

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Lehrstuhl für  
Werkzeugmaschinen und Fertigungstechnik

**Simulative und experimentelle Untersuchungen zum Laser-  
schweißen mit Strahloszillation**

**Markus Schweier**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hans-Jakob Kaltenbach

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Michael Zäh
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Michael Rethmeier,  
Technische Universität Berlin

Die Dissertation wurde am 20.05.2015 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 10.07.2015 angenommen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis .....</b>	<b>I</b>
<b>Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen .....</b>	<b>V</b>
Abkürzungen.....	V
Skalare, Funktionen und Ränder.....	VIII
Matrizen und Vektoren .....	XVI
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Laserstrahlschweißen in der industriellen Fertigung .....	1
1.2 Ausgangssituation und Problembeschreibung .....	3
1.3 Zielsetzung .....	5
<b>2 Grundlagen.....</b>	<b>7</b>
2.1 Allgemeines .....	7
2.2 Lasertechnik .....	7
2.2.1 Überblick.....	7
2.2.2 Transversale elektromagnetische Moden.....	8
2.2.3 Strahlqualität und Fokussierbarkeit .....	9
2.2.4 Leistungsdichte und POYNTING-Vektor.....	12
2.3 Prozessregime beim Laserstrahlschweißen.....	14
2.4 Ausgewählte Methoden der statistischen Versuchsplanung .....	19
2.4.1 Überblick.....	19
2.4.2 Zielsetzung und Vorgehensweise .....	19
2.4.3 Methoden der Versuchsplanerstellung.....	23
2.4.4 Statistische Aus- und Bewertung von Versuchsergebnissen .....	28
2.5 Optimierungsverfahren .....	34
2.6 Multi-Hypothesis-Tracking.....	39
2.6.1 Überblick.....	39
2.6.2 Zustandsraum-Schätzung mit der KALMAN-Methode .....	39
2.6.3 Lösung eines linearen Zuordnungsproblems .....	42
<b>3 Stand der Technik und Wissenschaft .....</b>	<b>45</b>
3.1 Allgemeines .....	45
3.2 Schweißen mit überlagerter Strahloszillation .....	45
3.2.1 Überblick.....	45
3.2.2 Oszillationsformen und ihre mathematische Beschreibung .....	46

3.2.3	Systemtechnik .....	50
3.2.4	Werkstofftechnik.....	55
3.2.5	Prozesstechnik.....	61
3.3	Simulation des Laserstrahlschweißens .....	65
3.3.1	Temperaturfeldberechnung .....	69
3.3.2	Dampfkapillarberechnung .....	75
3.3.3	Hybride Modellierung.....	87
3.4	Spritzerbildung beim Laserstrahlschweißen .....	89
3.5	Fazit und Handlungsbedarf .....	93
<b>4</b>	<b>Vorgehensweise und Aufbau dieser Arbeit .....</b>	<b>95</b>
<b>5</b>	<b>Versuchseinrichtung, Werkstoff und Software .....</b>	<b>99</b>
5.1	Überblick.....	99
5.2	Versuchseinrichtungen .....	99
5.3	Werkstoff X5CrNi18-10 .....	101
5.4	Software .....	105
<b>6</b>	<b>Bestimmung der Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen .....</b>	<b>107</b>
6.1	Einführung in die Problemstellung .....	107
6.2	Methodische Vorgehensweise.....	108
6.3	Oszillationsfähigkeit der verwendeten Scanneroptik.....	111
6.3.1	Überblick.....	111
6.3.2	Faktorreduktion.....	111
6.3.3	Modellbildung.....	115
6.3.4	Modellsynthese .....	120
6.4	Fazit.....	121
<b>7</b>	<b>Temperaturfeldsimulation .....</b>	<b>123</b>
7.1	Überblick.....	123
7.2	Simulation mit der Methode der GREEN'schen Funktionen.....	124
7.2.1	Allgemeines .....	124
7.2.2	Modellierungskonzept, Simulationsablauf und programmtechnische Umsetzung.....	124
7.2.3	Koordinatentransformation .....	132
7.2.4	Automatisierte Wärmequellenkalibrierung.....	133
7.3	Simulation mit der Finite-Elemente-Methode .....	138
7.3.1	Allgemeines .....	138

