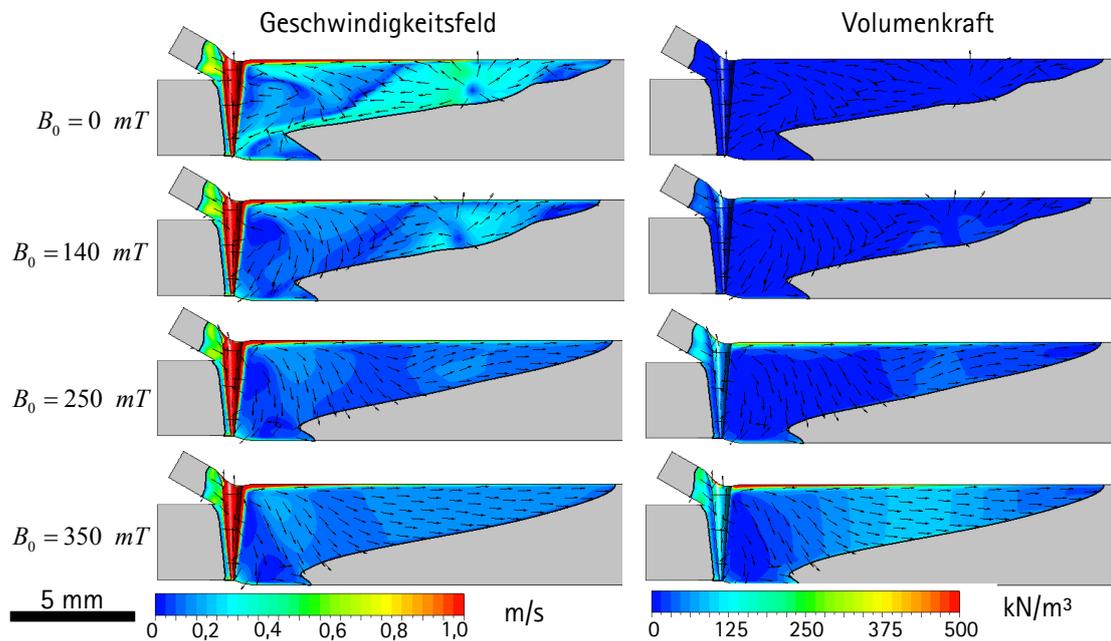
Am unteren Messpunkt (MP2) liegen die horizontalen Geschwindigkeiten für alle vier Fälle hingegen zwischen 0,07 m/s bis 0,17 m/s und unterscheiden sich daher nur geringfügig von der Schweißgeschwindigkeit.

Die Gesamtströmung wird also durch starke Strömungen entlang der Schmelzbadoberflächen dominiert. Diese Strömungen verlaufen dabei mehrheitlich in horizontaler Richtung und sind generell vom Keyhole zum Schmelzbadrand gerichtet. Dieses Ergebnis ist insbesondere mit Blick auf die strömungsinduzierten Volumenkräfte von Bedeutung, da diese im Fall des coaxialen Magnetfeldes mit der horizontalen Geschwindigkeitskomponente skalieren.

6.1.2. Strömungsdämpfung durch magnetische Gleichfelder

Um den Einfluss des Gleichfeldes auf die Strömung und deren einzelne Strömungsanteile beurteilen zu können, wird die Strömungsdämpfung für unterschiedlich starke Gleichfelder berechnet. Dafür wird die in **Gleichung 4.51** hergeleitete strömungsinduzierte Volumenkraft unter Vernachlässigung der zeitabhängigen Terme und unter Verwendung der in **Bild 4.4 (b)** und **(c)** dargestellten räumlichen Flussdichteverteilung verwendet. Da ein Gleichfeld verwendet wird, tritt die induktive Volumenkraft nicht auf und wird daher ebenfalls vernachlässigt. In **Bild 6.3** sind die berechneten Strömungsfelder sowie die

dadurch hervorgerufenen strömungsinduzierten Volumenkräfte für unterschiedlich starke Gleichfelder und für den Fall der Gesamtströmung (Konfiguration (IV)) dargestellt.



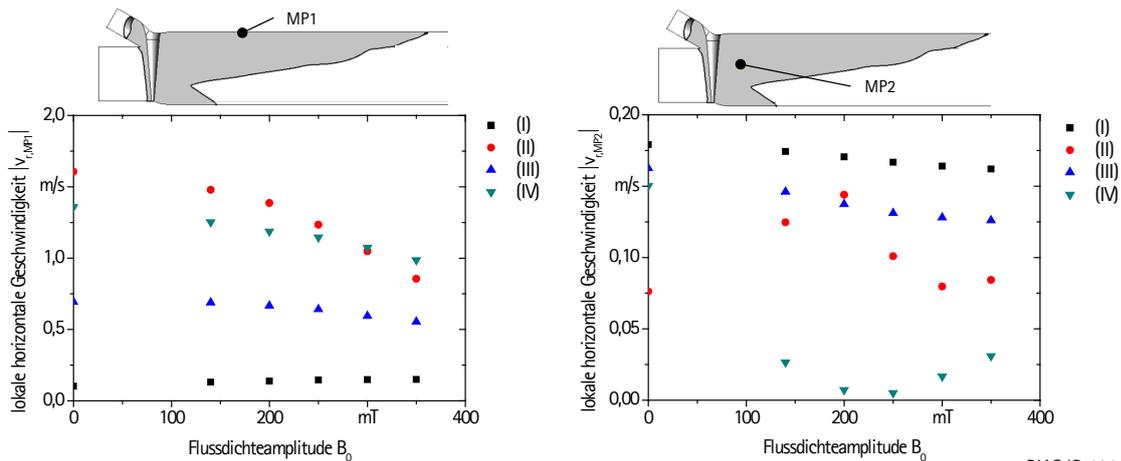
BIAS ID 131880

Bild 6.3: Strömungs- und Geschwindigkeitsfelder sowie strömungsinduzierte Volumenkräfte dargestellt an der Symmetrieebene.

Durch die strömungsinduzierten Volumenkräfte wird die Strömung mit zunehmender Flussdichte gedämpft. Deutlich wird dies insbesondere an der Reduzierung der im hinteren Bereich des Schmelzbades ausgebildeten Rückströmung. Die stärksten Volumenkräfte entstehen an der oberen Schmelzbadoberfläche sowie im hinteren Bereich des Schmelzbades.

Die Strömungsmanipulation bewirkt im vorderen Bereich des Schmelzbades eine Umlenkung der Strömung in Richtung der Schmelzbadunterseite. Im hinteren Teil des Schmelzbades kann indes eine Beruhigung der Strömung festgestellt werden. Die Ausweichbewegung der Strömung korreliert dabei mit der Richtung abnehmender Volumenkräfte. Die Volumenkräfte sind aufgrund der lokal sehr unterschiedlichen horizontalen Strömungsgeschwindigkeiten sowie der räumlichen Verteilung des Magnetfeldes sehr inhomogen verteilt.

In **Bild 6.4** ist die Variation der horizontalen Strömungsgeschwindigkeiten bei unterschiedlich starken Gleichfeldern an den beiden Messpunkten MP1 und MP2 für die vier unterschiedlichen Strömungskonfigurationen gezeigt.



BIAS ID 131881

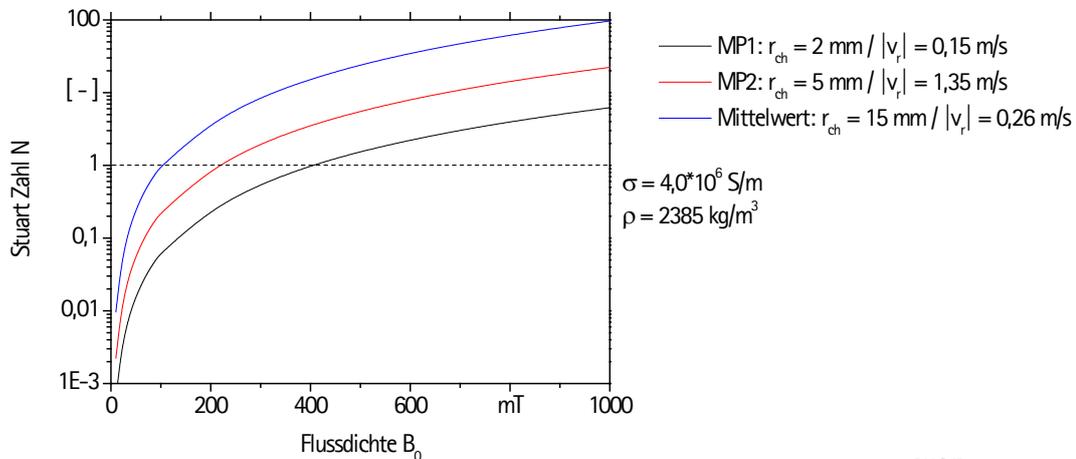
Bild 6.4: Betrag der horizontalen Geschwindigkeiten am MP1 und MP2 unter Einfluss des Gleichfeldes bei verschiedenen Strömungskonfigurationen.

Im MP1 wird die horizontale Strömungsgeschwindigkeit mit steigender Flussdichte geringer. Lediglich in der Konfiguration (I), bei der nur die Keyholeumströmung betrachtet wird, ist keine signifikante Veränderung der Geschwindigkeit festzustellen. Die hervorgerufenen Volumenkräfte sind in diesem Fall zu gering um eine Änderung der Strömungsgeschwindigkeit zu bewirken. Die höchste Geschwindigkeitsreduzierung bei steigender Flussdichte liegt im MP1 für die metaldampfinduzierte Strömung vor (Konfiguration (II)). Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, liegen in diesem Fall die höchsten Geschwindigkeiten an der Oberfläche vor. Wird nur die Marangoni-Strömung berücksichtigt, ist die Dämpfung bei steigender Flussdichte geringer.

Im Schmelzbadinneren am MP2 weisen die horizontalen Strömungskomponenten deutlich niedrigere Geschwindigkeitswerte auf. Dementsprechend fallen auch die Änderungen unter Einfluss des Gleichfeldes sehr gering aus. Tendenziell wird die Strömung jedoch unter Einfluss des Feldes auch hier leicht gedämpft. Insgesamt ist die Auswirkung der Gleichfelder auf die horizontale Strömung für die betrachteten Strömungsanteile demnach lokal sehr unterschiedlich verteilt.

Maßgeblich für die Dämpfung der Strömung ist neben der Höhe der magnetischen Volumenkräfte auch deren relative Stärke im Verhältnis zur Massenträgheit der beschleunigten Schmelze. Zu diesem Zweck wird die Stuart-Zahl herangezogen (siehe **Gleichung 2.6**), die dieses Verhältnis angibt. Die Stuart-Zahl wird dazu sowohl an den beiden charakteristischen Punkten (MP1 und MP2) als auch für einen verallgemeinerten Fall betrachtet. Als charakteristische Länge r_{ch} wird dazu eine typische Längeneinheit in Hauptströmungsrichtung und für die charakteristische Geschwindigkeit die horizontale Geschwindigkeitskomponente verwendet. An den beiden Messpunkten MP1 und MP2 wird jeweils deren horizontaler Abstand zum Keyhole sowie der jeweilige Betrag der lokalen horizontalen Geschwindigkeit herangezogen. Für den verallgemeinerten Fall werden der Mittelwert der horizontalen Geschwindigkeit im gesamten Schmelzbad sowie die berechnete Schmelzbadlänge verwendet. Aus den errechneten Geschwindigkeiten für die Gesamtströmung (Konfiguration (IV)) sowie bei Annahme einer konstanten elektrischen

Leitfähigkeit und Dichte ergeben sich die in **Bild 6.6** gezeigten Verläufe für die Stuart-Zahl.



BIAS ID 131883

Bild 6.6: Verallgemeinerte und lokal aufgelöste Stuart-Zahl N in Abhängigkeit von der Flussdichte B_0 des Gleichfeldes für den berechneten Fall der Gesamtströmung.

Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten, wie sie insbesondere an der oberen Oberfläche vorherrschen (MP1), übersteigen die Trägheitskräfte die magnetischen Kräfte. Trotz der tendenziell höheren Volumenkräfte kommt es demnach in den Regionen mit den höchsten horizontalen Geschwindigkeiten nicht zwangsläufig zur stärksten Strömungsmanipulation. Dieser Umstand kann anhand der für die beiden Messpunkte (MP1 und MP2) exemplarisch ermittelten Verläufe der Stuart-Zahl verdeutlicht werden. Am oberen Messpunkt (MP1) herrschen hohe horizontale Strömungsgeschwindigkeiten vor. In diesem Fall ergeben sich allerdings erst bei Flussdichten von 400 mT Werte über 1, bei denen von einer Dominanz der magnetischen Volumenkräfte ausgegangen werden kann. Zwar kann auch für Werte knapp unterhalb von 1 mit einer Auswirkung auf die Strömung gerechnet werden, jedoch ergeben sich bereits bei Flussdichten von weniger als 180 mT Werte unterhalb von 0,1. Für diese kann von keiner signifikanten Strömungsbeeinflussung mehr in diesem Punkt ausgegangen werden.

Im Schmelzbadinneren (MP1) liegen zwar im gezeigten Fall geringere horizontale Strömungsgeschwindigkeiten und damit geringere Volumenkräfte vor, jedoch zeigt die Abschätzung, dass es hier bereits bei Flussdichten von 100 mT zu einer nicht zu vernachlässigenden Strömungsmanipulation kommen kann. Bereits knapp über 200 mT dominieren die magnetischen Volumenkräfte die Strömung in diesem Punkt.

Es wird wiederum deutlich, dass die tatsächliche Strömungsbeeinflussung sehr stark von der lokalen Geschwindigkeit abhängt. Um eine generelle Abschätzung der zu erwartenden Strömungsbeeinflussung vornehmen zu können, wird daher der verallgemeinerte Fall betrachtet. Hieran kann abgeleitet werden, dass bereits ab 100 mT von einer signifikanten Auswirkung der strömungsinduzierten Volumenkräfte auf die Strömung ausgegangen werden kann.

Anhand der Ergebnisse der Strömungssimulation und der Beurteilung der Gleichfeldwirkung auf die verschiedenen Strömungskonfigurationen kann daher festgestellt werden, dass die höchsten strömungsinduzierten Volumenkräfte durch die metaldampfinduzierte Strömung sowie die Marangoni-Strömung hervorgerufen werden, da diese zu hohen Geschwindigkeiten senkrecht zur Magnetfeldrichtung führen. Entsprechend treten bei der Gesamtströmung (Konfiguration (IV)) die höchsten strömungsinduzierten Volumenkräfte entlang der oberen Schmelzbadoberfläche auf und bewirken dabei eine Reduzierung der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit.

Die Wirkung der Volumenkräfte ist dabei auch von deren Verhältnis zur Massenträgheit abhängig. Die Abschätzung der Stuart-Zahl macht deutlich, dass die Massenträgheit und die Volumenkräfte ab einer Flussdichte von 100 mT in einer gleichen Größenordnung liegen und das jeweilige Übergewicht beider Anteile von der lokalen Geschwindigkeit abhängt.

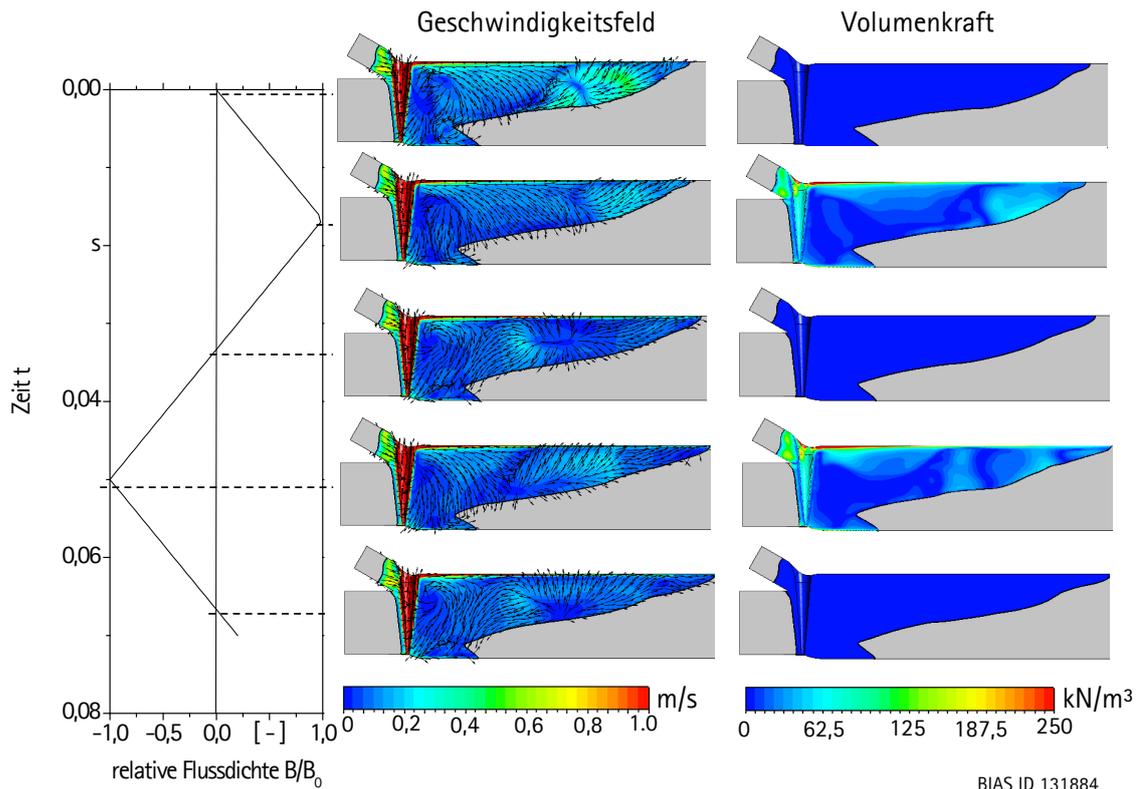
6.1.3. Strömungsmodulation durch niederfrequente Wechselfelder

Für die Bestimmung des Einflusses der niederfrequenten Magnetfelder werden transiente Simulationen mit Hilfe des idealisierten Strömungsmodells durchgeführt. Dabei wird stets die Gesamtströmung (Konfiguration (IV)) betrachtet und sowohl die strömungsinduzierte als auch die induktive Volumenkraft in der Berechnung berücksichtigt. In **Bild 6.7** ist das zeitabhängige Verhalten des Geschwindigkeitsfeldes und der entsprechenden magnetischen Volumenkräfte für eine Flussdichte von $B_0 = 350$ mT und eine Frequenz von $f = 15$ Hz entlang der Symmetrieffläche dargestellt. Zum Vergleich ist die dazugehörige Pulsform des externen Magnetfeldes abgebildet.

Bei steigender Flussdichte entstehen entlang der oberen Oberfläche und im hinteren Bereich des Schmelzbades starke magnetische Volumenkräfte. Bei Änderung des Vorzeichens der Flussdichte treten ähnliche Volumenkräfte mit vergleichbarer räumlicher Verteilung auf. Die induzierten Volumenkräfte sind demnach unabhängig vom Vorzeichen der Flussdichte.

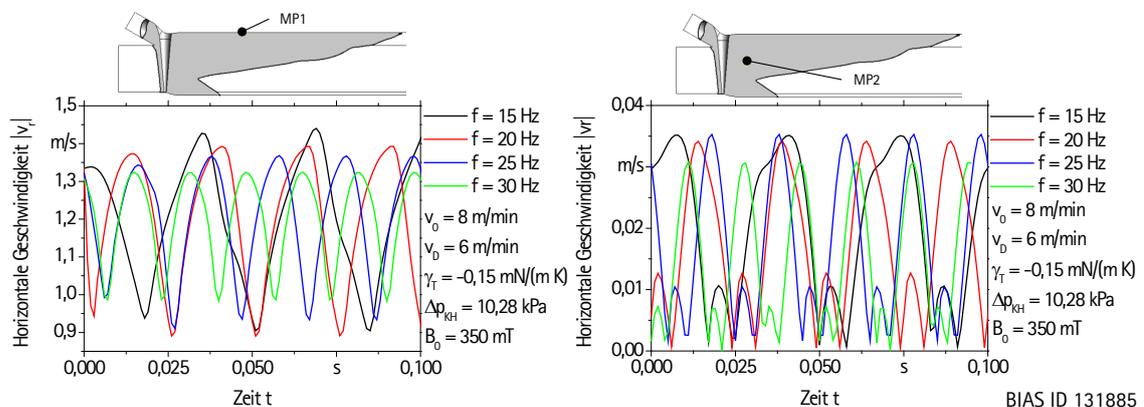
Durch die Volumenkräfte erfolgt eine Umlenkung der Schmelzbadströmung. Bei steigender Flussdichte wird die Strömung im hinteren Teil des Schmelzbades gedämpft. Bei sinkender Flussdichte nehmen die Verwirbelungen im hinteren Teil des Schmelzbades wieder zu. Durch diese periodische Modulation wird eine instationäre Schmelzbadströmung hervorgerufen.

Für die horizontalen Geschwindigkeiten an den beiden charakteristischen Punkten im Schmelzbad (MP1 und MP2) ergeben sich bei einer konstanten Flussdichte von $B_0 = 350$ mT für unterschiedliche Frequenzen die in **Bild 6.8** dargestellten zeitlichen Verläufe.



BIAS ID 131884

Bild 6.7: Geschwindigkeitsfelder und magnetische Volumenkraft entlang der Symmetrieffläche für ein Wechselfeld mit einer Flussdichte von $B_0 = 350 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 15 \text{ Hz}$ gegenüber der entsprechenden Pulsform des Magnetfeldes.



BIAS ID 131885

Bild 6.8: Betrag der horizontalen Geschwindigkeit am MP1 und MP2 unter Einfluss eines Wechselfeldes mit der Flussdichte 350 mT und unterschiedlichen Frequenzen.

Die horizontale Geschwindigkeit erfährt eine periodische Modulation. Die Geschwindigkeiten am oberen Messpunkt (MP1) variieren bei einer Frequenz von $f = 15 \text{ Hz}$ zwischen $0,9 \text{ m/s}$ und $1,4 \text{ m/s}$. Mit steigender Frequenz nimmt die Variationsbreite der periodischen Geschwindigkeitsmodulation ab. Die Frequenz der Modulation korreliert dabei mit der doppelten Frequenz des entsprechenden Magnetfeldes und ähnelt im zeitlichen Verlauf einer Sinusschwingung.

Im Schmelzbadinneren (MP2) ist ebenfalls eine periodische Geschwindigkeitsmodulation festzustellen, die aber insgesamt deutlich geringere Variationsbreiten aufweist. Die horizontalen Geschwindigkeiten variieren hier zwischen 0 m/s und 0,035 m/s. Die Erhöhung der Frequenz hat am MP2 geringere Auswirkungen auf die Variationsbreite. Auch hier ist die Frequenz der periodischen Geschwindigkeitsmodulation doppelt so hoch wie die entsprechende Magnetfeldfrequenz.

Das Ergebnis der Modellrechnungen zeigt daher eindeutig, dass unter dem Einfluss eines niederfrequenten Magnetfeldes die magnetischen Volumenkräfte ebenfalls mehrheitlich im oberen und hinteren Teil des Schmelzbades auftreten. Die hervorgerufenen Volumenkräfte bewirken dabei, ähnlich wie beim Gleichfeld, eine lokale Dämpfung der horizontalen Strömungskomponente sowie eine Umlenkung der Strömung. Aufgrund der zeitlichen Variation der Flussdichte führt dies insgesamt zu einem instationären, periodischen Strömungsverhalten. Das periodische Verhalten weist dabei die doppelte Frequenz des externen Magnetfeldes auf. Das zeitliche Verhalten der Strömung verdeutlicht gleichzeitig die Wichtigkeit einer zeitaufgelösten Betrachtung der magnetischen Volumenkräfte und deren Wirkung auf die Schmelzbadströmung.

6.2. Niederfrequentes Regime

6.2.1. Größenordnung der magnetischen Volumenkräfte

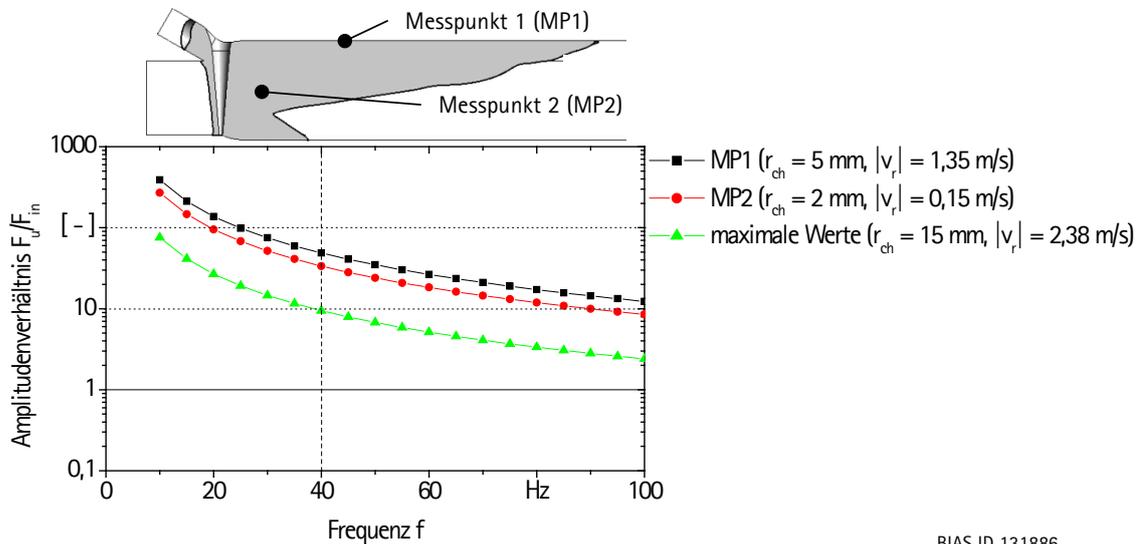
Entscheidend für das Verständnis der dominierenden Wechselwirkungsmechanismen ist die Kenntnis über die Größenordnung der magnetischen Volumenkräfte. Mit Hilfe der Ergebnisse aus den numerischen Simulationen können die Amplituden der strömungsinduzierten Volumenkraft \hat{F}_u und der induktiven Volumenkraft \hat{F}_{in} verglichen werden:

$$\frac{\hat{F}_u}{\hat{F}_{in}} = \frac{4 \cdot |\vec{v}_r| \cdot \delta}{\omega \cdot r_{ch}^2}. \quad (6.1)$$

Um den Wert der maximalen Amplituden zu bestimmen, wird der Betrag der maximalen horizontalen Geschwindigkeit $|\vec{v}_r|$ sowie die Länge der Schmelzbadschleppe von $r_{ch} = 15 \text{ mm}$ verwendet. Für die orts aufgelöste Betrachtung werden zudem die lokalen horizontalen Geschwindigkeiten an der Schmelzbadoberfläche (MP1) und im Schmelzbadinneren (MP2) herangezogen. Als Ausgangsbasis wird dazu die Gesamtströmung (Konfiguration (IV)) im feldfreien Fall verwendet. Die charakteristische Länge r_{ch} entspricht dabei jeweils dem horizontalen Abstand des betrachteten Punktes (MP1 und MP2) von der Keyholeachse. Unter diesen Annahmen ergeben sich die in **Bild 6.9** dargestellten Quotienten aus strömungsinduzierter und induktiver Volumenkraft bei unterschiedlichen Frequenzen.

Die strömungsinduzierten Kräfte übersteigen die induktiven Kräfte für den gesamten untersuchten Frequenzbereich. Bis zu einer Frequenz von 40 Hz übersteigen sie diese

sogar um mehr als eine Größenordnung. Für den betrachteten Frequenzbereich bis $f = 50$ Hz kann also von einer Dominanz der strömungsinduzierten Volumenkräfte nach **Gleichung 4.51** im gesamten Schmelzbad ausgegangen werden.

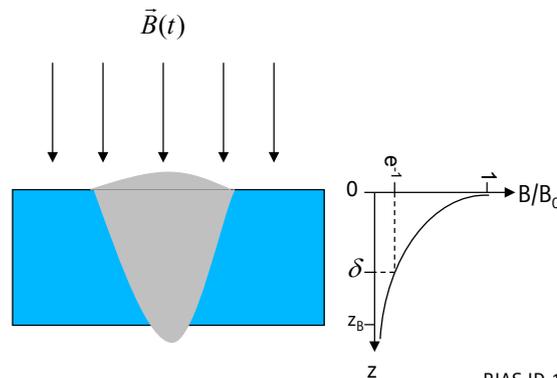


BIAS ID 131886

Bild 6.9: Amplitudenverhältnis zwischen strömungsinduzierter und induktiver Volumenkraft für unterschiedliche Wechselfelder.

6.2.2. Frequenzabhängige Eindringtiefe

Im Falle des hier betrachteten coaxialen Wechselfeldes wird das äußere Magnetfeld mit zunehmender Schmelzbadtiefe durch das induzierte Gegenfeld abgeschwächt (**Bild 6.10**).



BIAS ID 131887

Bild 6.10: Abschwächung des äußeren Magnetfeldes mit zunehmender Schmelzbadtiefe.

Um den Einfluss der dadurch entstehenden Feldinhomogenität einordnen zu können, wird die dimensionslose Zahl

$$\Omega = \frac{z_B}{\delta} = \sqrt{\pi \mu_0 \sigma \cdot f \cdot z_B^2} \tag{6.2}$$

eingeführt. Diese misst das Verhältnis zwischen Schmelzbadtiefe z_B und Eindringtiefe δ (vergleiche **Gleichung 2.11**) und ist daher ein grundlegendes Merkmal zur Charakterisierung des niederfrequenten Regimes.

Dazu werden folgende Regime definiert:

$\Omega \ll 1$:

In diesem Fall ist die Schmelzbadtiefe mindestens eine Größenordnung kleiner als die Eindringtiefe. Das externe Magnetfeld durchdringt das Schmelzbad vollständig und wechselwirkt mit der gesamten Schmelzbadströmung. Eine Abschwächung des Magnetfeldes mit zunehmender Schmelzbadtiefe kann vernachlässigt werden.

$0,1 < \Omega < 1$:

In diesem Regime durchdringt das Magnetfeld das Schmelzbad zwar noch vollständig, jedoch wird es mit zunehmender Schmelzbadtiefe leicht abgeschwächt. Die daraus entstehende Inhomogenität kann zu einem Kraftgradienten in z-Richtung führen, der je nach Stärke eine zusätzliche Beschleunigung zur Folge haben kann. Mindestens wird jedoch die Anisotropie der strömungsinduzierten Kraft verstärkt.

$\Omega \geq 1$:

Für den Fall, dass die Eindringtiefe gleich beziehungsweise kleiner als die Schmelzbadtiefe wird, kann von einer nahezu vollständigen Abschirmung des Magnetfeldes ausgegangen werden. Die Feldverzerrung sorgt für einen verstärkten Gradienten in z-Richtung. Das Magnetfeld wechselwirkt nicht mehr mit der gesamten Schmelzbadströmung, sondern im Extremfall nur noch mit den oberflächennahen Strömungen.

$\Omega \gg 1$:

In diesem Grenzfall ist die Eindringtiefe viel kleiner als die Schmelzbadtiefe. Das äußere Magnetfeld wird in eine oberflächennahe Schicht verdrängt (Skin-Effekt). Die magnetischen Volumenkräfte werden nur noch in dieser Schicht induziert. Die in der Herleitung der Volumenkräfte gemachten Annahmen für die Verteilung des Magnetfeldes und der induzierten Ströme sind dann nicht mehr gültig. Vielmehr kann das im Stand der Technik beschriebene Modell einer senkrecht auf die Oberfläche wirkenden Druckkraft herangezogen werden.

In **Bild 6.11** sind die vier Regime für verschiedene Schmelzbadtiefen und in Abhängigkeit von der Frequenz des Magnetfeldes dargestellt. Zusätzlich eingezeichnet ist das Parameterfenster der in dieser Arbeit experimentell untersuchten Schmelzbadtiefen und Frequenzen.

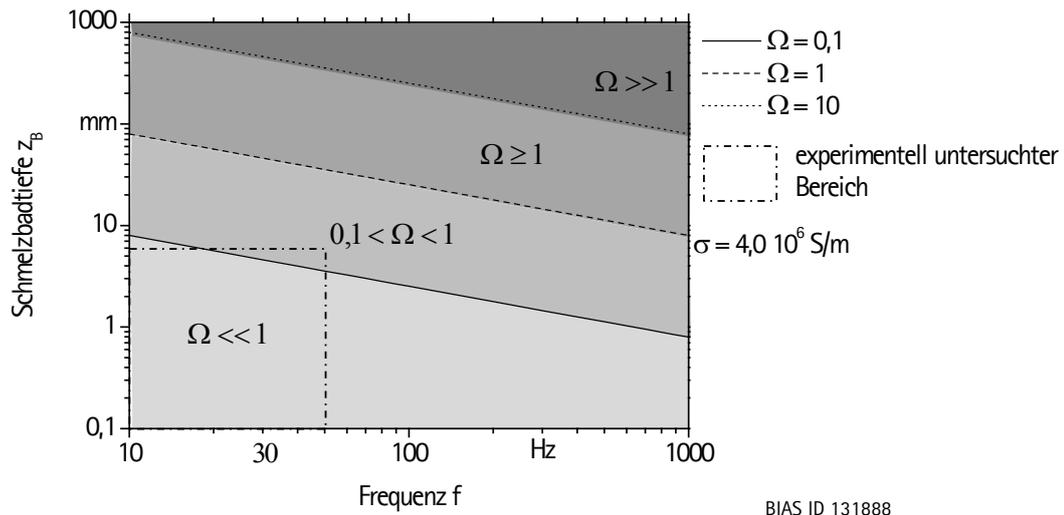


Bild 6.11: Abschirmungsparameter für unterschiedliche Schmelzbadtiefen und Magnetfeldfrequenzen.

Nahezu der gesamte experimentell untersuchte Bereich fällt demnach in das als abschirmungsfrei definierte Regime. Bei einer Frequenz von $f = 50$ Hz kann erst ab Schmelzbadtiefen von 3,6 mm eine leichte Abschwächung des Magnetfeldes auftreten. Für die Schweißversuche mit Zusatzwerkstoff kann daher ein vollständig abschirmungsfreies Regime angenommen werden.

Lediglich bei den Modellexperimenten bei denen Schmelzbadtiefen von 5,5 mm (Röntgenuntersuchungen) und 6 mm (Al-Cu-Modellsysteme) erreicht wurden, kann bei Frequenzen oberhalb von 20 Hz von einer leichten Abschirmung des Feldes ausgegangen werden. Insgesamt durchdringt das Magnetfeld im untersuchten niederfrequenten Bereich das Schmelzbad jedoch vollständig, sodass die hergeleitete zeitabhängige Formulierung der magnetischen Volumenkräfte für alle untersuchten Fälle angewandt werden kann.

6.2.3. Randbedingungen des Prozesses

Mit Blick auf die Möglichkeit einer gleichmäßigen Strömungsmanipulation zur Steigerung der Durchmischung soll ein praxisrelevanter Aspekt der Zeitabhängigkeit der niederfrequenten magnetischen Volumenkräfte betrachtet werden:

Durch die üblicherweise hohen Strömungsgeschwindigkeiten beim Laserstrahl-tiefschweißprozess sind die Zeiträume, in dem sich das Metall im geschmolzenen Zustand befindet, vergleichsweise kurz. Bezeichnet man diese Zeitspanne als Schmelzbadlebensdauer Δt_s , so lässt sich abschätzen, wie vielen Perioden des externen Magnetfeldes die Strömung bis zur Erstarrung ausgesetzt wurde. Gerade bei sehr niedrigen Frequenzen kann der Fall eintreten, dass die Periodendauer des Magnetfeldes die Schmelzbadlebensdauer übersteigt. In der Folge kommt es zu einer unvollständigen Einwirkung des Magnetfeldes. Unterschiedliche Abschnitte der geschweißten Naht werden während des Schweißens unterschiedlichen Abschnitten des Magnetfeldzyklus ausgesetzt.

In **Bild 6.12** ist dieser Extremfall anhand einzelner hypothetischer Partikel und deren Lebensdauer im Schmelzbad im Vergleich zur Magnetfeldperiode anschaulich dargestellt.

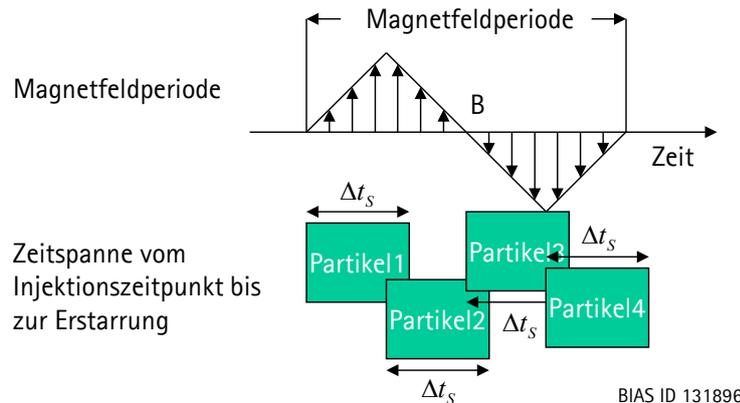


Bild 6.12: Veranschaulichung der Korrelation zwischen Magnetfeldperiode und der Schmelzbadlebensdauer.

Um diese Ungleichmäßigkeit zu charakterisieren, lässt sich das Verhältnis von Schmelzbadlebensdauer zur Magnetfeldfrequenz in einer dimensionslosen Kennzahl

$$\Pi = \frac{1}{\Delta t_s \cdot f} \quad (6.3)$$

quantifizieren. Damit lassen sich unterschiedliche Beeinflussungsregime für die niederfrequenten Magnetfelder definieren:

Unvollständige Einwirkung ($\Pi > 1$):

Dieser Fall ist gekennzeichnet von einer unvollständigen Einwirkung des Magnetfeldes. Die Periodendauer des Magnetfeldes ist größer als die Schmelzbadlebensdauer Δt_s , sodass unterschiedliche Abschnitte der Naht unterschiedlichen Zyklen des Magnetfeldes ausgesetzt wurden.

Ungleichmäßige Einwirkung ($0,2 < \Pi < 1$):

Eine ungleichmäßige Einwirkung wird für den Fall definiert, dass die Schmelzbadlebensdauer Δt_s zwar länger als die Magnetfeldperiode ist, sich beide jedoch in einer gleichen Größenordnung befinden. Dadurch wirkt zwar mindestens ein voller Magnetfeldzyklus auf die Strömung ein, jedoch können sich die Amplituden zu Beginn einzelner Strömungstrajektorien abschnittsweise stark unterscheiden. Da jedoch die Strömungsgeschwindigkeiten lokal sehr unterschiedlich sein können, kann die stetig fortschreitende Verschiebung zwischen Lebensdauer und Magnetfeldzyklus zu einer ungleichmäßigen Auswirkung über die gesamte Nahtlänge führen.

Gleichmäßige Einwirkung ($\Pi \leq 0,2$):

Eine gleichmäßige Wirkung wird für den Fall definiert, dass die Schmelzbadlebensdauer mindestens dem fünffachen der Feldperiode entspricht. Legt man die in **Gleichung 4.51** gezeigte strömungsinduzierte Kraft zugrunde, so wird das Maximum der strömungsinduzierten Volumenkraft dann während der Schmelzbadlebensdauer mindestens 10 mal erreicht, sodass von einer nahezu gleichmäßigen Wirkung für alle Abschnitte der Naht ausgegangen werden kann.

Eine Abschätzung der Schmelzbadlebensdauer erhält man aus dem Quotienten der typischen Schmelzbadlänge r_{ch} und der Schweißgeschwindigkeit v_0 :

$$\Delta t_s = \frac{r_{ch}}{v_0} \quad (6.4)$$

Wird für die Schmelzbadlänge ein Wert von $r_{ch} = 15$ mm verwendet (ein Wert, der sich aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entnehmen lässt und die typische Schmelzbadlänge wiedergibt), ergibt sich für die Kennzahl Π die in **Bild 6.13** dargestellte Abhängigkeit für verschiedene Schweißgeschwindigkeiten und Magnetfeldfrequenzen.