7.3.2	Modellierungskonzept und programmtechnische Umsetzung	138
7.3.3	Netzgenerierung	140
7.3.4	Randbedingungen	142
7.3.5	Lösung des Wärmeleitungsproblems	143
7.3.6	Temperaturrückkopplung	144
7.4	Modellvergleich und experimentelle Validierung	148
7.4.1	Überblick	148
7.4.2	Berücksichtigte Effekte und Modellvereinfachungen	149
7.4.3	Prozessverhalten und Schweißnahtgeometrie	152
7.4.4	Rechenzeit	164
7.5	Fazit	167
<b>8</b>	<b>Analyse der Spritzerbildung</b>	<b>169</b>
8.1	Überblick	169
8.2	Versuchsaufbau und -planung	169
8.3	Spritzeranalyse mittels Objektverfolgung	171
8.3.1	Allgemeines	171
8.3.2	Algorithmus zur Spritzerverfolgung	171
8.3.3	Kostenberechnung bei der Filtererstellung	177
8.3.4	Restriktionen	182
8.4	Modellbildung	183
8.5	Diskussion des Prozessverhaltens	186
8.5.1	Überblick	186
8.5.2	Einfluss der Prozessparameter	187
8.5.3	Entstehungsmechanismen	190
8.6	Fazit	195
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>197</b>
9.1	Zusammenfassung	197
9.2	Ausblick	200
9.3	Anwendungsbezogene Bewertung	206
<b>10</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>213</b>
<b>11</b>	<b>Verzeichnis betreuter Studienarbeiten</b>	<b>235</b>
<b>12</b>	<b>Anhang</b>	<b>237</b>
12.1	Temperaturen im Umfeld einer DIRICHLET'schen Randbedingung	237

## Inhaltsverzeichnis

---

12.2 Versuchsplan.....	239
12.3 Dampfkapillargeometrie .....	240
12.4 Genannte Firmen und Verbände .....	241

# Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

## Abkürzungen

<b>Abkürzung</b>	<b>Erläuterung</b>
2D	zweidimensional
abs.	absolut
ANOVA	Varianzanalyse, engl.: analysis of variances
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
bzw.	beziehungsweise
CCD	zentral zusammengesetzter Plan, engl.: central composite design
CGM	Methode der konjugierten Gradienten, engl.: conjugate gradient method
CO <sub>2</sub>	Kohlenstoffdioxid
const.	konstant
CPU	Prozessor, engl. central processing unit
DB	Datenbank
DGL	Differenzialgleichung
DIN	Deutsches Institut für Normung e. V.
DOE	statistische Versuchsplanung, engl.: design of experiments
DVS	Deutscher Verband für Schweißen und verwandte Verfahren e. V.
e. V.	eingetragener Verein
EBW	Elektronenstrahlschweißen, engl.: electron beam welding
EDX	energiedispersive Röntgenspektroskopie, engl.: energy dispersive x-ray spectroscopy
EN	europäische Norm
engl.	englisch
et al.	und andere, lat.: et alii
etc.	und die übrigen Dinge, lat.: et cetera
f.	folgende (Singular)
Fa.	Firma
FEM	Finite-Elemente-Methode
ff.	folgende (Plural)
FVM	Finite-Volumen-Methode
GPU	Grafikkarte, engl.: graphics processing unit
H <sub>0</sub>	Nullhypothese

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

ISO	Internationale Organisation für Normung, engl.: International Organization for Standardization
KOS	Koordinatensystem
KOS <sub>wq</sub>	lokales Koordinatensystem der Wärmequelle
LASER	Lichtverstärkung durch stimulierte Emission, engl.: light amplification by stimulated emission of radiation
lat.	lateinisch
lin.	linear
LLK	Lichtleitkabel
LSF	LISSAJOUS-Figur
MGF	Methode der GREEN'schen Funktionen
Mio.	Millionen
ML	Maximum-Likelihood
Mrd.	Milliarden
NIR	Nah-Infrarot
num.	numerisch
OFK	Oszillationsfähigkeitskarte
PARDISO	direkter paralleler Löser für dünn besetzte Probleme, engl.: parallel sparse direct solver
Pos.	Position
rel.	relativ
RLW	Remote-Laserstrahlschweißen, engl.: remote laser welding
RM	reduziertes Modell
S.	Seite
SiC	Siliziumkarbid, engl. silicon carbide
SLV	Schweißtechnische Lehr- und Versuchsanstalt
sonst.	sonstige
SVP	statistische Versuchsplanung
$TEM_{gh}$	transversale elektromagnetische Mode der Ordnungen $g$ und $h$
TS	Tiefschweißen
US	Vereinigte Staaten, engl.: United States
v.	von
VDI	Verein Deutscher Ingenieure e. V.
vgl.	vergleiche
VHP	Vorheizpunkt
VHS	Vorheizstreifen



## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

---

WLS	Wärmeleitungsschweißen
-----	------------------------

---

WQ	Wärmequelle
----	-------------

---

WS	Wärmesenke
----	------------

---

YAG	Yttrium-Aluminium-Granat
-----	--------------------------

---

z. B.	zum Beispiel
-------	--------------

---

**Skalare, Funktionen und Ränder**

<b>Größe</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>
$a$	pixel	Fläche einer segmentierten Region
$A$	mm	Amplitude der Oszillation
$A_{\parallel}$	-	Absorptionsgrad nach FRESNEL für parallel polarisierte Strahlung
$A_{\perp}$	-	Absorptionsgrad nach FRESNEL für senkrecht polarisierte Strahlung
$A_{Ein}$	mm	Einstell-Amplitude
$a_h$	m	laterale Halbachse in $y$ -Richtung der doppelt elliptischen Wärmequelle
$A_{Ist}$	mm	resultierende Ist-Amplitude
$A_{Kap}$	mm <sup>2</sup>	Dampfkapillar-Oberfläche
$A_s$	-	dimensionslose Scheitelpunktkoordinaten
$A_{Soll}$	mm	Soll-Amplitude im Markierungsversuch
$A_x$	mm	Oszillationsamplitude in $x$ -Richtung
$A_y$	mm	Oszillationsamplitude in $y$ -Richtung
$A_z$	-	Absorptionsgrad nach FRESNEL für zirkular polarisierte Strahlung
$b$	variiert	Faktor bei der Definition einer Versuchsraumeinschränkung
$b_1, b_2$	-	Konstanten im Dampfkapillarmodell
$b_{an}$	mm	Anbindungsbreite eines verschweißten Überlappstoßes
$b_{an,Ist}$	mm	simulierte Anbindungsbreite eines verschweißten Überlappstoßes
$b_{an,Soll}$	mm	geforderte Anbindungsbreite eines verschweißten Überlappstoßes
$b_{Exp}$	mm	experimentell bestimmte Raupenbreite
$b_h$	m	untere Halbachse in $z$ -Richtung der doppelt elliptischen Wärmequelle
$B_N$	m	Breite des Netzes
$b_s$	m	Breite des Um-Rechtecks einer segmentierten Region
$\bar{b}_s$	m	mittlere Breite der Um-Rechtecke aller Regionen einer Spritzertrajektorie
$b_{Sim}$	mm	simulativ bestimmte Raupenbreite
$c_{hb}$	m	hintere Halbachse in $x$ -Richtung der doppelt elliptischen Wärmequelle

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$c_{hf}$	m	vordere Halbachse in $x$ -Richtung der doppelt elliptischen Wärmequelle
$c_{Licht}$	m/s	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes in Vakuum
$c_p$	J/kg	spezifische Wärmekapazität
$c_{p,korr}$	J/(kgK)	Korrigierte spezifische Wärmekapazität
$D$	m	Rohstrahldurchmesser
$DOF_1$	-	Anzahl der Freiheitsgrade eines Faktors
$DOF_2$	-	Anzahl der Freiheitsgrade des Fehlers
$d_w$	m	Abstand zweier paralleler adiabater Grenzflächen
$e$	-	EULER'sche Zahl
$E$	J/m <sup>2</sup>	Energiedichte, Energiedeposition
$E_f, E_b$	-	Hilfsgrößen zur Beschreibung der doppelt elliptischen Wärmequelle
$f$	Hz	Oszillationsfrequenz
$F$	-	F-Statistik
$F_{DOF_1, DOF_2}$	-	F-Statistik bei den gegebenen Freiheitsgraden $DOF_1$ und $DOF_2$ sowie der zulässigen Irrtumswahrscheinlichkeit $\alpha_{irr}$
$f_f$	m	Fokussierbrennweite einer Linse
$f_{Grenz}$	Hz	Grenzfrequenz
$f_{max}$	Hz	maximal mögliche Oszillationsfrequenz
$f_{min}$	Hz	minimale Oszillationsfrequenz
$f_x$	Hz	Oszillationsfrequenz der Schwingung in $x$ -Richtung
$f_y$	Hz	Oszillationsfrequenz der Schwingung in $y$ -Richtung
$G$	-	GREEN'sche Funktion
$g$	-	tangentiale Modenordnung einer TEM
$h$	-	radiale Modenordnung einer TEM
$H_M$	J/kg	Schmelzenthalpie
$h_M$	-	dimensionslose Schmelzenthalpie
$H_N$	m	Höhe des Netzes
$i, j, k, l, m$	-	Zählvariablen
$I$	W/m <sup>2</sup>	Leistungsdichte (Intensität) der Laserstrahlung
$I_0$	W/m <sup>2</sup>	Maximale Leistungsdichte eines Laserstrahls der $TEM_{00}$ im Zentrum
$K_a$	-	Flächenkosten
$K_D$	-	Distanzkosten
$K_P$	-	Positionskosten