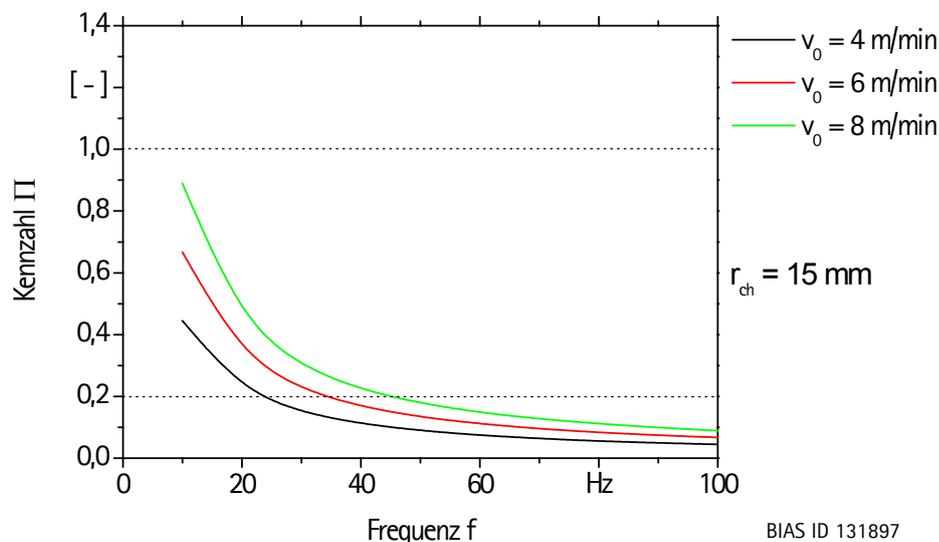


Bild 6.13: Kennzahl Π in Abhängigkeit von der Magnetfeldfrequenz f bei unterschiedlichen Schweißgeschwindigkeiten v_0 .

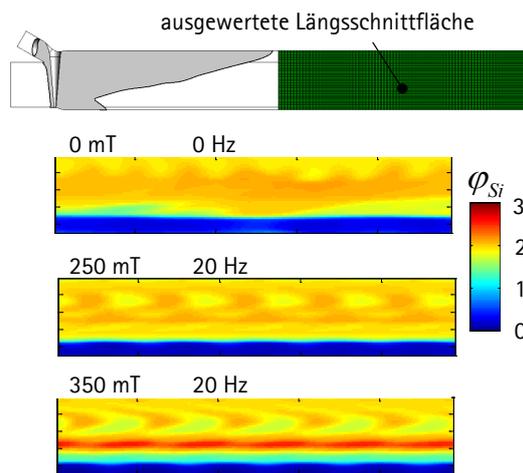
Dass die Schmelzbadlänge bei Änderung der Vorschubgeschwindigkeit konstant bleibt, ist hier vereinfachend angenommen worden. Für den Fall einer Schmelzbadlänge von 15 mm, wie sie in **Kapitel 6.1.1** für den feldfreien Fall berechnet wurde, liegt mehrheitlich eine unregelmäßige Beeinflussung vor. Dieser Sachverhalt verdeutlicht nochmals die Notwendigkeit einer zeitaufgelösten Betrachtung der magnetischen Volumenkräfte.

6.3. Niederfrequente Durchmischungsbeeinflussung

6.3.1. Siliziumverteilung und Inhomogenitätszahl

Mit Hilfe des idealisierten Strömungsmodells wurde die Verteilung des Siliziums anhand der dimensionslosen skalaren Größe φ_{Si} errechnet. Die Modellgeometrie umfasst neben dem Schmelzbad auch den Bereich der bereits erstarrten Schmelze (**Bild 6.14**). Die dort entlang der Symmetrieffläche errechnete Verteilung von φ_{Si} entspricht daher der im Experiment gemessenen und mittels WDX-Analyse quantifizierten Siliziumverteilung am Längsschliff der Schweißnaht. Das Rechengitter ist in dem betrachteten Bereich so diskretisiert, dass eine 50 x 250 große zweidimensionale Wertematrix mit einem Abstand von jeweils 80 μm zu jedem Wert errechnet wird.

Mit Hilfe des numerischen Modells wurde daher die resultierende Siliziumverteilung bei einer konstanten Frequenz von $f = 20$ Hz bei unterschiedlichen Flussdichten sowie im feldfreien Fall berechnet. Dabei wurde stets die Gesamtströmung (Konfiguration (IV)) herangezogen. Das Ergebnis ist in **Bild 6.14** dargestellt.



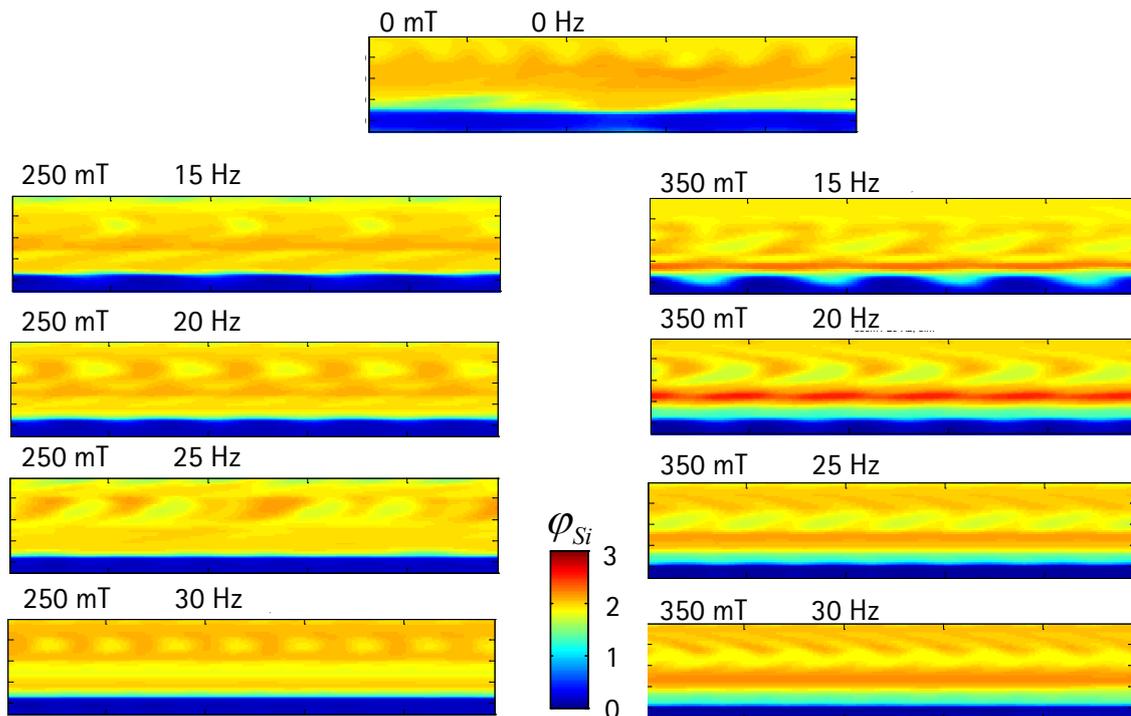
BIAS ID 131889

Bild 6.14: Berechnete Siliziumverteilung entlang der Symmetrieffläche. Vergleich feldfreier Fall und Wechselfeld bei $f = 20$ Hz und unterschiedlicher Flussdichtenamplitude.

Im feldfreien Fall verteilt sich das Silizium im oberen Teil der Naht. Nahe der oberen Oberfläche sind periodisch wiederkehrende Verteilungsmuster festzustellen, die auf periodische Strömungen im hinteren Teil der Schmelzbadschleppe zurückzuführen sind. Dass sich das Silizium nicht bis zur Nahtwurzel verteilt, ist auf von unten nach oben gerichtete Strömungen im Bereich des V-förmigen Scheitels an der Schmelzbadrückwand zurückzuführen. Unter Einfluss des Wechselfeldes verändert sich die resultierende Verteilung signifikant. Unabhängig von der Flussdichte sind in jeder der berechneten Verteilungen periodisch wiederkehrende Muster festzustellen. Die räumliche Frequenz der wiederkehrenden Strukturen beträgt 40 Hz und entspricht damit der doppelten Magnetfeldfrequenz. Die im feldfreien Fall aufgetretene Periodizität entlang der

Oberfläche findet sich unter Wechselfeld Einfluss nicht mehr in den dargestellten Verteilungen wieder. Mit zunehmender Flussdichte verteilt sich das Silizium vermehrt über die gesamte Nahttiefe. Eine Tendenz, die auch in den experimentellen Untersuchungen festgestellt werden konnte.

Die berechneten Siliziumverteilungen bei einer konstanten Flussdichte von $B_0 = 250$ mT und von $B_0 = 350$ mT bei unterschiedlichen Frequenzen sowie für den feldfreien Fall sind in **Bild 6.15** dargestellt.

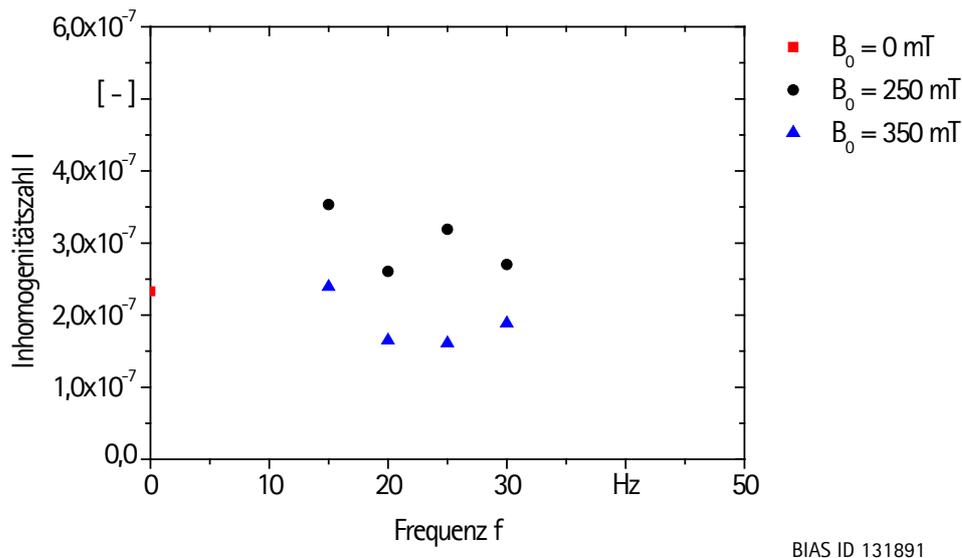


BIAS ID 131890

Bild 6.15: Berechnete Siliziumverteilung entlang der Symmetrieffläche. Vergleich feldfreier Fall und Wechselfeld mit einer konstanten Flussdichtenamplitude von 250 mT und 350 mT bei unterschiedlichen Frequenzen.

Unter Einfluss der verschiedenen Wechselfelder ändert sich die räumliche Frequenz der periodischen Verteilungen. Die wiederkehrenden Strukturen korrelieren dabei stets mit der doppelten Frequenz des entsprechenden Magnetfeldes und bilden daher keinerlei Interferenz mit den periodischen Strömungen im feldfreien Fall. Auffallend ist dabei, dass, entgegen der experimentell beobachteten Verteilungen, für alle untersuchten Frequenzen stets periodische Strukturen beobachtet werden können. Eine Ausnahme bildet lediglich die errechnete Verteilung bei einer Frequenz von $f = 25$ Hz und einer Flussdichte von $B_0 = 250$ mT. Hier ist die Periodizität teilweise unterbrochen. Bei einer Flussdichte von $B_0 = 350$ mT liegt jedoch für alle untersuchten Frequenzen eine periodische Verteilung vor.

Die Inhomogenitätszahlen für die berechneten Verteilungen sind in **Bild 6.16** zusammengefasst. Bei zunehmender Flussdichte kann eine Verringerung der Inhomogenität der errechneten Verteilung festgestellt werden. Gegenüber dem feldfreien Fall ergeben sich bei den berechneten Verteilungen bei einer Flussdichte von $B_0 = 250 \text{ mT}$ für alle betrachteten Frequenzen zunächst höhere Werte. Erst bei einer Flussdichte von $B_0 = 350 \text{ mT}$ ergeben sich geringere Werte als im feldfreien Fall. Die Veränderung der Inhomogenitätszahl bei unterschiedlichen Frequenzen korreliert in diesem Fall tendenziell mit dem im Experiment ermittelten Verhalten.



BIAS ID 131891

Bild 6.16: Inhomogenitätszahlen der berechneten Siliziumverteilungen für den feldfreien Fall sowie bei unterschiedlichen niederfrequenten Magnetfeldern.

So sinkt die Inhomogenitätszahl mit einer Erhöhung der Frequenz von $f = 15 \text{ Hz}$ auf $f = 25 \text{ Hz}$ zunächst ab und steigt dann bei weiterer Erhöhung auf eine Frequenz von $f = 30 \text{ Hz}$ wieder leicht an. Im Vergleich zu den experimentell ermittelten Verteilungen ergeben sich bei den berechneten Verteilungen insgesamt deutlich kleinere Absolutwerte für die Inhomogenitätszahl.

6.3.2. Einfluss prozessbedingter Störungen

Bei Fügeprozessen treten in der Praxis häufig prozessbedingte Störungen auf. Um den Einfluss solcher Störungen im Hinblick auf das erzielte Verteilungsergebnis abschätzen zu können, wird eine periodische Modulation der Drahtvorschubgeschwindigkeit vorgegeben. Diese soll den in der Praxis nicht unwahrscheinlichen Fall eines ungleichmäßig abschmelzenden Drahtes widerspiegeln. Dazu wird die Drahtvorschubgeschwindigkeit mit einer kleinen Störung addiert

$$v_D^* = v_D + \delta v_s, \quad (6.5)$$

wobei

$$\delta v_s = \hat{v}_s \cdot \sin(2\pi f_{st} \cdot t) \quad (6.6)$$

ist. Die Amplitude der Störung \hat{v}_s sowie deren Frequenz f_{st} dienen als Eingangsparameter. Für den untersuchten Fall wird eine sehr kleine Störung mit einer Amplitude von $\hat{v}_s = 0,01 \text{ m/s}$ und einer Frequenz von $f_{st} = 24 \text{ Hz}$ vorgegeben. Die Frequenz ist dabei an experimentelle Beobachtungen des Abschmelzverhaltens des Drahtes während des Schweißprozesses angelehnt. Die errechneten Verteilungen sowie die dazugehörigen Inhomogenitätszahlen für den feldfreien Fall und unter Einfluss des Wechselfeldes mit einer Flussdichte von $B_0 = 250 \text{ mT}$ sowie bei unterschiedlichen Feldfrequenzen ist in **Bild 6.17** dargestellt.

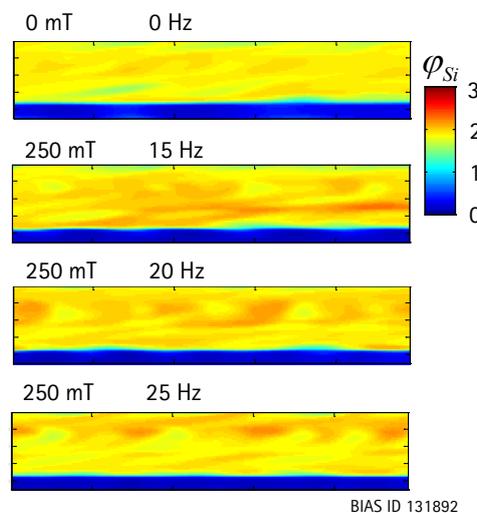


Bild 6.17: Berechnete Siliziumverteilung bei Berücksichtigung einer periodischen Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit für den feldfreien Fall sowie unter Einfluss eines Wechselfeldes mit einer Flussdichte von $B_0 = 250 \text{ mT}$ und unterschiedlichen Frequenzen.

Die geringfügige Variation der Drahtvorschubgeschwindigkeit hat bereits einen deutlichen Einfluss auf die resultierende Verteilung. Gegenüber dem in **Bild 6.14** und **Bild 6.15** gezeigten ungestörten feldfreien Fall mit einer leicht periodischen Verteilung entlang der Nahtoberfläche, resultiert eine Verteilung ohne erkennbare räumlich wiederkehrende Strukturen. Die minimale Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit überlagert demnach bereits die durch die natürlichen Schmelzbadschwingungen resultierende Verteilung. Unter Einfluss des Wechselfeldes sind die Verteilungen ebenfalls gegenüber dem ungestörten Fall erheblich verändert. Es kommt zu einer Überlagerung der durch die Störung hervorgerufenen Verteilungsänderung mit der periodischen Strömungsmodulation durch die Magnetfelder. Im Gegensatz zum zuvor betrachteten ungestörten Fall resultieren daraus auch Verteilungen ohne erkennbare periodische Strukturen. Ähnlich wie in den experimentell beobachteten Verteilungen ergeben sich zudem bereits bei einer geringfügigen Änderung der Magnetfeldfrequenz völlig unterschiedliche Verteilungstexturen.

Die Überlagerung mit der durch die Störung hervorgerufenen Verteilungsänderung spiegelt sich auch in den errechneten Inhomogenitätszahlen wider, die sich gegenüber dem ungestörten Fall deutlich ändern (**Bild 6.18**). Die Störung hat demnach generell eine Veränderung der Inhomogenität zur Folge und kann demnach in Hinblick auf die resultierende Siliziumverteilung nicht vernachlässigt werden.

Aus den errechneten Verteilungen im ungestörten Fall, zusammen mit den hier gezeigten Verteilungen bei einer prozessbedingten periodischen Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit, lässt sich ein Mittelwert und eine Standardabweichung für die Inhomogenitätszahl bestimmen. Diese geben Auskunft über den generellen Einfluss der prozessbedingten Störung. Das Ergebnis ist in **Bild 6.19** gezeigt.

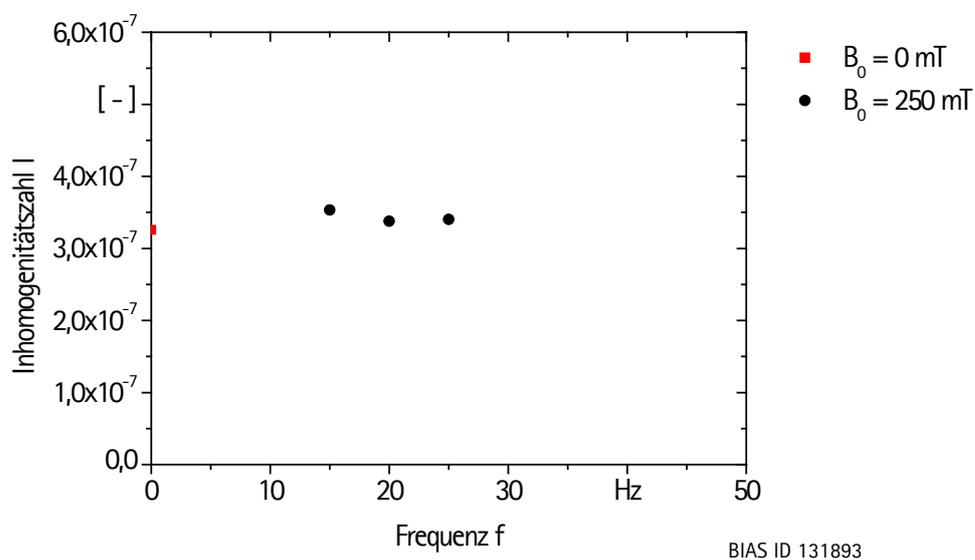


Bild 6.18: Inhomogenitätszahlen bei Berücksichtigung einer periodischen Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit für den feldfreien Fall sowie unter Einfluss eines Wechselfeldes mit einer Flussdichte von $B_0 = 250$ mT und unterschiedlichen Frequenzen.

Sowohl für den feldfreien Fall als auch bei einer Frequenz von $f = 20$ Hz ergeben sich vergleichsweise hohe Standardabweichungen. Die Abweichungen betragen im feldfreien Fall bereits 14% und bei einer Frequenz von $f = 20$ Hz sogar 18%.

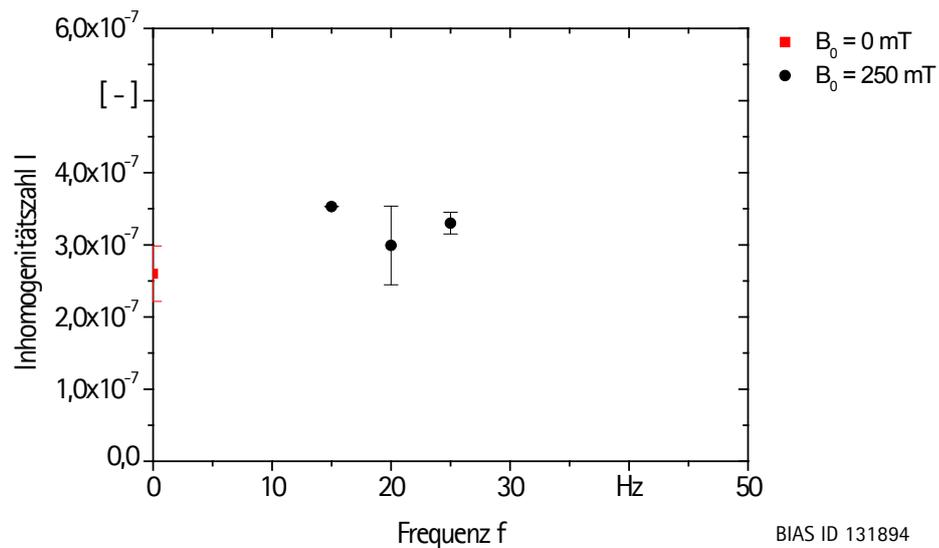


Bild 6.19: Mittelwert und Standardabweichung aus der Inhomogenitätszahl bei idealem Strömungsfeld und bei einer periodischen Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit für den feldfreien Fall sowie unter Einfluss eines Wechselfeldes mit einer Flussdichte von $B_0 = 250$ mT und unterschiedlichen Frequenzen.

Der in **Bild 6.17** gewonnene Eindruck einer, gegenüber dem ungestörten Fall, deutlich veränderten Verteilung spiegelt sich demnach auch im Ergebnis der Inhomogenitätszahl wieder. Daher kann festgestellt werden, dass die resultierende Siliziumverteilung neben der magnetischen Strömungsmanipulation auch signifikant durch prozessbedingte Störungen beeinflusst wird.

7. Wirkmechanismus der niederfrequenten Magnetfelder

Auf Basis der in **Kapitel 5** und **Kapitel 6** dargestellten Ergebnisse lässt sich ein Gesamtbild für den Wirkmechanismus zwischen niederfrequenten Magnetfeldern und der typischen Schmelzbaddynamik beim Laserstrahl-tiefschweißen ableiten. Bisher ist unklar gewesen, inwieweit sich die magnetischen Volumenkräfte aus strömungsinduzierten und induktiven Volumenkräften zusammensetzen und welche Rolle die frequenzabhängige Eindringtiefe spielt.

Eine zeitgemittelte quasi-statische Beschreibung der Kräfte, wie sie von **Avilov** et al. [Avi12] und **Bachmann** et al. [Bac12] für Wechselfelder mit Frequenzen im Bereich von 10^2 Hz bis 10^3 Hz verwendet wurden, erscheint aufgrund der langen Periodendauer des niederfrequenten Feldes und der kurzen Zeitspanne zwischen Schmelzen und Erstarren einer Strömungstrajektorie für den in dieser Arbeit betrachteten Fall nicht anwendbar. Statt der bei quasi-statischen Betrachtungen resultierenden zeitgemittelten Volumenkraft kann bei den niederfrequenten Magnetfeldern vielmehr von einer periodischen Krafteinwirkung ausgegangen werden.

Eine zu diskutierende Hypothese lautet daher, dass die magnetischen Volumenkräfte im niederfrequenten Fall vornehmlich als periodische Modulation der Gleichfeldkraft verstanden werden können und der dominierende Anteil strömungsinduziert ist.

Anhand der in **Kapitel 5.1.3** gezeigten Ergebnisse der Röntgenuntersuchungen konnte nachgewiesen werden, dass die horizontale Komponente der Schmelzbadströmung unter dem Einfluss des Gleichfeldes verlangsamt wird (**Bild 5.6**). Beim coaxialen Magnetfeld verläuft die horizontale Strömungskomponente senkrecht zum Magnetfeld, was zur Folge hat, dass die in **Gleichung 4.51** beschriebene strömungsinduzierte Volumenkraft hervorgerufen wird.

Gleichzeitig ergab die in **Kapitel 5.1.4** gezeigte Bewegung der Wolframpartikel entlang der lokalen Strömungstrajektorien eine Erhöhung der maximalen Geschwindigkeiten unter Feldeinfluss. Dass dieses Ergebnis keinen Widerspruch zur zuvor festgestellten Dämpfung darstellt, liegt in der Tatsache begründet, dass die Volumenkräfte anisotrop sind. Die Beschleunigung der Strömung bei gleichzeitiger Dämpfung der horizontalen Strömungskomponente kann mit der durch die Volumenkräfte eingebrachten potentiellen Energie begründet werden. Wie beispielsweise von **Davidson** et al. beschrieben wurde, wird bei einer strömungsinduzierten Wechselwirkung die eingebrachte Energie hauptsächlich in kinetische Energie umgewandelt (statt beispielsweise in eine Erhöhung der Temperatur) [Dav95]. Da das Kraftfeld nicht konservativ ist, verfügt es über eine rotatorische Komponente, die eine Kraftwirkung parallel zu den Magnetfeldlinien zulässt. Bei einem strömungsinduzierten Kraftfeld macht sich die Anisotropie in einer Umlenkung der Strömung in Richtung der Magnetfeldlinien bemerkbar.

Dass das Magnetfeld eine Erhöhung der Dynamik im Schmelzbad zur Folge hat, konnte auch anhand der Al-Cu-Modellexperimente nachgewiesen werden. Hier konnte unter Feldeinfluss sowohl eine vermehrte Verteilung des Kupfers in tiefere Regionen der Naht als auch eine flächenmäßige Verlängerung des als Kontrastmittel verwendeten Kupfers in Schweißrichtung festgestellt werden. Die vermehrte Verteilung des Kupfers in Nahttiefenrichtung kann dabei direkt mit der Anisotropie des Feldes begründet werden. Bei den im **Abschnitt 5.1.2** dargestellten Kupferverteilungen im Querschliff kann die Zunahme des Kupfers im unteren Bereich der eingeschweißten Naht eindeutig nachgewiesen werden.

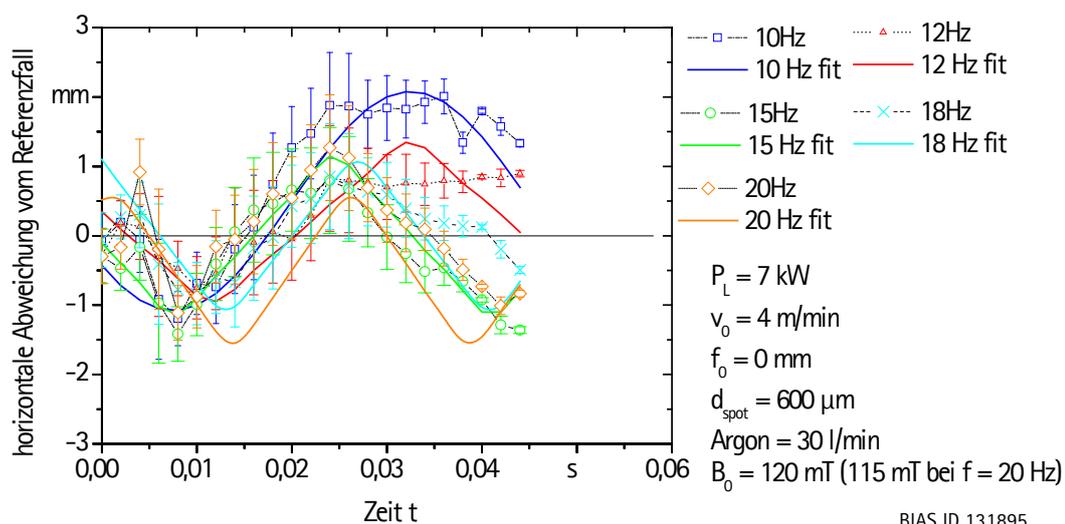
Die Verlängerung der mit Kupfer angereicherten Zone in Schweißrichtung kann indes auf unterschiedliche Weise begründet werden. Einerseits verzögert sich die Propagation in Schweißrichtung, wodurch das Kupfer länger im Schmelzbad verbleibt und sich dementsprechend über eine größere Fläche in Schweißrichtung verteilt. Dieser Erklärungsansatz erscheint zumindest für den Fall des Gleichfeldes plausibel und spiegelt sich in den gemessenen Abständen in **Bild 5.4** wider. Hier ist insbesondere auch ein Anstieg der gemessenen Länge mit zunehmender Schweißgeschwindigkeit festgestellt worden. Da die strömungsinduzierte Volumenkraft linear mit der lokalen Geschwindigkeit skaliert und ein Anstieg der Schweißgeschwindigkeit in der Regel auch zu einer allgemeinen Erhöhung der Geschwindigkeit im Schmelzbad führt, kann eine Verstärkung der strömungsinduzierten Volumenkraft als ursächlich für den Anstieg der Länge gesehen werden. Andererseits ist eine Verlängerung der Kupferverteilung in Schweißrichtung auch im Falle der niederfrequenten Wechselfelder zu beobachten (**Bild 5.2**). Der Abstand ist in manchen Fällen sogar größer als unter Einfluss des Gleichfeldes. Bei statischen Magnetfeldern würde sich durch die dämpfende Wirkung ein neuer quasi-statischer Strömungszustand ausbilden, wie es beispielsweise bei der Hartmann-Strömung der Fall ist. Bei den niederfrequenten Wechselfeldern kann jedoch nicht von einer gleichmäßigen Kraftwirkung ausgegangen werden. Würde man im Falle des Wechselfeldes den Effektivwert der zugrundeliegenden Lorentz-Kraft errechnen, müsste sich die Länge der mit Kupfer angereicherten Zone gegenüber dem Gleichfeld verringern. Dennoch ist auch hier eine deutliche Zunahme der Länge festgestellt worden.

Wie in den zeitaufgelösten experimentellen Untersuchungen und den numerischen Berechnungen gezeigt wurde, ist die Strömung unter Einfluss des Wechselfeldes instationär. Durch die verhältnismäßig niedrigen Frequenzen ändert sich die Flussdichte im Vergleich zu typischen Geschwindigkeiten im Schmelzbad nur sehr langsam. Dies hat zur Folge, dass bei steigender Flussdichte die horizontale Komponente der Strömung gedämpft wird und die eingebrachte potentielle Energie, gemäß dem zuvor diskutierten Mechanismen, in eine Umlenkung der Strömung in die durch die Anisotropie vorgegebene Richtung erfolgt. Bei wieder sinkender Flussdichte kann die bis dahin eingebrachte Beschleunigung wieder in Richtung der zuvor gedämpften horizontalen Strömungskomponenten umgesetzt werden. Anschaulich kann dieser Vorgang mit einer periodischen

Kontraktion und anschließender Entspannung erklärt werden. Die durch diesen Kontraktions- und Entspannungsvorgang erzeugten Strömungszustände lassen sich allein durch zeitlich gemittelte Kräfte nicht darstellen.

Dass eine solche Kontraktion mit anschließender Entspannung für die horizontale Komponente der Strömung plausibel ist, kann anhand der gemessenen Zinnpropagation aus den Röntgenuntersuchungen abgeleitet werden. Unter Einfluss des coaxialen Wechselfeldes kommt es zu einer abwechselnden Verzögerung und Beschleunigung der Schmelzbadbewegung in horizontaler Richtung (**Bild 5.7**).

Gleichung 4.51 beschreibt die strömungsinduzierte Volumenkraft als Produkt aus einer Amplitude und einer zeitlichen Modulation. Die Zeitabhängigkeit der strömungsinduzierten Volumenkraft entspricht dabei dem Betragsquadrat der ursprünglichen Pulsform des Magnetfeldes. In der Herleitung der zeitabhängigen Formulierung der Volumenkräfte wurde für das Magnetfeldsignal idealisiert eine kosinusförmige Zeitabhängigkeit angenommen. Für die strömungsinduzierte Volumenkraft resultiert daraus eine Zeitabhängigkeit proportional zu \cos^2 . Das Maximum der zeitabhängigen strömungsinduzierten Volumenkraft wird demnach zweimal pro Magnetfeldperiode erreicht. In **Bild 7.1** sind die gemessenen Zinnpropagationen für unterschiedliche Frequenzen und bei einer Flussdichte von $B_0 = 120$ mT (115 mT bei einer Frequenz von 20 Hz) dargestellt. Zeichnet man für die jeweils verwendete Magnetfeldfrequenz die dazugehörige \cos^2 -förmigen Zeitabhängigkeit der strömungsinduzierten Volumenkraft ein, so lässt sich bei jedem der gemessenen Propagationsverläufe eine gute Übereinstimmung mit dieser Zeitabhängigkeit finden. Im **Anhang A.4** sind die Ergebnisse zur besseren Übersicht separat für jedes Magnetfeld aufgezeigt.



BIAS ID 131895

Bild 7.1: Vergleich des Verhaltens der Zinnpropagation unter Einfluss verschiedener Wechselfelder mit der entsprechenden periodischen Funktion der strömungsinduzierten Volumenkraft.

Die in **Gleichung 4.51** beschriebene Periodizität der strömungsinduzierten Kraft lässt sich demnach eindeutig in dem Verhalten der horizontalen Schmelzbadbewegung wiederfinden und bekräftigt die These von einer Dominanz der strömungsinduzierten, in einer

periodischen Kontraktions- und Entspannungsbewegung resultierenden Kraftwirkung beim niederfrequenten Magnetfeld.

Da die maximale Kraft zweimal pro Magnetfeldperiode erreicht wird, wirkt sie mit doppelter Frequenz des Magnetfeldes auf die Strömung ein. Übertragen auf den Tiefschweißprozess mit Zusatzwerkstoff, wie er in **Kapitel 5.2** untersucht wurde, tritt dieser Effekt für die zahlreichen lokal sehr unterschiedlichen Geschwindigkeiten im Schmelzbad unterschiedlich stark auf. Zwar verfügen auch die geschwindigkeitsunabhängigen induktiven Volumenkräfte über einen \sin^2 -Term, jedoch ist dieser jeweils zeitlich um $\frac{\pi}{2}$ zur strömungsinduzierten Volumenkraft verschoben. Würden beide Kraftterme einen vergleichbar großen Anteil an der Strömungsmanipulation haben, würde eine Modulation mit vierfacher Magnetfeldfrequenz zu beobachten sein, da beide Volumenkräfte in radialer Richtung wirken.

Dass die festgestellten Phänomene nicht auf die induktive Kraftdichte zurückzuführen sind, geht aus der Abschätzung zur Größenordnung der beiden Kraftanteile in **Kapitel 6.2.1** hervor. Die Gegenüberstellung der beiden in **Gleichung 4.52** und **Gleichung 4.53** gezeigten Amplituden macht deutlich, dass die induktive Volumenkraft generell deutlich kleiner ist und sich für Frequenzen unterhalb von 40 Hz sogar um mehr als eine Größenordnung von der strömungsinduzierten Volumenkraft unterscheidet.

Die gleiche Periodizität, die bei der Zinnpropagation festgestellt werden konnte, ließ sich auch im Verhalten der beim Schweißen mit Zusatzwerkstoff beobachteten Oberflächenwellen wiederfinden (**Bild 5.12**). Die inhomogene Verteilung des vom Bearbeitungskopf erzeugten Magnetfeldes hat zur Folge, dass selbst bei einer potentiell gleichmäßigen Strömung lokal unterschiedlich starke Kräfte hervorgerufen werden. Der so entstehende Kraftgradient bewirkt ein Ausweichen der Strömung in Regionen mit geringerer Dämpfung. Neben der Anisotropie ist dies ein weiterer wichtiger Aspekt für das Verständnis der Wirkung der niederfrequenten Magnetfelder.

Analytisch kann diese Inhomogenität nur sehr schwer bestimmt werden, da beim Laserstrahl-tiefschweißprozess keine gleichmäßige Strömung vorliegt. Mit Hilfe des idealisierten numerischen Strömungsmodells konnte jedoch gezeigt werden, dass hohe Geschwindigkeiten insbesondere entlang der Schmelzbadoberfläche entstehen und diese mehrheitlich senkrecht zum koaxialen Magnetfeld verlaufen. Sie rufen daher starke strömungsinduzierten Volumenkräfte hervor. Aufgrund der räumlichen Inhomogenität des Magnetfeldes entstehen im hinteren Bereich des Schmelzbades höhere Volumenkräfte. Das während des Schweißprozesses beobachtete periodische Oberflächenphänomen kann daher mit dieser Inhomogenität begründet werden. Bei steigender Flussdichte tritt eine überproportionale Dämpfung im hinteren Bereich des Schmelzbades auf, die zu einem Aufstauen der oberflächennahen Schmelzbadströmungen und zur beobachteten Deformation der Oberfläche führt. Sehr anschaulich kann man diesen Vorgang mit einem Strömungswiderstand erklären, der mit doppelter Frequenz des Magnetfeldes in den

hinteren Teil des Schmelzbades getaucht wird und dadurch zu einem Aufstauen der Schmelze im vorderen Teil führt.

Die bei der Zinnpropagation beobachtete periodische Modulation kann also auch beim Blindschweißprozess zweifelsfrei festgestellt werden und mit einer periodischen strömungsinduzierten Volumenkraft begründet werden.

Analog zu den vergleichbar niedrigen induktiven Volumenkräften ist auch der zu erwartende Einfluss der frequenzabhängigen Eindringtiefe sehr gering. Bei den geringen Frequenzen in Kombination mit den typischen Schmelzbadabmessungen durchdringt das Magnetfeld das Schmelzbad vollständig. Der Effekt einer Abschirmung des äußeren Magnetfeldes kann daher als sehr gering erachtet werden.

Alle genannten Aspekte weisen auf eine deutliche Dominanz der strömungsinduzierten Volumenkraft im Fall des Laserstrahl-tiefschweißens mit niederfrequenten Magnetfeldern hin. Die eingangs formulierte Hypothese eines periodischen und auf strömungsinduzierter Wechselwirkung basierenden Wirkmechanismus lässt sich also anhand der gezeigten Übereinstimmung der experimentell gemessenen Phänomene mit der Richtung und Zeitabhängigkeit der in **Gleichung 4.51** hergeleiteten strömungsinduzierten Volumenkraft belegen.

8. Prozesseigenschaften und Durchmischungsbeeinflussung

Für die Bewertung der Durchmischungsbeeinflussung durch die niederfrequenten Magnetfelder müssen verschiedene Phänomene in Betracht gezogen werden. Eindeutig nachgewiesen werden konnte eine signifikante Veränderung der Siliziumverteilung sowie, unter Berücksichtigung der mit WDX-Analyse charakterisierten Einzelproben, eine Verringerung der Inhomogenität bei bestimmten Magnetfeldparametern.

Qualitativ treten je nach eingesetztem Wechselfeld bei den experimentell gemessenen Proben deutlich unterschiedliche Verteilungen auf. Periodizitäten, wie sie während des Schweißprozesses im Schmelzbad beobachtet und im vorherigen Kapitel diskutiert wurden, treten in den resultierenden Verteilungen nur in einzelnen Fällen auf. Festgestellt werden konnte zudem, dass bereits geringe Änderungen der Magnetfeldfrequenz zu gänzlich unterschiedlichen Verteilungen führen. Bei den mit WDX-Analyse quantifizierten Stichproben (**Bild 5.16**) konnte die beste Durchmischung gerade für diejenige Verteilung ermittelt werden, die über keinerlei erkennbare räumliche Periodizität verfügt.

Eine Hypothese lautet daher, dass die erzielte Siliziumverteilung stets auf eine Überlagerung der magnetischen Schmelzbadmanipulation mit natürlichen Variationen der Schmelzbadströmung oder prozessbedingten Störungen zurückzuführen ist, die eine generelle Vorhersage der Verteilung erschweren.

Im feldfreien Fall treten sowohl bei der berechneten als auch bei der gemessenen Siliziumverteilung periodische Strukturen auf. Beide unterscheiden sich jedoch in ihrer räumlichen Frequenz und sind bei der gemessenen Verteilung deutlich ausgeprägter. Durch die Idealisierung des numerischen Strömungsmodells ist die Periodizität der simulierten Verteilung im feldfreien Fall auf natürliche pendelnde Strömungszustände im hinteren Teil der Schmelzbadschlepe zurückzuführen. Bei den experimentellen Ergebnissen kann jedoch nicht genau bestimmt werden, ob die beobachtete Siliziumverteilung aufgrund solcher natürlichen Strömungsvariationen oder durch eine Überlagerung mit prozessbedingten Störungen verursacht wurde.

Bei den experimentellen Modelluntersuchungen mit Röntgendurchstrahlung konnten keine Überlagerungen zwischen magnetisch induzierten periodischen Schwingungen und anderen möglicherweise natürlichen Schwingungen festgestellt werden. Obwohl auch in diesem Fall von natürlichen Schmelzbadschwingungen ausgegangen werden kann, verläuft die Zinnpropagation nahezu linear vom Injektionspunkt zur Schmelzbadrückwand. Es erscheint daher plausibel, dass die sehr unterschiedlichen Strukturen der aus den Schweißversuchen mit Zusatzdraht erhaltenen Siliziumverteilungen mit und ohne Magnetfeld vornehmlich auf eine Überlagerung der periodischen magnetischen Volumenkräfte mit prozessbedingten Störungen zurückzuführen sind.

Durch die Idealisierung des Strömungsmodells sind derartige Störungen nicht einfach abzubilden, insbesondere wenn diese nicht experimentell erfasst wurden. Das zur

Bestimmung des Magnetfeldeinflusses vorgestellte numerische Modell beinhaltet zahlreiche Vereinfachungen, die notwendig sind, um die transienten Berechnungen für eine Vielzahl unterschiedlicher Parameterkombinationen in einem vertretbaren Zeitraum durchzuführen.