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$K_\phi$	-	Winkelkosten
$KQ$	variiert	Kleinste-Quadrate-Funktion
$l_e$	m	Elementkantenlänge
$l_{Mess}$	mm	Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Oszillationsperioden in Schweiß-Vorschubrichtung
$L_N$	m	Länge des Netzes
$l_s$	m	Länge des Um-Rechtecks einer segmentierten Region
$l_{Traj}$	mm	Länge der Oszillationstrajektorie beim Markierungsversuch
$l_0$	mm	Länge der Anbindungslücke zwischen zwei aufeinanderfolgenden Perioden
$m$	-	Ordnung eines Versuchsplans / Beschreibungsmodells
$M^2$	-	Beugungsmaßzahl
$N$	-	Anzahl der Punkte im Gitter der Temperaturfeld-Berechnung
$N_B$	-	Anzahl der Bilder in einer Serie
$n$	-	positive Ganzzahl oder null
$n^*$	-	Anzahl der Zielgrößen
$n_b$	-	Anzahl der beobachteten Objekte
$n_B$	-	Ordnung einer BESSEL-Funktion
$n_{Dis}$	-	Anzahl der Stützstellen auf der Oszillationstrajektorie
$n_f$	-	Anzahl der Faktoren
$n_m$	-	Anzahl der Modellterme
$n_{m,max}$	-	Anzahl der maximal möglichen Modellterme
$n_{Osz}$	-	Anzahl der Stützstellen pro Oszillationsperiode
$n_p$	-	Anzahl der verstrichenen Halbperioden einer Oszillation
$n_{Per}$	-	Anzahl der Oszillationsperioden
$n_s$	-	Anzahl der prädizierten Objekte
$n_{Sp}$	mm <sup>-1</sup>	spezifische Anzahl der Schweißspritzer (bezogen auf die Schweißnahtlänge)
$n_{Sp,max}$	mm <sup>-1</sup>	maximale spezifische Anzahl der Schweißspritzer im Gültigkeitsbereich des Modells für die Spritzerbildung
$n_{Sp}^*$	mm <sup>-1</sup>	spezifische Anzahl der Schweißspritzer im (BOX-COX-) transformierten Ergebnisraum
$n_{VHS}$	-	Anzahl der im Vorheizstreifen simulierten 1D-Wärmeleitungsprobleme
$n_v$	-	Anzahl der Versuche

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$n_x$	-	Anzahl der beobachteten Systemzustände
$n_z$	-	Anzahl der Messwerte
$n_\xi$	-	Anzahl der Systemparameter
$n_v$	-	Anzahl der Zielgrößenwerte
$P$	W	Laserleistung
$p$	%	Irrtumswahrscheinlichkeit
$Pe$	-	Péclet-Zahl, dimensionslose Vorschubgeschwindigkeit
$P_{Ein}$	W	eingekoppelte Laserleistung
$p_{WQ}$	m	Ursprungsordinate einer Wärmequelle
$q$	-	Iterationsnummer
$q_0$	W	Maximalleistung einer doppelt elliptischen Wärmequelle im Zentrum
$q_a$	$Wm^{-2}$	absorbierte Wärmestromdichte
$q_{a0}$	-	dimensionslose Wärmestromdichte am Scheitelpunkt
$q_{a0}^{stat}$	-	dimensionslose Wärmestromdichte am Scheitelpunkt im stationären Fall
$q_{a1}$	-	dimensionsloser Wärmestrom
$q_{a2}$	-	zweite Ableitung der dimensionslosen Wärmestromdichte um den Kreismittelpunkt
$q_{a2}^{stat}$	-	Krümmung der dimensionslosen Wärmestromdichte um den Kreismittelpunkt im stationären Fall
$q_{ap}$	$Wm^{-2}$	absorbierte Wärmestromdichte am Stabende bei der Berechnung des Vorheizpunktes
$q_{dewQ}$	$Wm^{-3}$	Wärmestromdichte einer doppelt elliptischen Wärmequelle
$q_{th}$	$Wm^{-3}$	Wärmestromdichte
$r_0$	m	Radius des Kapillarkreises auf der Oberfläche des Kontinuums
$R^2$	-	Bestimmtheitsmaß
$R_a$		Mittenrauwert
$R_{adj}^2$	-	adjustiertes Bestimmtheitsmaß
$s$	var.	Standardabweichung einer Stichprobe
$SPP$	m·rad	Strahlparameterprodukt
$SPP_{00}$	m·rad	Strahlparameterprodukt für Laserstrahlung der $TEM_{00}$
$t$	s	Zeit (kontextabhängig)
$t$	-	Zeitschrittnummer (kontextabhängig)
$t_{Exp}$	mm	experimentell bestimmte Einschweißtiefe