Durch die Vorgabe einer festen Keyholegeometrie wird insbesondere die Schmelzbadbreite und Schmelzbadlänge definiert. Wie von **Beck** [Bec96], **Bachmann** et al. [Bac12] und **Kotsev** [Kot10] vorgestellt, sind derartige Ansätze jedoch üblich, um den Laserstrahl-tiefschweißprozess für numerische Experimente abbilden zu können. Der Vorteil liegt in der Vernachlässigung des Verdampfungsprozesses und der Dynamik des Keyholes, für die üblicherweise eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung notwendig ist. Zwar wurden von **Cho** und **Na** [Cho06] sowie **Otto** und **Schmidt** [Ott10] bereits Modelle vorgestellt, die ein transientes Keyhole berücksichtigen, jedoch sind diese mit sehr hohem Rechenaufwand verbunden, der für die Vielzahl der hier betrachteten Parametervariationen nicht in einem vertretbaren Zeitrahmen zu bewerkstelligen wäre.

Das Modell kann daher zunächst als mathematisches Testobjekt verstanden werden, das, ähnlich wie die experimentellen Modellsysteme, an die zu untersuchende Fragestellung angepasst ist. Es ist abhängig von den verwendeten Randbedingungen und demnach auch von der Berücksichtigung prozessbedingter Störungen.

Bei einer Gegenüberstellung der simulierten Verteilung mit einer der experimentell gemessenen Verteilungen, die über eine eindeutig periodische Struktur verfügen, sind trotz der zahlreichen Modellvereinfachungen deutliche Übereinstimmungen in der Form und Periodizität der Siliziumverteilungen erkennbar (**Bild 8.1**). Dies zeigt, dass mit dem Modell auch die durch die magnetische Strömungsmanipulation hervorgerufenen Verteilungsänderungen abgebildet werden können.

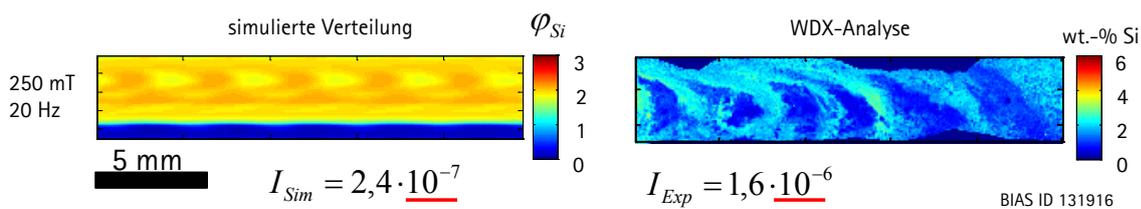


Bild 8.1: Vergleich einer simulierten und einer mittels WDX-Analyse gemessenen Siliziumverteilung.

Vergleicht man allerdings die Inhomogenitätszahlen der simulierten und gemessenen Verteilungen so unterscheiden sich diese um etwa eine Größenordnung. Der Größenordnungsunterschied kann dabei mit einer zusätzlichen Homogenisierung aufgrund des numerischen Lösungsverfahrens für die Strömungsfelder begründet werden. Trotz einer hohen räumlichen Diskretisierung weisen die berechneten Verteilungen weichere Übergänge auf als die deutlich zerklüfteteren experimentell ermittelten Verteilungen. Die niedrigeren Werte der errechneten Verteilungen liegen also an der etwas unschärferen Abbildung von Konzentrationsprüngen, insbesondere auf einer Längenskala im Bereich

der Rechengittergröße. Obwohl versucht wurde dies bei der Auswertung der WDX-Analyse durch die Zusammenfassung der häufigsten Werte statt der mittleren Werte auszugleichen, sind die experimentell gemessenen Verteilungen deutlich inhomogener. Prinzipiell zeigt sich dadurch auch die außerordentliche Sensitivität des Bewertungsverfahrens für die lokale Inhomogenitätszahl mit Hilfe des Produktes aus Varianz und Diskontinuität.

Ausgeglichen werden könnte dieser Größenordnungsunterschied durch eine noch feinere Vernetzung des Rechenraums, was jedoch zu einer erheblichen Steigerung der Rechenzeit führen würde. Kompensiert man stattdessen den numerisch bedingten Größenordnungsunterschied bei der Gegenüberstellung von experimentellen und simulierten Ergebnissen, indem die simulierten Inhomogenitätswerte mit dem Faktor 10 multipliziert werden, so ergeben sich die in **Bild 8.2** dargestellten Abhängigkeiten.

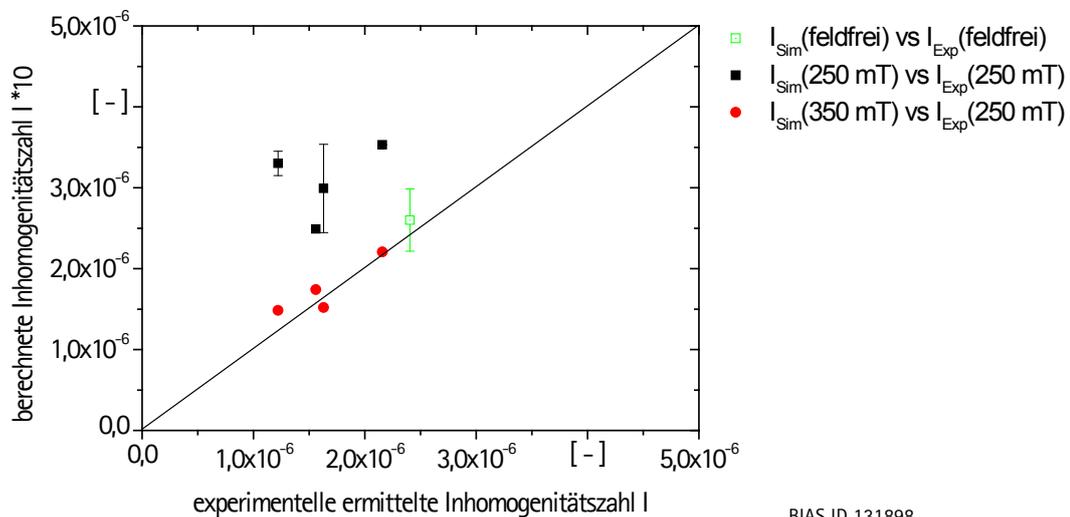


Bild 8.2: Modifizierte Gegenüberstellung zwischen experimentell ermittelter Inhomogenitätszahl und aus den numerischen Simulationen berechneten Inhomogenitätswerten bei unterschiedlichen Frequenzen.

Als Bezugsgröße für den Vergleich wurde die jeweilige Magnetfeldfrequenz herangezogen, da diese maßgeblich die räumliche Verteilung bestimmt, insbesondere in Schweißrichtung. Es wurden dazu die Inhomogenitätszahlen der simulierten Verteilungen bei $B_0 = 250\text{ mT}$ und bei $B_0 = 350\text{ mT}$ mit den Inhomogenitätswerten der experimentell bestimmten Verteilungen bei der jeweiligen Frequenz gegenübergestellt. Der Vergleich zeigt, dass in dieser modifizierten Darstellung für den feldfreien Fall eine gute Korrelation zwischen den berechneten und gemessenen Werten besteht. Gleiches gilt für die frequenzabhängige Änderung der Inhomogenität, wenn als Vergleich die simulierten Werte bei einer Flussdichte von $B_0 = 350\text{ mT}$ herangezogen werden. Hier stimmen die frequenzabhängigen Änderungen der Inhomogenität sehr gut mit denen der experimentell gemessenen Verteilungen überein, obwohl ein idealer Schweißprozess angenommen wurde. Tendenziell führen hier die magnetischen Volumenkräfte demnach auch zu vergleichbaren Änderungen der Inhomogenität auch wenn die jeweils gegenübergestellten Verteilungen

nicht exakt gleich aussehen. Wesentlich hierbei ist weniger die exakte Übereinstimmung der räumlichen Verteilung, sondern vielmehr die Tatsache, dass die simulierte Schmelzbadströmung unter Feldeinfluss zu vergleichbar ausgeprägten Änderungen der Inhomogenität gegenüber dem jeweiligen feldfreien Fall führen. Beim Vergleich mit der simulierten frequenzabhängigen Änderung bei einer Flussdichte von $B_0 = 250 \text{ mT}$ sind die simulierten Werte höher als die experimentell gemessenen bei gleicher Frequenz. Dies zeigt schon, dass die simulierten Verteilungen beim idealisierten Strömungsfeld nicht immer exakt mit den gemessenen Verteilungen übereinstimmen. Dennoch sind auch in diesem Fall ähnlich hohe Sprünge in den Inhomogenitätswerten bei Änderung der Magnetfeldfrequenz im Vergleich zum feldfreien Fall gegeben.

Berücksichtigt man also den numerisch bedingten Größenordnungsunterschied zwischen den Inhomogenitätszahlen so zeigt sich, dass trotz der zahlreichen Vereinfachungen des Strömungsmodells sowohl die Verteilung der magnetischen Volumenkräfte und deren Auswirkung auf die Schmelzbadströmung als auch die sich daraus ergebenden Verteilungsänderungen mit dem Modell sehr gut abgebildet werden können. Demnach eignet es sich auch, die generellen Auswirkungen prozessbedingter Störungen auf die Siliziumverteilung abzuschätzen und die eingangs formulierte Hypothese anhand des Modellverhaltens zu bewerten.

Nach Auswertung des Strömungsmodells resultieren bei einer idealisierten Strömung und bei einer periodischen Strömungsmodulation durch die Magnetfelder mehrheitlich periodische Siliziumverteilungen entlang des Nahtlängsschnitts. Erst bei der zusätzlichen Berücksichtigung einer kleinen periodischen Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit (siehe **Kapitel 6.3.2**) ergeben sich Verteilungen ohne erkennbare Periodizitäten, wie sie auch in den experimentellen Untersuchungen festgestellt wurden.

Dieses Ergebnis der Simulationen unterstützt daher die eingangs formulierte Hypothese von einer Überlagerung der magnetischen Strömungsmodulation mit prozessbedingten Störungen in Bezug auf die erzielte Siliziumverteilung und zeigt, dass selbst bei konstanten Schweißprozessparametern nicht zwangsläufig von einem störungsfreien Schweißprozess ausgegangen werden kann. Dies bedeutet im Umkehrschluss, dass die erzielte Verteilung nicht ausschließlich anhand der verwendeten Magnetfeldparameter und Schweißprozessparameter vorhergesagt werden kann sondern auch kleinste Schwankungen des Prozesses bekannt sein müssen.

Die Sensitivität der Siliziumverteilung gegenüber prozessbedingten Störungen kann auf die geringe kinematische Viskosität der Aluminiumschmelze zurückgeführt werden und verdeutlicht die außerordentliche Wichtigkeit der Kenntnis über das ursprüngliche Strömungsfeld, da das gesamte Verfahren strömungsinduzierter Natur ist. Weder die magnetischen Volumenkräfte, noch das erzielte Durchmischungsergebnis lassen sich von dem ursprünglichen Strömungsfeld entkoppeln. Quasi-statische Strömungszustände sind aufgrund der Vielzahl der Einflüsse beim Laserstrahl-tiefschweißen und beim Aluminium im Besonderen in der Realität sehr unwahrscheinlich.

In der Praxis kann es aufgrund des Stick-Slip-Effekts zu kleinsten Änderungen der Drahtvorschubgeschwindigkeit kommen. Eine mögliche Folge ist ein ungleichmäßiges Abschmelzen des Drahtes. Durch die periodische Störung der Drahtvorschubgeschwindigkeit wurde mit Hilfe des numerischen Modells eben dieses Szenario untersucht und gezeigt, dass bereits kleinste Schwankungen einen signifikanten Einfluss auf die erzielte Siliziumverteilung haben.

Da derartige Störungen in der Praxis häufig vorkommen und nicht immer zu erfassen sind, erschweren sie zwar die exakte Vorhersage der resultierenden Elementverteilung, verringern jedoch nicht generell die positive Wirkung der magnetischen Volumenkräfte auf die Durchmischung. So konnte anhand der Inhomogenitätszahl auch quantitativ nachgewiesen werden, dass die Inhomogenität der Elementverteilung durch den Einsatz niederfrequenter Wechselfelder verringert werden kann.

Mit Blick auf die Anwendung von koaxialen niederfrequenten Magnetfeldern zur gezielten Durchmischungssteigerung beim Laserstrahl-tiefschweißen kann auf Basis der Ergebnisse dieser Arbeit festgestellt werden, dass eine Durchmischungssteigerung prinzipiell möglich ist. Eine exakte Vorhersage der erzielten Siliziumverteilung und die Bestimmung einer optimalen Durchmischung rein auf Basis der Flussdichte und der Frequenz des Magnetfeldes setzt jedoch die Kenntnis aller sonstigen Prozessinstabilitäten voraus. In einem idealen Schweißprozess würde die magnetische Strömungsmanipulation zu mehrheitlich periodischen Verteilungen führen, was jedoch nicht zwangsläufig einer optimalen Durchmischung entspricht. Ein solcher idealer Schweißprozess ist außerdem in der Praxis kaum zu erzielen.

Auf Grundlage der aus den Simulationen abgeleiteten Erkenntnisse zum Einfluss von prozessbedingten Störungen wurden in **Kapitel 5.2.3** die Auswirkungen einer zusätzlichen Variation der Schweißprozessparameter in Form einer periodischen Modulation der Laserstrahlleistung in Stichversuchen untersucht. Das Ergebnis der Stichversuche zeigt, dass bei unterschiedlichen Modulationsfrequenzen bei ansonsten konstanten Magnetfeldparametern ebenfalls sehr unterschiedliche Verteilungen resultieren, was für eine Überlagerung der durch die Leistungsmodulation hervorgerufenen Strömungsänderung mit der magnetischen Strömungsmanipulation spricht. Die periodische Änderung der Laserstrahlleistung hat Auswirkungen auf das Keyhole und damit auf die durch die Metaldampfströmung hervorgerufene Strömungskomponente. Da diese einen wesentlichen Anteil an der Schmelzbadströmung ausmacht, kann hier die Ursache für die Überlagerung gesehen werden.

Gelänge es, solche Überlagerungen gezielt hervorzurufen, könnte die Vorhersagbarkeit der erzielten Verteilungen signifikant gesteigert werden. Ein Ansatz dazu bietet die gezeigte periodische Modulation der Laserstrahlleistung.

9. Zusammenfassung

Mit Blick auf die hohen Strömungsgeschwindigkeiten beim Laserstrahl-tiefschweißen und der damit verbundenen mangelnden Durchmischung im Schmelzbad wurde im Rahmen dieser Arbeit der Einsatz von niederfrequenten Magnetfeldern zur Verbesserung der Schmelzbad-durchmischung grundlegend untersucht.

Ziel war es, die dominierenden Mechanismen der Wechselwirkung zwischen einem niederfrequenten Magnetfeld und dem beim Laserstrahl-tiefschweißen typischen Schmelzbad zu identifizieren. Ferner sollte die Auswirkung auf die Strömungseigenschaften und die dadurch erzielte Veränderung der Durchmischung im Schmelzbad und der Naht charakterisiert werden.

Zu diesem Zweck wurden experimentelle Modelluntersuchungen sowie Schweißversuche mit siliziumhaltigem Zusatzdraht unter Verwendung eines Bearbeitungskopfes zur Generierung koaxial zum Laserstrahl verlaufender niederfrequenter Magnetfelder durchgeführt. Darüber hinaus wurde ein numerisches Modell des Tiefschweißprozesses entwickelt, mit dem die Verteilung und zeitliche Abhängigkeit der magnetischen Volumenkräfte in einer typischen Schmelzbadströmung sowie deren Auswirkung auf die resultierende Elementverteilung in der Schweißnaht berechnet werden kann.

Mit Hilfe der Modellexperimente konnte gezeigt werden, dass das koaxiale Magnetfeld eine Auswirkung auf die horizontale Komponente der Schmelzbadströmung hat. Sowohl im Falle des Gleichfeldes als auch bei niederfrequenten Wechselfeldern wird die Dynamik im Schmelzbad erhöht. Die primäre Richtung der im Schmelzbad hervorgerufenen Volumenkräfte ist bei Gleichfeldern und Wechselfeldern identisch und wirkt mehrheitlich dämpfend auf die horizontale Strömungskomponente. Im Falle der Wechselfelder wird diese Wirkung periodisch moduliert. Die Periodizität der Volumenkräfte korreliert dabei mit der doppelten Frequenz des äußeren Magnetfeldes. Im Gegensatz zu bisherigen Ansätzen wird bei der Betrachtung niederfrequenter Magnetfelder daher eine vollständig zeitabhängige Formulierung der Volumenkräfte benötigt.

Mit Hilfe des idealisierten Modells konnte abgeschätzt werden, dass die im Schmelzbad hervorgerufenen Volumenkräfte im niederfrequenten Fall auf eine strömungsinduzierte Wechselwirkung zurückzuführen sind. Die strömungsinduzierten Volumenkräfte übersteigen die induktiven Volumenkräfte um mehr als eine Größenordnung. Die Strömungsbeeinflussung ist daher im Wesentlichen durch die Verteilung der lokalen Geschwindigkeiten im Schmelzbad bestimmt. Durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten entlang der Oberfläche des Schmelzbades werden dort beim Laserstrahl-tiefschweißen die stärksten Volumenkräfte erzeugt. Folglich konnte in den experimentellen Untersuchungen auch eine signifikante Oberflächenbewegung festgestellt werden, deren zeitliches Verhalten mit denen der strömungsinduzierten Volumenkräfte übereinstimmt.

Die strömungsinduzierten Volumenkräfte bewirken eine periodische Dämpfung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente. Da sie nur auf die horizontale Strömungskomponente wirkt, resultiert eine Umlenkung der Strömung um diesem Widerstand auszuweichen. Der primäre Mechanismus der niederfrequenten Wechselwirkung kann daher als anisotroper, zeitlich variierender Strömungswiderstand verstanden werden, der eine instationäre periodische Strömung hervorruft. Sowohl die Anisotropie der magnetischen Volumenkräfte als auch die räumliche Verteilung der Flusssdichte haben einen wesentlichen Einfluss auf die Richtung der Strömungsänderung.

Die Durchmischung im Schmelzbad und die resultierende Elementverteilung eines in Drahtform ins Schmelzbad gebrachten Zusatzwerkstoffes in der Schweißnaht werden signifikant durch die magnetisch verursachte Strömungsmodulation beeinflusst. Der wesentliche Parameter zur Änderung der räumlichen Verteilung, insbesondere in Schweißrichtung, ist die Frequenz des Magnetfeldes. Bereits eine Änderung der Frequenz von nur 5 Hz hat eine signifikante Auswirkung auf die räumliche Struktur der Verteilung.

Zur Beurteilung der Elementverteilung unter Einfluss der niederfrequenten Magnetfelder wurde eine an die digitale Bildverarbeitung angelehnte Inhomogenitätszahl definiert. Mit Hilfe dieser Größe konnte erstmals eine quantitative Beurteilungsmethode für die erzielte Durchmischung bereitgestellt werden. Anhand der Inhomogenitätszahl konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe der niederfrequenten Magnetfelder eine homogenere Elementverteilung erzielt werden kann.

Anhand einer Sensitivitätsanalyse konnte festgestellt werden, dass die erzielte Durchmischung und Elementverteilung neben der magnetischen Strömungsmodulation wesentlich durch die Überlagerung mit prozessbedingten Störungen des Schweißprozesses bestimmt wird. Da derartige Störungen selbst bei konstanten Schweißprozessparametern in der Praxis nicht auszuschließen sind und bereits kleinste Störungen ausreichen um eine deutlichen Veränderung der Verteilung zu bewirken, erschweren sie zwar die exakte Vorhersage der resultierenden Verteilung, mindern jedoch nicht prinzipiell die positive Wirkung der magnetischen Strömungsmodulation auf die erzielte Durchmischung.

Literaturverzeichnis

- [Ake03] Akerstedt, H. O.; Löfgren, H. B.: Free-surface magnetohydrodynamic flow with solidification. *Euro. J. of Mechanics B/ Fluids*, Vol. 22, (2003), 581 – 601.
- [Amb09] Ambrosy, G.: Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen. *Laser in der Materialbearbeitung*, Hrsg. T. Graf, Herbert Utz Verlag, München, (2009), ISBN 978-3-8316-0925-3.
- [Arh05] Arh, B.; Tehovnik, F.; Plostajner.: Einfluss des elektromagnetischen Rührens auf das Makro und Mikrogefüge von im Strangguss hergestellter Knüppel. *Metalurgija*, Vol. 44, No. 2; (2005), 305 – 310.
- [Avi12] Avilov, V. V., Gumenyuk, A.; Lammers, M.; Rethmeier, M.: PA position full penetration high power laser beam welding of up to 30 mm thick AlMg3 plates using electromagnetic weld pool support. *Science and Technology of Welding and Joining*, Vol. 17, No.2 , (2012), 128 – 133.
- [Bac12] Bachmann, M.; Avilov, V.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.: Numerical simulation of full-penetration laser beam welding of thick aluminium plates with inductive support. *J. of Physics D: Applied Physics.*, Vol 45, (2012), 035201 (13 pp).
- [Bac13] Bachmann, M., Avilov, V.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.: About the influence of a steady magnetic field on weld pool dynamics in partial penetration high power laser beam welding oft hick aluminium parts. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 60, (2013), 309 – 321.
- [Bec96] Beck, M.: Modellierung des Lasertiefschweißens. *Laser in der Materialbearbeitung*, Hrsg. H. Hügel, B. G. Teubner, Stuttgart, (1996), ISBN 3-519-06218-6.
- [Bey95] Beyer, E.: Schweißen mit dem Laser – Grundlagen. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, (1995).
- [Bin95] Binroth, C.: Beitrag zur Prozesstabilität beim CO2 Laserstrahlschweißen von Aluminium mit Zusatzwerkstoff. Hrsg. G. Sepold und W. Jüptner, *Strahltechnik Band 1*, BIAS-Verlag, Bremen, (1995), ISBN 978-3-9805011-0-1.
- [Bor60] Borland, J. C.: Generalized theory of super-solidus cracking in welds and castings – an initial development. *British Welding J.*, Vol. 7, (1960), 508 – 512.
- [Bra79] Branover, H.; Hunt, J. C. R.; Proctor, M. R. E.; Pierson, E. S.: Magnetohydrodynamic flow and turbulence: a report on the Second

- Bat-Sheva Seminar. *J. Fluid Mechanics*, Vol 91, No.3, (1979), 563 – 580.
- [Bra98] Brandes, E. A.; Brook, G. B.: *Smithells Metals Reference Book*, Butterworth-Heinemann Ltd, Oxford, (1998).
- [Bro62] Brown, D. C.; Crossley, F. A.; Rudy, J. F.; Schwartzbart, H.: The effect of electromagnetic stirring and mechanical vibration on arc welds. *Welding Journal*, Vol. 41, (1962), 241 – 250.
- [CFX09] N. N.: *Handbook, Manual ANSYS CFX 13.0*, ANSYS Corp., Berlin, (2009).
- [Cho06] Cho, J.-H.; Na, S.-J.: Implementation of real-time multiple reflection and Fresnel absorption of laser beam in keyhole. *J. of Physics D: Applied Physics.*, Vol. 39, (2006), 5372 – 5378.
- [Dav93] David, S. A.; Vitek, J. M.; Zacharia, T.; DebRoy, T.: Weld pool phenomena. Annual Meeting of the Int. Institute of Welding (IIW), Glasgow, Scotland, 28.8 – 4.9., (1993), Doc. 212-829-93.
- [Dav95] Davidson, P. A.: Magnetic damping of jets and vortices. *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 299, (1995), 153 – 186.
- [Dav99] Davidson, P. A.: Magnetohydrodynamics in materials processing. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol 31, (1999), 273 – 300.
- [Dil06] Dilthey, U.: *Schweißtechnische Fertigungsverfahren 1 – Schweiß und Schneidtechnologie*. 3. Ausgabe. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, (2006).
- [Din04] Dinsdale, A. T.; Quested, P. N.: The viscosity of aluminium and its alloys – A review of data and models. *J. of Materials Science*, Vol. 39, (2004), 7221 – 7228.
- [Dol07] Dolles, M.: *Laserstrahlaufragschweißen unter dem Einfluss magnetischer und elektrischer Felder*. Dissertation. Technische Universität Ilmenau, (2007), ISBN 3-86130-991-2.
- [Eck05] Eckert, S.; Galindo, V.; Berbeth, G.; Witke, W.; Gerke-Cantow, R.; Nicolai, H.-P., Steinrücken, U.: Strömungskontrolle beim Formfüllen mit Hilfe von Magnetfeldern. *Giesserei*, Vol. 92, No. 3, (2005), 26 – 31.
- [Eic97] Eichstädt, O.: *Kontinuierliches Mischen feiner Feststoffe in Fluid-dynamischen Fallrohrmischern*. Dissertation, ETH Zürich, (1997).
- [Gat83] Gathers, G. R.: Thermophysical Properties of Liquid Copper and Aluminium. *Int. J. of Thermophysics*, Vol. 4, No. 3, (1983), 209 – 226.
- [Gat11] Gatzen, M.; Tang, Z.; Vollertsen, F.; Mizutani, M.; Katayama, S.: X-Ray Investigation of Melt Flow Behaviour under Magnetic Stirring Regime in Laser beam Welding of Aluminium. *J. of Laser Applications*, Vol. 23, No.

- 3, (2011) 032002-1-10 (published online).
- [Han78] Hannakam, L.: Transienter Skineffekt in einer Platte endlicher Dicke. Archiv für Elektrotechnik 60, (1978), 361 – 371.
- [Har37] Hartmann, J.: Theory of the laminar flow of an electrically conductive liquid in a homogeneous magnetic field. K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., Vol. 15, No. 6, (1937), 1- 28.
- [Hei03] Heimerdinger, C.: Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen für die Luftfahrt. Universität Stuttgart, Dissertation. Herbert Utz Verlag, (2003).
- [Hu96] Hu, H.; Argyropoulos, S. A.: Mathematical modeling of solidification and melting: a review. Modelling and Simulation in Material Science and Engineering, Vol. 4, (1996), 371 – 396.
- [Hüg09] Hügel, H.; Graf, T.: Laser in der Fertigung – Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren. 2. Auflage. Vieweg + Teubner, Wiesbaden, (2009)
- [Iid88] Iida, T.; Guthrie, R. I. L.: The Physical Properties of Liquid Metals, Clarendon Press, Oxford, (1988).
- [Kai98] Kaiser, T.; Benz, K. W.: Taylor vortex instabilities induced by a rotating magnetic field: a numerical approach. Physics of Fluids, Vol. 10; (1998), 1104 – 1110.
- [Kan05] Kang, B.-Y.; Kim, D.-W.; Li, Q.: Spatial Homogeneity-Based Fuzzy c-Means Algorithm for image segmentation, Fuzzy Systems and Knowledge Discovery, Lecture Notes in Computer Science, Vol. 3613, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, (2005), 462 – 469, ISBN 978-3-540-28312-6.
- [Kat87] Katoh, M.; Kerr, H. W.: Investigation of Heat-Affected Zone Cracking of GTA Welds of Al-Mg-Si Alloys using the Varenstraint Test. Welding Journal, 12/1987, (1987), 360 – 368.
- [Ker99] Kern, M.: Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen. Laser in der Materialbearbeitung, Hrsg. H. Hügel, B. G. Teubner, Stuttgart, (1999), ISBN 3-519-06247-X.
- [Ker99a] Kern, M.; Berger, P.; Hügel, H.: Magnetisch gestütztes Laserstrahlschweißen. Tagungsband Stuttgarter Lasertage SLT' 99, Hrsg. F. Dausinger, H. Hügel, H. Opower, Stuttgart, (1999), 12-17.
- [Ker00] Kern, M.; Berger, P.; Hügel, H.: Magneto-Fluid-Dynamic control of seam quality in CO₂ Laser beam welding. Welding Journal, No 3, (2000), 72-s – 78-s.

- [Kot10] Kotsev, T.: Schmelzbadsimulation beim Laserstrahlschweißen unterschiedlicher Materialien, Dissertation, Otto von Guericke Universität Magdeburg, (2010).
- [Kou03] Kou, S.: Welding Metallurgy. Second Edition. John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, USA, (2003), ISBN 0-471-43491-4.
- [Koz27] Kozeny, J.: Über kapillare Leitung des Wassers im Boden. Sitzungsbericht Wien, Akademie der Wissenschaften., 136 (2a), (1927), 271 – 306.
- [Kro93] Kroos, J.; Gratzke, U.; Simon, G.: Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. J. of Physics D:Applied Physics, No. 26, (1993), 474 – 480.
- [Kum03] Kumar, A.; DebRoy, T.: Calculation of three-dimensional electromagnetic force field during arc welding. J. of Applied Physics., Vol. 94, No. 2, (2003), 1267 – 1277.
- [Lei05] Leimser, M.; Dausinger, F.; Hügel, H.: Melt pool dynamics and element distribution in laser welding of aluminium alloys with filler wire. Proc. of 3th WLT-Conference on Lasers in Manufacturing (LiM05), Juni 2005, Munich, (2005), 61 – 66.
- [Lei09] Leimser, M.: Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen. Laser in der Materialbearbeitung, Hrsg. T. Graf, Herbert Utz Verlag, München, (2009), ISBN 978-3-8316-0854-6.
- [Lin07] Lindenau, D.: Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen. Dissertation, Laser in der Materialbearbeitung, Hrsg. T. Graf, Herbert Utz Verlag, München, (2007), ISBN 978-3-8316-0687-0.
- [Luo01] Luo, J.: New model of body force in electromagnetic stirring gas tungsten-arc welding. Transactions of Nonferrous Metals Society of China, Vol. 11, No. 3, (2001), 391 – 394.
- [Mal90] Malinowski-Brodnicka, M.; den Ouden, G.; Vink, W.J.P.: Effect of electromagnetic stirring on GTA welds in austenitic stainless steel. Welding Journal, No 2, (1990), 52 – 59.
- [Map10] Mapelli, C.; Gruttadauri, A.; Peroni, M.: Application of electromagnetic stirring for the homogenization of aluminium billet cast in a semi-continuous machine. J. of Materials Processing Technology, Vol. 210, (2010), 304 – 314.
- [Mat78] Matsuda, F.; Nakagawa, H.; Nakata, K.; Ayani, R.: Effect of electromagnetic stirring on weld solidification structure of aluminium

- alloys (Report I). Transactions of JWRI, Vol. 7, No 1, (1978), 111-127.
- [Mat79] Matsuda, F.; Ushio, M.; Nakagawa, H.; Nakata, K: Effect of electromagnetic stirring of aluminium alloys. Conf. Proc. on Arc Physics and Weld Pool Behavior, London, May 8-10, Welding Institute, Cambridge, UK, (1979), 337-347.
- [Mat00] Matsunawa, A.; Seto, N.; Kim, J.-D.; Mizutani, M.; Katayama, S.: Dynamics of Keyhole and Molten Pool in High Power CO₂ Laser Welding. Proc. of SPIE, Vol. 3888, (2000), 34 – 45.
- [Mat08] Matthes, K.-J., Richter, E. (Hrsg.): Schweißtechnik – Schweißen von metallischen Konstruktionswerkstoffen. 4. Auflage, Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, München, (2008).
- [Maz02] Mazuruk, K.: Control of Melt convection using traveling magnetic fields. Advances in Space Research, Vol. 29, No. 4, (2002), 541 – 548.
- [Moe61] Moelwyn-Hughes, E. A.: Physical Chemistry, 2nd ed., Pergamon, Oxford, (1961).
- [Mof65] Moffat, H. K.: On fluid flow induced by a rotating magnetic field. J. of Fluid Mechanics, Vol. 22, (1965), 521 – 528.
- [Mof91] Moffat, H. K.: Electromagnetic stirring. Physics of Fluids A, Vol. 3, No. 5, (1991), 1336 – 1343.
- [Mor78] Moreau, R.: MHD flows driven by alternating magnetic field. Proc. of 2th Bat-Sheva International Seminar, March 28.-31., Beersheva, Israel, (1978), 65 – 82.
- [Mor90] Moreau, R.: Magnetohydrodynamics. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Netherland, (1990).
- [Mou01] Mousavi, M. G.; Hermans, M.J.M.; den Ouden, G.: Effect of electromagnetic stirring on hot cracking susceptibility of Aluminium alloy welds. Proc. of 10th Int. JOM-Jubilee Conf. on the Joining of Materials, (2001), 176 – 183.
- [Mou03] Mousavi, M.G.; Hermans, M.J.M.; Richardson, I.M.; den Ouden, G.: Grain refinement due to grain detachment in electromagnetically stirred AA7020 welds. Science and Technology of Welding and Joining, Vol. 8, No. 4, (2003), 309-312.
- [Mur84] Murray, J. L.; McAlister A. J.: The Al-Si (Aluminium-Silicon) System. Bulletin of Alloy Phase Diagrams, Vol. 5, No. 1, (1984), 74 – 84.
- [Nem96] Nemchinsky, V. A.: The distribution of the electromagnetic force in a weld pool. J. of Physics D: Applied Physics, Vol. 29, (1996), 2659 – 2663.

- [Nik06] Nikrityuk, P. A.; Eckert, K.; Grundmann, R.: A numerical study of unidirectional solidification of a binary metal alloy under influence of a rotating magnetic field. *Int. J. of Heat and Mass transfer*, Vol. 49, (2006), 1501 – 1515.
- [Nol02] Nolting, W.: *Grundkurs Theoretische Physik – Elektrodynamik*. 6 Auflage, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, (2002).
- [Ott10] Otto, A.; Schmidt, M.: Towards a Universal Numerical Simulation Model for Laser Material Processing. *Physics Procedia* 5, (2010), 35 – 46.
- [Pea81] Pearce, B. P.; Kerr, H. W.: Grain refinement in magnetically stirred GTA welds of aluminium alloys. *Metallurgical and Materials Transactions B*, Vol. 12B, No. 2, (1981), 479 – 486.
- [Plo04] Ploshikhin, V.; Prikhodovsky, A.; Makhutin, M.; Ilin, A.: Rechnergestützte Entwicklung der Verfahren zum rissfreien Laserstrahlschweißen, NMB Bayreuth, (2004).
- [Pow66] Powell, R. W.; Ho, C. Y., Liley, P. E.: *Thermal Conductivity of selected Materials: National Standard Reference Data Series – National Bureau of Standards* 8, (1966), 16ff.
- [Pre04] Pretorius, T.; Kreimeyer, M.; Sepold, G.; Vollertsen, F.: Simulation of Laser Beam Welded Aluminium Joints. *Proc. of 14th Int. Conf. on Computer Technology in Welding and Manufacturing*, Sheffield, U.K, 16.-17. Juni, (2004).
- [Sar02] Saravanan, R. A.; Molina, J. M.; Narciso, J.; Garcia-Cordovilla, C.; Louis, E.: Surface tension of pure aluminium in argon/hydrogen and nitrogen/hydrogen atmospheres at high temperatures. *J. of Materials Science Letters*, Vol. 21, (2002), 309-311.
- [Sch10] Schulze, G.: *Die Metallurgie des Schweißens – Eisenwerkstoffe – Nichteisenmetallische Werkstoffe*. 4. Auflage, Springer Verlag, Heidelberg, Dordrecht, London, New York, (2010).
- [Sch13] Schneider, A.; Avilov, V.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.: Laser beam welding of aluminium alloys under the influence of an electromagnetic field. *Physics Procedia* 41, (2013), 4 – 11.
- [Sin46] Singer, A. R. E.; Jennings, P. H.: Hot-shortness of the aluminium-silicon alloys of commercial purity. *J. of the Institute of Metals*, Vol. 73, (1946), 197 – 212.
- [Sne94] Sneyd, A. D.; Wang, A.: Interfacial instability due to MHD mode coupling in aluminium reduction cells. *J. of Fluid Mechanics*, Vol. 263, (1994), 343 – 360.

- [Tan10] Tang, Z.; Gatzert, M.; Vollertsen, F.: Experimental investigation of the melt flow in Aluminium during laser welding with magnetic stirring. Pacific Int. Conf. on Applications of Lasers & Optics (PICALO'10), (2010), paper 403.
- [Tse98] Tse, H. C.; Man, H. C.; Yue, T. M.: Effect of Magnetic Field on Plasma Control during CO₂ Laser Welding. Proc. ICALEO 1998, Orlando, FL, USA, (1998), Band C, 268 – 277.
- [Tse99] Tse, H. C.; Man, H. C.; Yue, T. M.: Effect of electric and magnetic fields on plasma control during CO₂ laser welding. Optics and Lasers in Engineering, Vol 32, (1999), 55 – 63.
- [Uhl86] Uhl, V. W.; Gray, J. B.: Mixing, Vol. 1-3, Academic Press, Orlando, USA, (1986).
- [Vol04] Vollertsen, F.; Thomy, C.: Magnetic Stirring during Laser Welding of Aluminium. Proc. ICALEO 2004, LIA Congress Proceedings CD-ROM 597, LIA, Orlando FL, (2004), Paper 203.
- [Vol06] F. Vollertsen, C. Thomy: Magnetic Stirring during laser welding of aluminium. J. of Laser Applications, Vol. 18, No. 1, (2006), 28-34.
- [Vol09] Vollertsen, F.; Neumann, S.: High brightness solid state laser: development and application. Proc of the 5th Int. Conf. on Laser Advanced Materials Processing (LAMP2009), online proceedings, (2009), 09-002-317.
- [Wil78] Willgoss, R.A.: Magnetic stirring in TIG welding. UK Patent Application GB 2 038 687 A. 7, Dec. (1978).
- [Wil04] Wilden, J.; Bergmann, J. P.; Dolles, M.: New perspectives to improve properties of laser clad coatings applying external magnetic fields. Proc. of Laser Assisted Net Shape Engineering 4 (LANE2004), (2004), 819 – 830.
- [Xia01] Xiao, R. S.; Ambrosy, G.; Zuo, T. C.; Hügel, H.: New approach to improve the laser welding process of aluminium by using an external electric current. J. of Materials Science Letters, Vol. 20, (2001), 2163 – 2165.
- [Xia01a] Xiao, R. S.; Ambrosy, G.; Leimser, M.; Berger, P.; Zuo, T. C.; Hügel, H.: Effect of external current on laser beam welding of aluminium alloys with filler wire. Proc. of 1st Int. WLT-Conf. on Lasers in Manufacturing, Munich, (2001), 520 - 522.
- [Zäh10] Zäh, M. F.; Huber, S.: In-situ-Legierungsanpassung beim Laser-Tiefschweißprozess. wt Werkstatttechnik online 6, (2010), 447 – 453.

Anhang

A.1 Berechnung der Amplitude des Vektorpotentials

Im Folgenden wird die Herleitung der in **Kapitel 4.5.3** verwendeten Amplitude des Vektorpotentials beschrieben.

$$\vec{B}(r, \theta, z) = \nabla \times \vec{A} = \left(\left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right), \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right), \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \right) \quad (\text{A1.1})$$

Mit dem Ansatz aus Gleichung

$$A_0(r) = \frac{B_0 r}{2} \quad (\text{A1.2})$$

Erhält man eine azimuthal Komponente des Vektorpotentials von

$$\vec{A}(r, \theta, z) = \left(0, \frac{B_0 r}{2} e^{-\frac{z}{\delta}} \cos(\tau), 0 \right) \quad (\text{A1.3})$$

Setzt man diese in **Gleichung (A1.1)** ein, so folgt

$$\vec{B}(r, \theta, z) = \left(\frac{B_0 r}{4\delta^2} e^{-\frac{z}{\delta}} \sin^2(\tau), 0, B_0 e^{-\frac{z}{\delta}} \cos(\tau) \right) \quad (\text{A1.4})$$

Im Grenzfall sehr hoher Eindringtiefen ($\delta \rightarrow \infty$), was dem Fall sehr kleiner Frequenzen oder dem Verlauf des Magnetfeldes in der Luft entspricht, vereinfacht sich **Gleichung (A1.4)** zu

$$\vec{B}(r, \theta, z) = (0, 0, B_0 \cos(\omega t)), \quad (\text{A1.5})$$

was dem ursprünglich angesetzten, äußeren Magnetfeld in **Gleichung 4.42** entspricht.