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$t_{Kap}$	mm	simulierte Kapillartiefe
$t_{Sim}$	mm	simulierte Einschweißtiefe
$t_{Sch}$	s	Schweißzeit
$T$	K	Temperatur
$T_{\infty}$	K	Temperatur in unendlichem Abstand zur Strahl-Stoff-Wechselwirkungszone, Umgebungstemperatur
$t_a$	s	Aktivierungszeit
$T_M$	K	Schmelztemperatur
$T_{Mess}$	K	gemessene Temperatur
$T_{MGF}$	K	mit Hilfe der MGF berechnetes Temperaturfeld
$T_{RM}$	K	mit Hilfe des reduzierten Modells nach SCHULZ und der Zylinderquellenlösung berechnetes Temperaturfeld
$T_{Sim}$	K	simulierte Temperatur
$T_{Stab}$	K	Temperatur am Stabende bei der Berechnung des Vorheizpunktes
$T_V$	K	Verdampfungstemperatur
$t_{VHP}$	s	Zeitpunkt, zu welchem im Vorheizstreifen erstmals $T_V$ überschritten wird
$T_{WQ}$	K	Temperaturbeitrag einer Wärmequelle
$T_{WS}$	K	Temperaturbeitrag einer Wärmesenke
$\ddot{U}$	-	Überlappungsgrad einer Oszillationstrajektorie
$ v $	m/min	Betrag der Bahngeschwindigkeit
$v_b$	m/s	lokale Abtragsgeschwindigkeit
$v_s$	m/s	Schweiß-Vorschubgeschwindigkeit
$v_{Sp}$	m/s	Geschwindigkeit eines Schweißspritzers
$\bar{v}_{Sp}$	m/s	mittlere Geschwindigkeit eines Schweißspritzers
$v_x$	m/s	Geschwindigkeitskomponente in $x$ -Richtung
$v_y$	m/s	Geschwindigkeitskomponente in $y$ -Richtung
$w_j$	-	Gewichtung des Zielgrößenvektors $j$
$x, y, z$	m	Koordinatenpunkte
$\acute{x}, \acute{y}, \acute{z}$	m	Koordinatenpunkte im Kontinuum
$x_i$	variiert	Faktor bzw. Kovariable $i$
$x_{i,c}$	-	kodierter Faktor $x_i$
$x_{i,o}$	variiert	obere Versuchsraumgrenze des Faktors $x_i$
$x_{i,u}$	variiert	untere Versuchsraumgrenze des Faktors $x_i$

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$x_{kar}$	m	kartesische $x$ -Koordinate bei Temperaturfeldberechnung mit der Zylinderquellenlösung
$x_M$	mm	$x$ -Komponente des Mittelpunktes der Oszillationstrajektorie beim Markierungsversuch
$x_p, y_p$	m	prädierte Spritzerkoordinaten im Folgebild
$x_{Stab}$	m	Position des Stabes bei der Berechnung des Vorheizpunktes
$x_s, y_s$	m	Schwerpunktkoordinaten eines Spritzer
$x_{VHP}$	m	Abstand zwischen Laserstrahlachse und Vorheizpunkt
$x_{VHS}, y_{VHS}$	m	Koordinaten im Vorheizstreifens
$x_{WQ}, y_{WQ}$	m	Koordinaten im lokalen Koordinatensystem einer Wärmequelle
$\bar{y}$	var.	Mittelwert der Zielgröße
$y_j$	variiert	gemessene Zielgröße $j$
$y_{kar}$	m	kartesische $y$ -Koordinate bei Temperaturfeldberechnung mit der Zylinderquellenlösung
$y_M$	mm	$y$ -Komponente des Mittelpunktes der Oszillationstrajektorie beim Markierungsversuch
$y_{sj}$	variiert	Schätzwert der Zielgröße $j$
$z_0$	m	$z$ -Koordinate der Bauteiloberfläche
$z_{an}$	mm	$z$ -Koordinate der Stoßfläche eines Überlappstoßes
$z_n$	m	$z$ -Koordinate der $n$ -ten Schicht
$z_R$	m	RAYLEIGH-Länge
$z_{Sen}$	m	$z$ -Koordinate entlang des Sensorstreifens
$\alpha$	-	dimensionsloser Kapillarradius
$\alpha_{irr}$	%	Irrtumswahrscheinlichkeit
$\alpha_{zul}$	%	zulässige Irrtumswahrscheinlichkeit
$\hat{\beta}_i$	var.	Regressionskoeffizienten von Dämpfungs- und Grenzfrequenzmodell
$\beta_i$	variiert	$i$ -ter Koeffizient einer Regressionsfunktion
$\gamma$	°	Winkel zwischen POYNTING-Vektor $\mathbf{S}$ und Oberflächennormale $\mathbf{e}_n$
$\gamma^q$	-	Konjugationskoeffizient des Iterationsschrittes $q$
$\Gamma_{BS}$	-	Unterer Rand des Kontinuums
$\Gamma_M$	-	Rand des Schmelzbades
$\Gamma_{TL}$	-	Oberer, flüssiger Rand des Kontinuums
$\Gamma_{TS}$	-	Oberer, fester Rand des Kontinuums

## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$\Gamma_V$	-	Rand der Dampfkapillare
$\delta_{ij}$	-	KRONECKER-Delta
$\delta_{Stab}$	m	Temperatureindringtiefe bei der Berechnung des Vorheizpunktes
$\delta_{WQ}$	m	Abstand einer WQ zur adiabaten Grenzfläche
$\delta_x$	-	dimensionslose Temperatureindringtiefe
$\delta_x^{stat}$	-	dimensionslose Temperatureindringtiefe im stationären Fall
$\Delta b_{Exp-Sim}$	%	relative Abweichung zwischen experimentell und simulativ bestimmter Raupenbreite
$\Delta t$	s	Zeitschrittweite
$\Delta t_{Exp-Sim}$	%	relative Abweichung zwischen experimentell und simulativ bestimmter Einschweißtiefe
$\Delta x_N$ $\Delta y_N$ $\Delta z_N$	m	Punktabstände in $x$ -, $y$ - und $z$ -Richtung
$\Delta x_{WQ}$ $\Delta y_{WQ}$	m	Verschiebungskomponenten des Mittelpunktes der WQ in Bezug zum Koordinatensystem des Kontinuums
$\Delta z$	m	Fokuslage
$\Delta\varphi$	rad	Phasenverschiebung der Schwingungen in $x$ - und $y$ -Richtung
$\varepsilon^q$	-	Summe der Fehlerquadrate im Iterationsschritt $q$
$\varepsilon_0 \cdot \omega$	A	Verschiebungsstrom
$\varepsilon_{el}$	-	dielektrische Leitfähigkeit
$\varepsilon_i$	variiert	Residuum zwischen $i$ -tem Modell- und Messwert
$\varepsilon_{Stop}$	variiert	Grenzwert der Fehlerquadratsumme
$\theta$	-	dimensionslose Temperatur
$\theta_0$	°	Fernfeld-Divergenzwinkel
$\theta_{MGF}$	-	mit der MGF berechnete, dimensionslose Temperatur
$\theta_{RM}$	K	mit dem reduzierten Modell berechnete, dimensionslose Temperatur
$\kappa$	$m^2s^{-1}$	Temperaturleitfähigkeit
$\lambda$	m	Wellenlänge der Laserstrahlung
$\lambda_{BC}$	-	Parameter der BOX-COX-Transformation
$\lambda_{th}$	$W(mK)^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	-	Kosinus des Einfallswinkels eines Laserstrahls
$\xi_i$	variiert	Systemparameter $i$
$\pi$	-	Kreiszahl



## Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$\rho$	°	Orientierungswinkel der Oszillationstrajektorie beim Markierungsversuch
$\rho_m$	kgm <sup>-3</sup>	Massendichte
$\rho_{pol}$	-	dimensionsloser Abstand vom Kapillarkreismittelpunkt
$\sigma$	A	Leistungsstrom
$\sigma_{P,ij}^2$	variiert	prädizierte Kovarianz der Fehler $i$ und $j$
$\sigma_{Q,ij}^2$	variiert	Kovarianz der Umwelteinflüsse $i$ und $j$
$\sigma_{R,ij}^2$	variiert	Kovarianz der Messungenauigkeiten $i$ und $j$
$\sigma_T$	K	Standardabweichung des Temperaturbereichs, in dem die spezifische Wärmekapazität korrigiert wird
$\sigma_\varepsilon$	variiert	Varianz der Residuen
$\tau$	-	dimensionslose Zeit
$v^*$	variiert	übergeordneter Zielfunktionswert
$\Phi$	-	Phasenfaktor
$\Phi_{ij}$	rad	Winkel zwischen dem Vektor zweier segmentierter Regionen und der Radiallinie von der Mitte der maskierten Prozesszone zur ersten Region
$\varphi_{pol}$	rad	Rotationswinkel um den Mittelpunkt des Kapillarkreises
$\varphi_{rot}$	rad	Rotationswinkel der WQ in Bezug zum Koordinatensystem des Kontinuums
$\varphi_s$	rad	Orientierungswinkel einer segmentierten Region
$\bar{\varphi}_s$	°	mittlere Flugrichtung eines Schweißspritzers
$\varphi_x$	rad	Phasenwinkel der Schwingung in $x$ -Richtung
$\varphi_y$	rad	Phasenwinkel der Schwingung in $y$ -Richtung
$\psi$	rad	Rotationswinkel um den Mittelpunkt des Kapillarkreises zur Berechnung der Krümmung der dimensionslosen Wärmestromdichte
$\omega$	m	Laserstrahlradius
$\omega_o$	m	Strahltaillenradius

**Matrizen und Vektoren**

<b>Größe</b>	<b>Einheit</b>	<b>Erläuterung</b>	<b>Dimension</b>
$A$	variiert	Systemmatrix	$n_x \times n_x$
$cov$	variiert	Kovarianzmatrix	variiert
$d$	-	Hilfsvektor zur Bestimmung der Oberflächennormale eines bestrahlten Werkstoffelementes auf der Kapillarwand	$3 \times 1$
$diag$	variiert	Diagonalmatrix	variiert
$e_n$	-	Oberflächennormalen-Vektor	$3 \times 1$
$H$	-	Beobachtungsmatrix	$n_z \times n_x$
$I$	-	Einheitsmatrix	$n_x \times n_x$
$K$	-	Kostenmatrix	variiert
$K_t$	variiert	KALMAN-Matrix für den Zeitschritt $t$	$n_x \times n_z$
$L$	m	LISSAJOUS-Funktion	$2 \times 1$
$M_{rot}$	-	Rotationsmatrix	$4 \times 4$
$M_{trans}$	-	Translationsmatrix	$4 \times 4$
$P_t$	variiert	Kovarianzmatrix der Fehler zum Zeitschritt $t$	$n_x \times n_x$
$P_t^*$	variiert	korrigierte Kovarianzmatrix der Fehler zum Zeitschritt $t$	$n_x \times n_x$
$p_i$	pixel	Positionsvektor einer segmentierten Region	$2 \times 1$
$p_z$	pixel	Positionsvektor des Mittelpunktes der maskierten Prozesszone	$2 \times 1$
$p_1$	pixel	Vektor vom Mittelpunkt der maskierten Prozesszone zur segmentierten Region $i$	$2 \times 1$
$p_2$	pixel	Vektor vom Schwerpunkt der segmentierten Region $i$ zum Schwerpunkt der segmentierten Region $j$	$2 \times 1$
$Q$	variiert	Kovarianzmatrix der Umwelteinflüsse	$n_x \times n_x$
$R$	variiert	Kovarianzmatrix der Messungen	$n_x \times n_x$
$S$	-	POYNTING-Vektor	$3 \times 1$
$t$	-	Hilfsvektor zur Bestimmung der Oberflächennormale eines bestrahlten Werkstoffelementes auf der Kapillarwand	$3 \times 1$
$T_{VHS}$	K	Vektor der Temperaturen im VHS	variiert
$T_z$	K	Vektor der Temperaturen im Sensorstreifen in z-Richtung	variiert
$v$	m/min	Bahngeschwindigkeitsvektor	$2 \times 1$