A.2 Werkstoffdaten und Eingangsparameter für die numerische Simulation

Dichte ρ :

$$\rho_s = 2700 \text{ kg/m}^3 \text{ [Bra98]; } \rho_l = 2385 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} - 0,35 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3 \text{ K}} (T - 933 \text{ K}) \text{ (Formel aus [Bra98])}$$

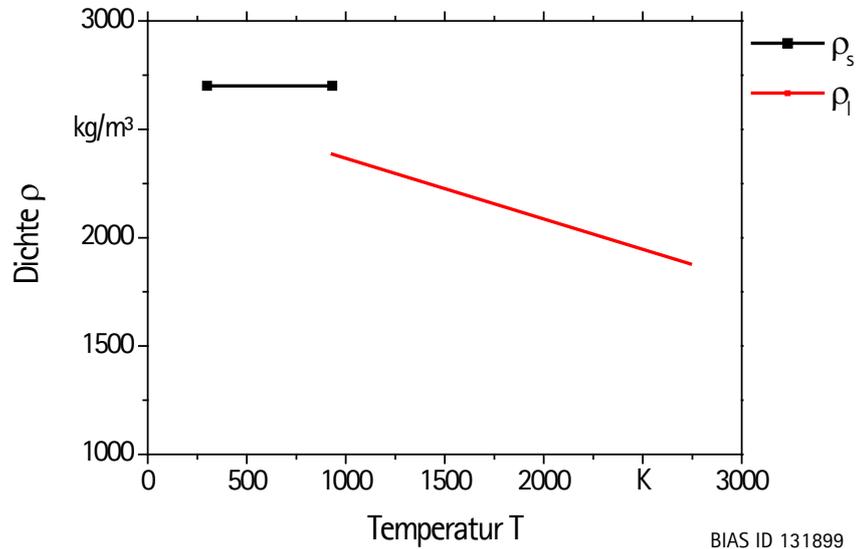


Bild A.2-1: Dichte vs. Temperatur.

Viskosität μ :

$$\mu_s = 0,00130 \text{ Pa s}; \mu_{l, \text{Si}} = 0,00094 \text{ Pa s} \text{ [Bra98]}$$

$$\mu_{l, \text{Al}} = 0,000149 \text{ Pa s} \cdot \exp\left(\frac{16,5 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}}{R \cdot T}\right) \text{ (Formel aus [Bra98])}$$

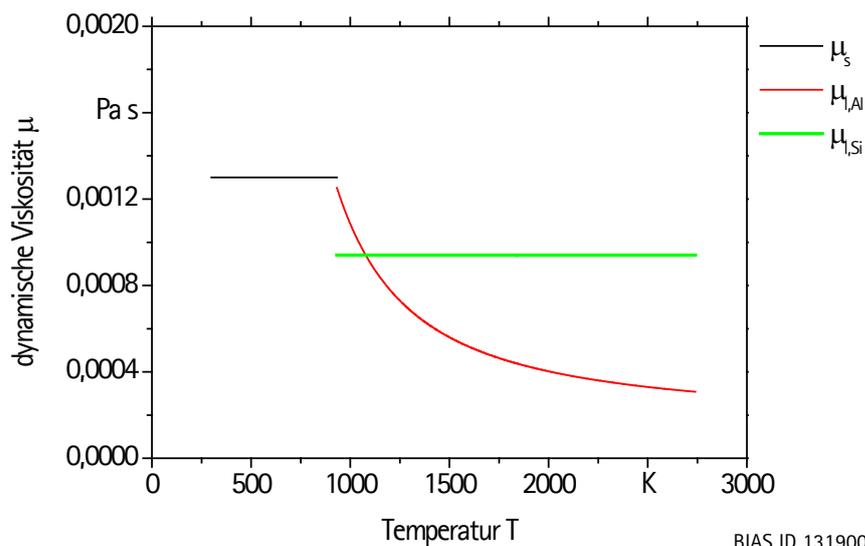
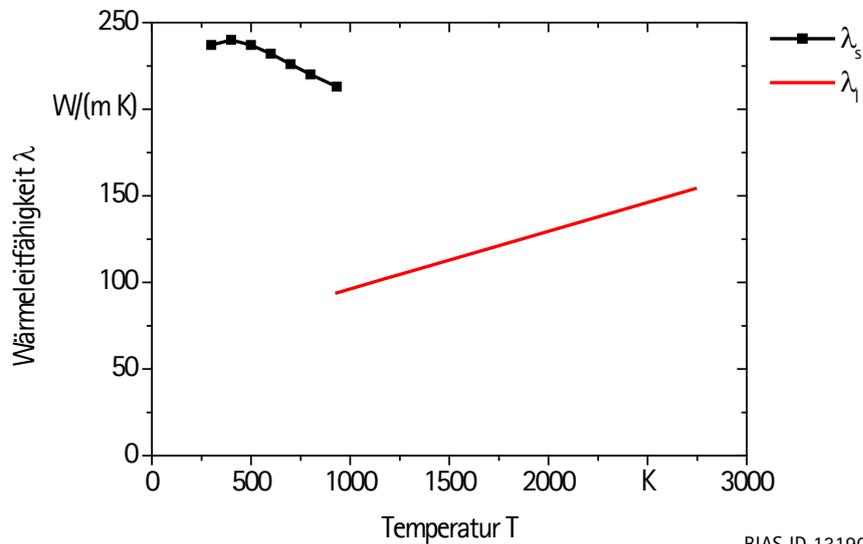


Bild A.2-2: Dynamische Viskosität vs. Temperatur.

Wärmeleitfähigkeit λ :

λ_s : (diskrete Werte aus [Pow66]);

$$\lambda_l = 94 \frac{W}{m K} + 3,33 \cdot 10^{-2} \frac{W}{m K^2} (T - 933 K) \text{ (Interpoliert aus Werten von [Bra98])}$$



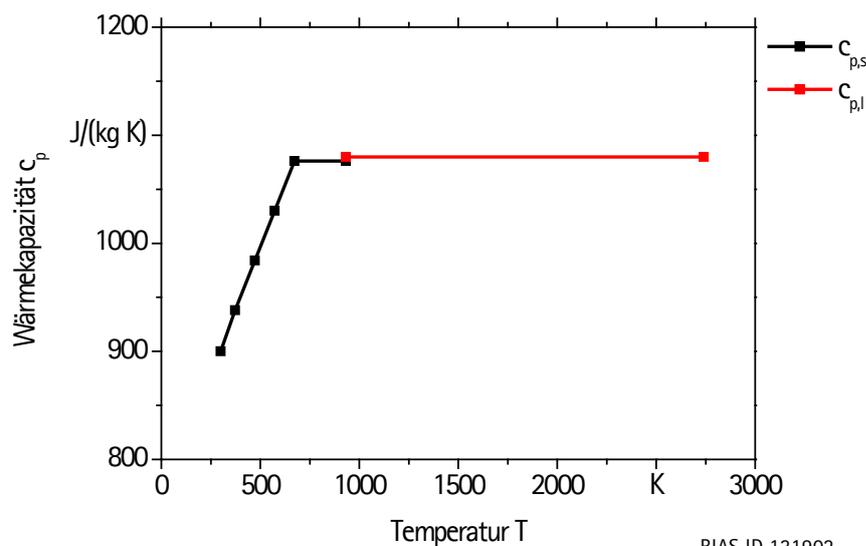
BIAS ID 131901

Bild A.2-3: Wärmeleitfähigkeit vs. Temperatur.

Wärmekapazität c_p :

$c_{p,s}$ (diskrete Werte aus [Bra98])

$$c_{p,l} = 1080 \frac{J}{kg K} \text{ [Bra98];}$$



BIAS ID 131902

Bild A.2-4: Wärmekapazität vs. Temperatur.

Elektrische Leitfähigkeit σ :

σ_s : (diskrete Werte aus [Bra98])

σ_l : (diskrete Werte aus [Gat83])

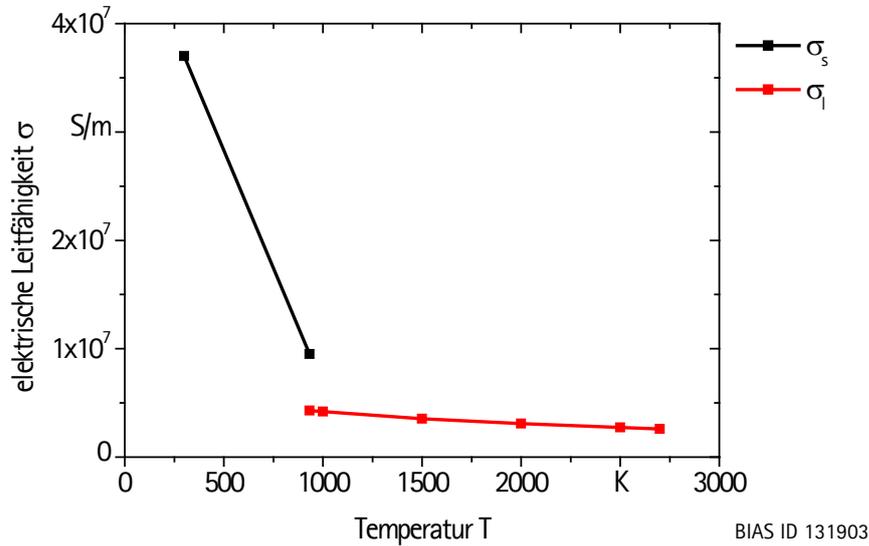


Bild A.2-5: Elektrische Leitfähigkeit vs. Temperatur.

Mischungsenthalpie H_E :

$$H_E = x_{Si}(1 - x_{Si}) \left[-10695,4 - 4274,5(1 - 2x_{Si}) + 670,7(1 - 6x_{Si} + 6x_{Si}^2) \right] \frac{J}{mol}$$
 (Formel aus [Mur84])

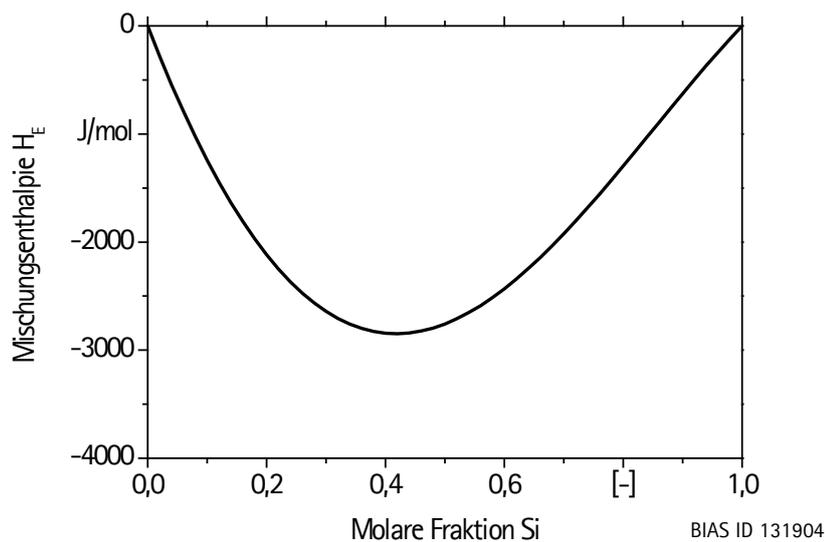


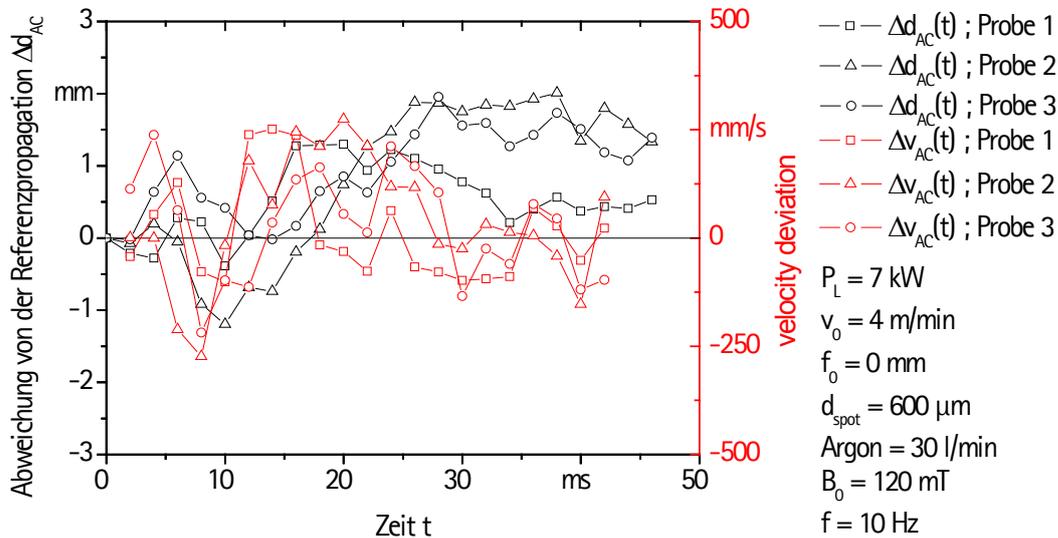
Bild A.2-6: Mischungsenthalpie vs. Molarer Siliziumanteil.

Weitere für die Simulation verwendete Eingangsparameter sind in **Tabelle A.2-1** gezeigt.

Tabelle A.2-1: Eingangsdaten für die numerische Simulation

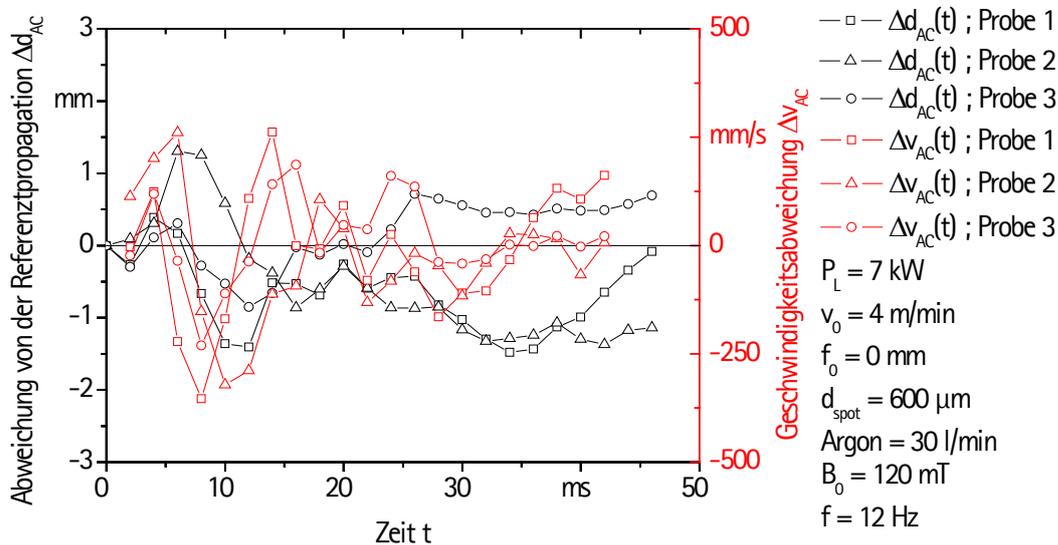
Größe	Symbol	Wert	Einheit	Quelle
Aktiverungsenergie (flüssig)	Q_{Si}	-30	kJ/mol	
Aktiverungsenergie (fest)	Q_{Si}	-136	kJ/mol	
Diffusionskoeffizient (flüssig)	$D_{0,Si}$	$1,34 \cdot 10^{-7}$	m ² /s	
Diffusionskoeffizient (fest)	$D_{0,Si}$	$2,02 \cdot 10^{-4}$	m ² /s	
Drahtvorschubgeschwindigkeit	v_D	0,1	m/s	
Erstarrungskoeffizient	C_0	$-6 \cdot 10^7$	kg/(m ³ s)	
Erdbeschleunigung	g	9,81	m/s ²	
Keyholeradius Oben	r_o	0,35	mm	
Keyholeradius Unten	r_u	0,07	mm	
Liquidustemperatur	T_L	953	K	
Numerischer Parameter	ε	0,1		
Oberflächenspannung	γ	0,9	N/m	[Bra98]
Oberflächenspan.-temp.-Koeff.	γ_T	-0,15	mN/(m K)	
Schmelztemperatur	T_M	933	K	[Mur84]
Solidustemperatur	T_S	913	K	
Schmelzintervall	ΔT_M	40	K	
Schmelzenthalpie	ΔH	398	kJ/kg	[Bra98]
Schweißgeschwindigkeit	v_0	0,133	m/s	
Schmelzbadtiefe	z_B	3	mm	

A.3 Ergebnisse der Zinn Propagation unter Einfluss des Wechselfeldes



BIAS ID 131905

Bild A.3-1: Zinn Propagations- und Geschwindigkeitsdifferenzen bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 10 \text{ Hz}$.



BIAS ID 131906

Bild A.3-2: Zinn Propagations- und Geschwindigkeitsdifferenzen bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 12 \text{ Hz}$.

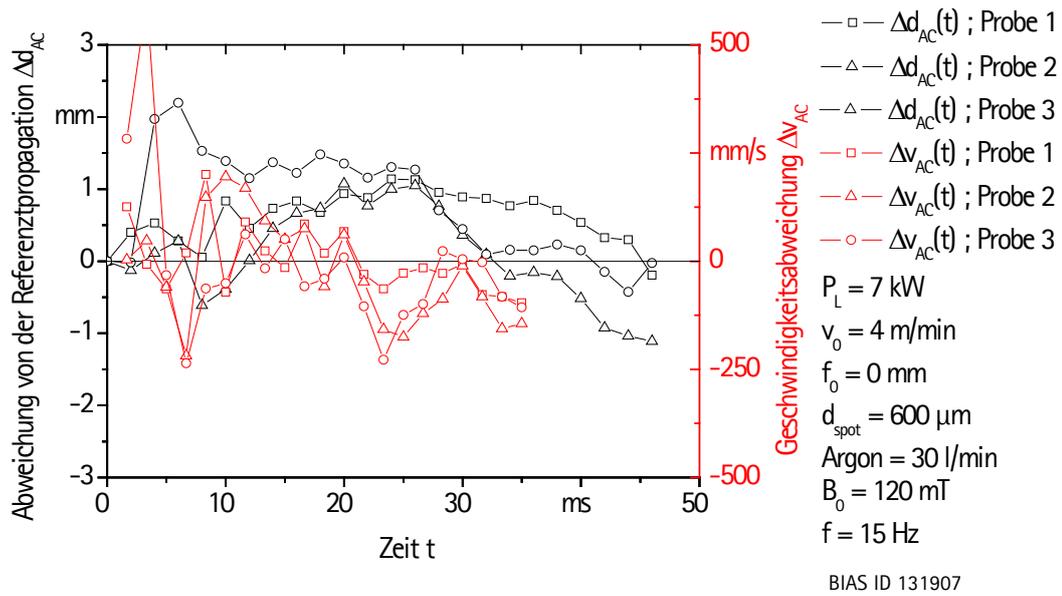


Bild A.3-3: Zinn Propagations- und Geschwindigkeitsdifferenzen bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 15 \text{ Hz}$.

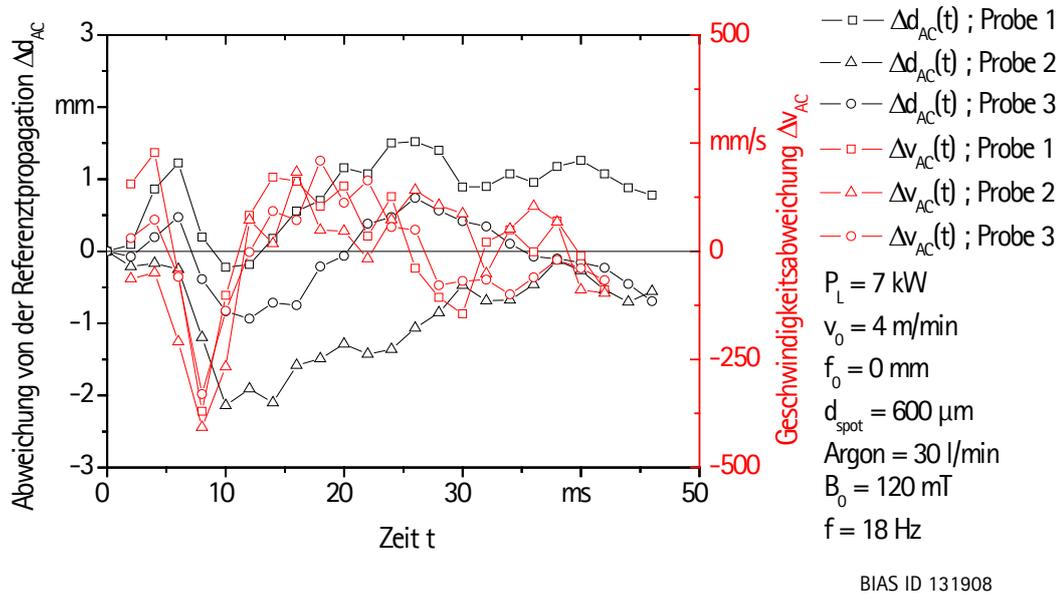


Bild A.3-4: Zinn Propagations- und Geschwindigkeitsdifferenzen bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 18 \text{ Hz}$.

A.4: Vergleich der gemessenen Zinnpropagation mit der Periodizität der strömungsinduzierten magnetischen Volumenkraft

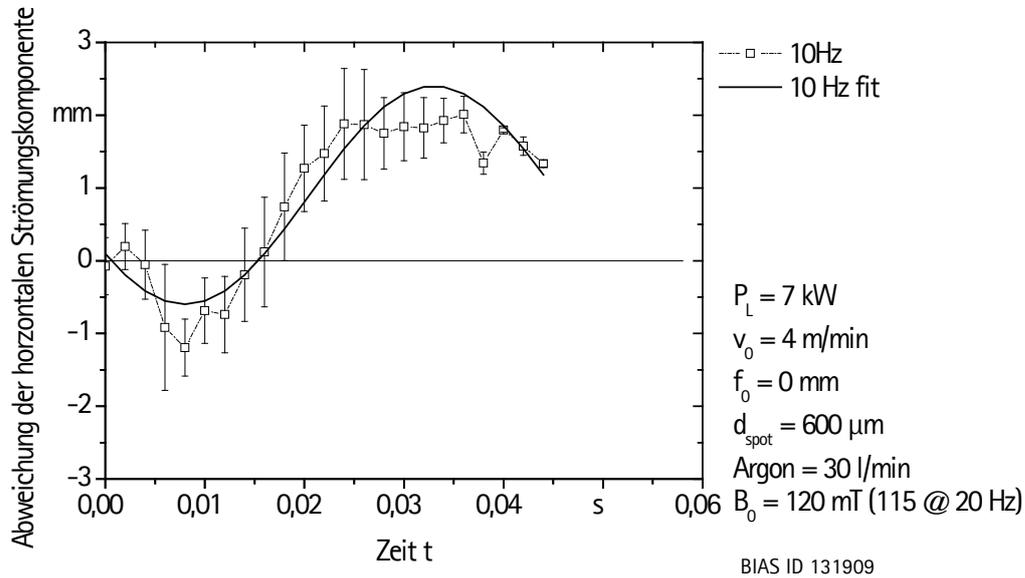


Bild A.4-1: Vergleich der gemessenen Zinn-Propagationsdifferenzen mit der Periodizität der magnetischen Volumenkraft bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 10 \text{ Hz}$.

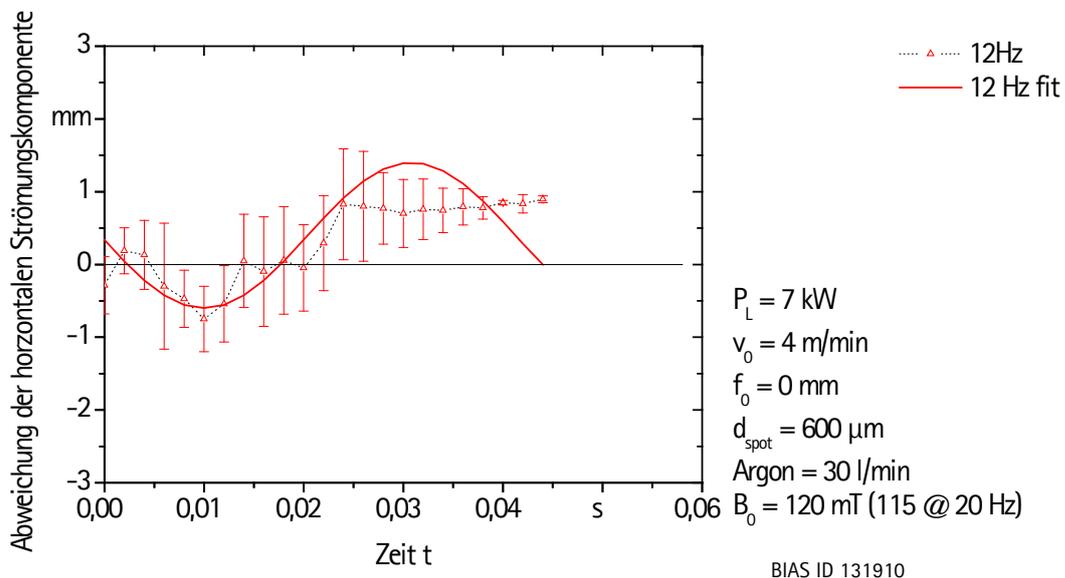


Bild A.4-2: Vergleich der gemessenen Zinn-Propagationsdifferenzen mit der Periodizität der magnetischen Volumenkraft bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 12 \text{ Hz}$.

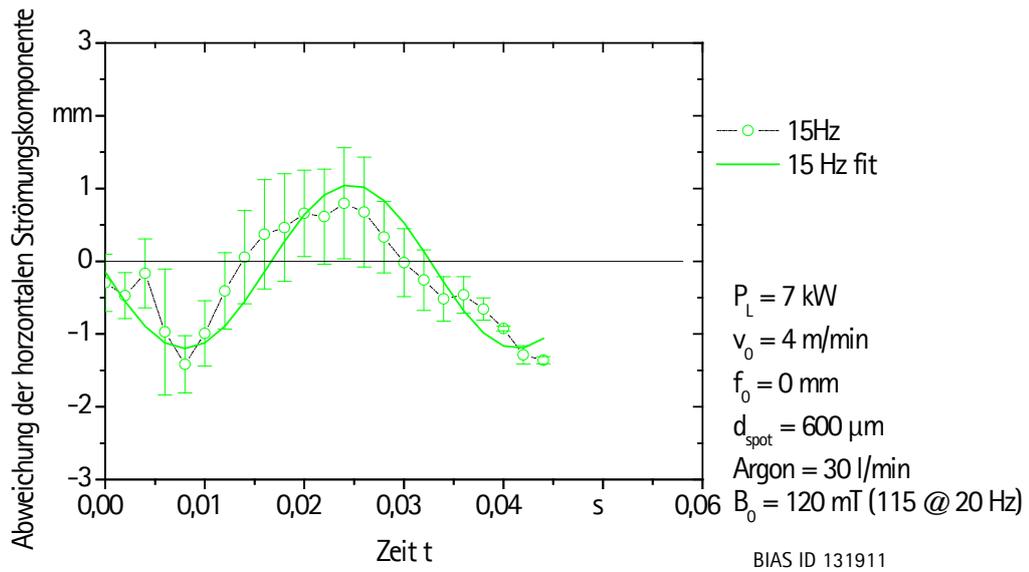


Bild A.4-3: Vergleich der gemessenen Zinn-Propagationsdifferenzen mit der Periodizität der magnetischen Volumenkraft bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 15 \text{ Hz}$.

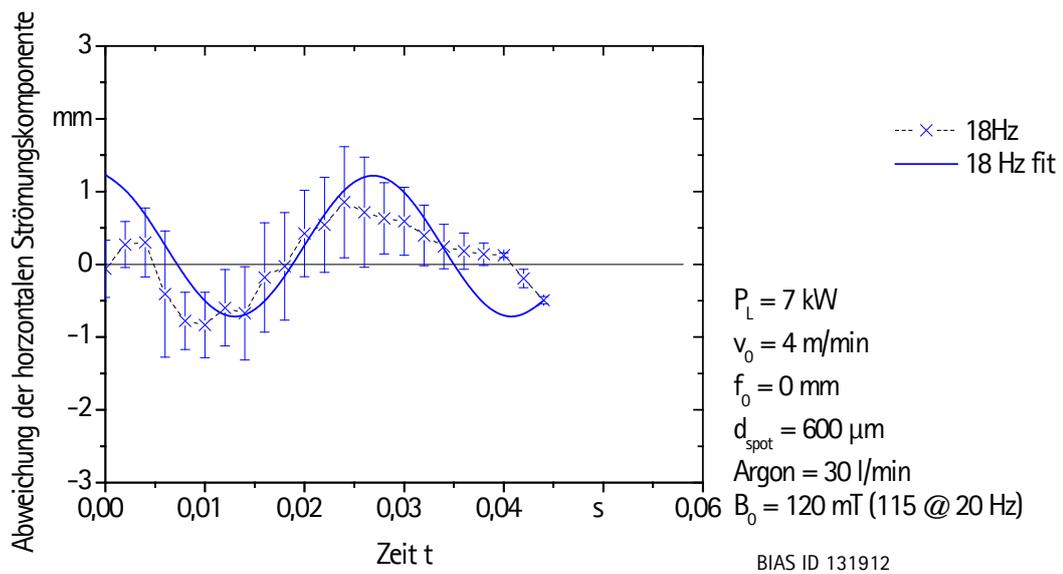


Bild A.4-4: Vergleich der gemessenen Zinn-Propagationsdifferenzen mit der Periodizität der magnetischen Volumenkraft bei einer Flussdichte von $B_0 = 120 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 18 \text{ Hz}$.

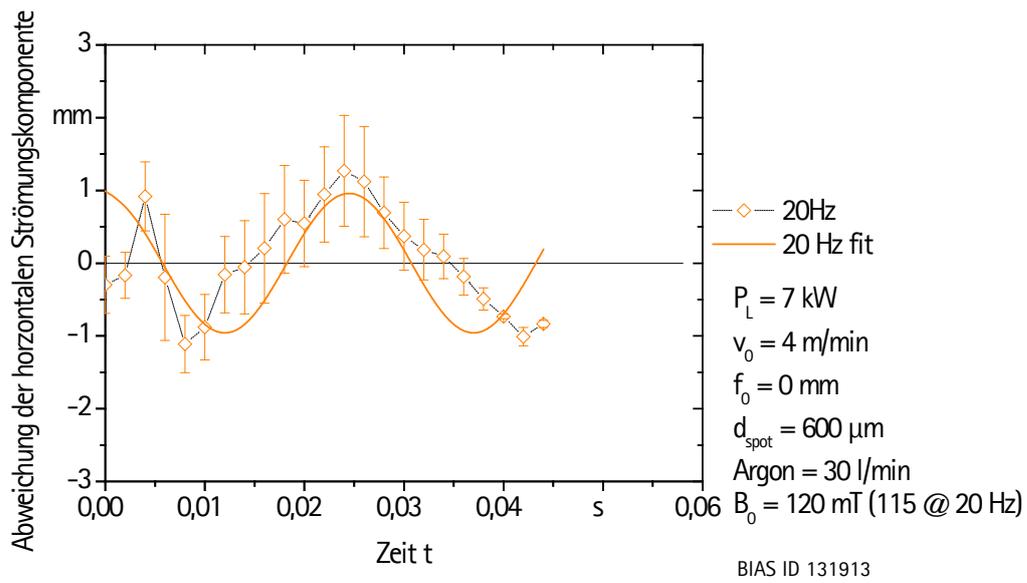


Bild A.4-5: Vergleich der gemessenen Zinn-Propagationsdifferenzen mit der Periodizität der magnetischen Volumenkraft bei einer Flussdichte von $B_0 = 115 \text{ mT}$ und einer Frequenz von $f = 20 \text{ Hz}$.

Reihe Strahltechnik im BIAS Verlag

Bisher erschienen:

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Ralf Bergmann

Frank Vollertsen, Hendrik Tetzel (Hrsg.)

Thermal Forming and Welding Distortion, Proceedings of the IWOTE'14

Strahltechnik Band 54, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-48-1

Zhuo Tang

Heißrissvermeidung beim Schweißen von Aluminiumlegierungen mit einem Scheibenlaser

Strahltechnik Band 53, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-47-4

Martin Grden

Simulation thermischen Biegens mittels Gebietszerlegung

Strahltechnik Band 52, Bremen 2014, ISBN 978-3-933762-46-7

Jens Sakkiettibutra

Modellierung thermisch bedingter Formänderungen und Eigenspannungen von Stählen zum Aufbau von geregelten Prozessen

Strahltechnik Band 51, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-45-0

Frank Buschenhenke

Prozesskettenübergreifende Verzugsbeherrschung beim Laserstrahlschweißen am Beispiel einer Welle-Nabe-Verbindung

Strahltechnik Band 50, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-44-3

Daniel Reitemeyer

Stabilisierung der Fokusslage beim Schweißen mit Faser- und Scheibenlasern

Strahltechnik Band 49, Bremen 2013, ISBN 978-3-933762-43-6

Steffen Neumann

Einflussanalyse beim single mode Faserlaserschweißen zur Vermeidung des Humping-Phänomens

Strahltechnik Band 48, Bremen 2012, ISBN 978-3-933762-42-9

Mostafa Agour

Determination of the complex amplitude of monochromatic light from a set of intensity observations

Strahltechnik Band 47, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-41-2

Andreas Stephen

Elektrochemisches Laser-Jet-Verfahren zur Mikrostrukturierung von Metallen

Strahltechnik Band 46, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-40-5

Michael Koerdt

Herstellung von integriert-optischen Sensorstrukturen in Polymersubstraten basierend auf Brechzahländerungen durch ultraviolette Laserstrahlung

Strahltechnik Band 45, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-39-9

Hanna Wielage

Hochgeschwindigkeitsumformen durch laserinduzierte Schockwellen

Strahltechnik Band 44, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-38-2

Claus Thomy

Dynamisches Prozessverhalten beim Laserstrahl-MSG-Hybridschweißen

Strahltechnik Band 43, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-37-5

Thomas Seefeld

Laser-Randschichtschmelzen mit erhöhter Prozessgeschwindigkeit am Beispiel von Aluminium-Zylinderkurbelgehäusen

Strahltechnik Band 42, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-36-8

Frank Vollertsen (Hrsg.)

Thermal Forming and Welding Distortion

Strahltechnik Band 41, Bremen 2011, ISBN 978-3-933762-35-1

Frank Vollertsen, Daniel Reitemeyer (Hrsg.)

Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends

Strahltechnik Band 40, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-34-4

Claas Falldorf

Bestimmung der komplexwertigen Amplitude von Wellenfeldern auf Basis des Prinzips der Selbstreflexion

Strahltechnik Band 39, Bremen 2010, ISBN 978-3-933762-33-7

Marc Baumeister

Dynamische Laser-Mikroperforation mit single-mode Faserlaser

Strahltechnik Band 38, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-31-3

Zhenyu Hu

Analyse des tribologischen Größeneffekts beim Blechumformen

Strahltechnik Band 37, Bremen 2009, ISBN 978-3-933762-30-6

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Eds.)

Laserbearbeitung: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends

Strahltechnik Band 36, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-28-3

Torsten Baumbach

Untersuchungen zur vergleichenden, digitalen Holografie mit aktiver Wellenfrontmodifikation

Strahltechnik Band 35, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-27-6

Knut Partes

Hochgeschwindigkeitsbeschichten mit dem Laserstrahl

Strahltechnik Band 34, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-26-9

Hendrik Schulze Niehoff

Entwicklung einer hochdynamischen, zweifachwirkenden Mikroumformpresse

Strahltechnik Band 33, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-25-2

Thorsten Bothe

Grundlegende Untersuchungen zur Formerfassung mit einem neuartigen Prinzip der Streifenprojektion und Realisierung in einer kompakten 3D-Kamera

Strahltechnik Band 32, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-24-5

F. Vollertsen, J. Sakkietitbutra (Hrsg.)

Thermal Forming and Welding Distortion

Strahltechnik Band 31, Bremen 2008, ISBN 978-3-933762-23-8

Herausgegeben von Frank Vollertsen

Michael Kreimeyer

Verfahrenstechnische Voraussetzungen zur Integration von Aluminium-Stahl-Mischbauweisen in den Kraftfahrzeugbau

Strahltechnik Band 30, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-20-7

Carsten Wochnowski

UV-laser-basierte Erzeugung von planaren, polymeren Bragg-Multiplexer-Strukturen

Strahltechnik Band 29, Bremen 2007, ISBN 978-3-933762-19-1

Herausgegeben von Frank Vollertsen, Werner Jüptner

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)

Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends

Strahltechnik Band 28, Bremen 2006, ISBN 978-3-933762-18-4

Frank Vollertsen (Hrsg.)

Prozessskalierung

Strahltechnik Band 27, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-17-7

Frank Vollertsen, Thomas Seefeld (Hrsg.)

Thermal Forming

Strahltechnik Band 26, Bremen 2005, ISBN 978-3-933762-16-0

Volker Kebbel

Untersuchung zur Erzeugung und Propagation ultrakurzer optischer Bessel-Impulse

Strahltechnik Band 25, Bremen 2004, ISBN 978-3-933762-15-3

Frank Vollertsen, Ferdinand Hollmann (Ed.)

Process Scaling

Strahltechnik Band 24, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-14-6

Emil Schubert

Untersuchungen zum Leichtbau mit Hilfe lasergestützter Mischbauweise

Strahltechnik Band 23, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-13-9

Christoph von Kopylow

Durchstimmbarer Mikrokristall-Laser für die absolute Distanzinterferometrie

Strahltechnik Band 22, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-12-2

Carmen Theiler

Aufbau gradierter Nickelbasis-Chromkarbid-Verbundwerkstoffe durch Laserstrahl-Pulverbeschichten

Strahltechnik Band 21, Bremen 2003, ISBN 978-3-933762-11-5

Herausgegeben von Gerd Sepold, Werner Jüptner

Thomas Kreis (Hrsg.)

Werkzeug Laser – Industrieller Fortschritt durch wissenschaftliche Forschung

Strahltechnik Band 20, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-10-8

Gerd Sepold, Thomas Seefeld (Hrsg.)

Laserstrahlfügen: Prozesse, Systeme, Anwendungen, Trends

Strahltechnik Band 19, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-09-2

Gerd Sepold, Florian Wagner, Jürgen Tobolski

Kurzzeitmetallurgie

Strahltechnik Band 18, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-08-5 (vergriffen)

Frank Elandaloussi

Modellgestützte Detektion und Analyse von Materialfehlern an technischen Objekten nach dem Prinzip „Erkennung durch Synthese“

Strahltechnik Band 17, Bremen 2002, ISBN 978-3-933762-07-8

Ingo Zerner

Prozessstabilisierung und Ergebnisse für das Laserstrahlfügen von Aluminium-Stahl-Verbindungen

Strahltechnik Band 16, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-05-4

Daniel Holstein

Ortsaufgelöste Charakterisierung von mechanischen Eigenschaften laserstrahlgeschweißter Verbindungen

Strahltechnik Band 15, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-04-7

Bernd Grubert

Untersuchung neuartiger Resonatorkonzepte für koaxiale Wellenleiterlaser

Strahltechnik Band 14, Bremen 2001, ISBN 978-3-933762-03-0

Martin Klassen

Prozessdynamik und resultierende Prozessinstabilitäten beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen

Strahltechnik Band 13, Bremen 2000, ISBN 978-3-933762-02-3

Ingo Engler

Verfahrenskombination Laserstrahlschweißen und -richten am Beispiel einer Titan-Leichtbaustruktur

Strahltechnik Band 12, Bremen 1999, ISBN 978-3-933762-01-6

Ulrike Mieth

Erscheinungsbild von Materialfehlern in holografischen Interferogrammen

Strahltechnik Band 11, Bremen 1998, ISBN 978-3-933762-00-9

Werner Jüptner (Hrsg.)

Laser von der Wissenschaft zur Anwendung

Strahltechnik Band 10, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-4-9

Peter Andrä

Ein verallgemeinertes Geometriemodell für das Streifenprojektionsverfahren zur optischen 3D-Koordinatenmessung

Strahltechnik Band 9, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-9-4

Thomas Franz

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Laser unter Wasser

Strahltechnik Band 8, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-8-7

Sigurd Weise

Heißrissbildung beim Laserstrahlschweißen von Baustählen

Strahltechnik Band 7, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-7-0

Gerd Sepold, Manfred Geiger (Hrsg.)

Strahl-Stoff-Wechselwirkung bei der Laserstrahlbearbeitung 2

Strahltechnik Band 6, Bremen 1998, ISBN 978-3-9805011-6-3

Werner Jüptner, Gerd Sepold (Hrsg.)

Lasermaterialbearbeitung im Transportwesen

Strahltechnik Band 5, Bremen 1997, ISBN 978-3-9805011-5-6

Carolin Renate Radscheit

Laserstrahlfügen von Aluminium mit Stahl

Strahltechnik Band 4, Bremen 1997, ISBN 978-9805011-3-2

Jürgen Breuer

UV-lasergestütztes Vorbehandlungsverfahren zur gezielten Modifizierung der Oberflächen von Polypropylen

Strahltechnik Band 3, Bremen 1996, ISBN 978-3-9805011-2-5

Bernd Heidenreich

Beitrag zum Laserstrahlbrennschneiden von großen Stahlblechen

Strahltechnik Band 2, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-1-8

Christian Binroth

Beitrag zur Prozessstabilität beim CO₂-Laserstrahlschweißen von Aluminium mit Zusatzwerkstoffen

Strahltechnik Band 1, Bremen 1995, ISBN 978-3-9805011-0-1