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen und Formelzeichen

$\mathbf{X}$	-	Designmatrix	$n_v \times n_m$
$\mathbf{x}$	variiert	Zustandsvektor	$n_x \times 1$
$\mathbf{x}_t$	variiert	Zustandsvektor im Zeitschritt $t$	$n_x \times 1$
$\mathbf{x}_t^*$	variiert	korrigierter Zustandsvektor im Zeitschritt $t$	$n_x \times 1$
$\mathbf{y}_j$	variiert	Vektor der $j$ -ten Zielgröße	$n_v \times 1$
$\mathbf{y}_t$	variiert	Residuenvektor zum Zeitschritt $t$	$n_z \times 1$
$\mathbf{z}_t$	variiert	Messvektor zum Zeitschritt $t$	$n_z \times 1$
$\boldsymbol{\beta}$	variiert	Koeffizientenvektor	$n_m \times 1$
$\boldsymbol{\beta}^q$	variiert	Suchschrittweitenvektor der Iteration $q$	$n_\xi \times 1$
$\boldsymbol{\delta}^q$	variiert	Richtung des abfallenden Gradienten der Iteration $q$	$n_\xi \times 1$
$\boldsymbol{\varepsilon}$	variiert	Residuenvektor	$n_v \times 1$
$\boldsymbol{\zeta}$	variiert	Vektor der Zielgrößen-Sollwerte	$n_v \times 1$
$\boldsymbol{\xi}$	variiert	Vektor der Systemparameter	$n_\xi \times 1$
$\boldsymbol{\xi}^q$	variiert	Vektor der Systemparameter der Iteration $q$	$n_\xi \times 1$
$\mathbf{v}$	variiert	Zielgrößenvektor	$n_v \times 1$
$\mathbf{v}^q$	variiert	Zielgrößenvektor der Iteration $q$	$n_v \times 1$
$\mathbf{v}_j$	variiert	Zielgrößenvektor $j$	$n_{v,j} \times 1$



# 1 Einleitung

## 1.1 Laserstrahlschweißen in der industriellen Fertigung

Als MAIMAN (1960) den ersten funktionsfähigen Rubinlaser präsentierte, wurde dieser noch als „solution looking for a problem“ (TOWNES 2003), also als eine Lösung ohne bekannte Problemstellung bezeichnet. Heute hingegen ist der Laser (engl.: light amplification by stimulated emission of radiation) aus vielen Bereichen des täglichen Lebens, wie beispielsweise der Medizintechnik, der Telekommunikation, der Messtechnik oder der Materialbearbeitung, nicht mehr wegzudenken. Diese Entwicklung spiegelt sich auch in den aktuellen Umsatzzahlen für Laseranlagen wider. Im Segment der Materialbearbeitung wurde im Jahr 2011 erstmals ein Weltmarktvolumen für Laseranlagen von über 10 Mrd. US\$ verzeichnet (OPTECH CONSULTING 2012). Der gesamte Bereich der laserbasierten Produktionstechnik umfasste in diesem Jahr sogar ein Umsatzvolumen von 21 Mrd. € (SPECTARIS ET AL. 2014). Die Tendenz ist nach wie vor steigend und im Branchenreport von SPECTARIS ET AL. (2014) wird diesem Geschäftsbereich in Deutschland bis 2020 eine durchschnittliche jährliche Wachstumsrate von über 8 % prognostiziert. Damit zählt die laserbasierte Produktionstechnik zu den starken Kernbereichen der Photonik, die das Wachstum der Branche in Deutschland tragen. Dass die Lasermaterialbearbeitung sich immer größerer Beliebtheit in der industriellen Fertigung erfreut, kann unter anderem auf die große Flexibilität des „Strahlwerkzeuges“ (HÜGEL & GRAF 2009, S. 1) zurückgeführt werden. Heute werden mit Hilfe von Laserstrahlung Fertigungsprozesse aus allen sechs Hauptgruppen der Fertigungsverfahren nach Norm DIN 8580 in der industriellen Anwendung umgesetzt. Ausgewählte Beispiele hierfür sind in Tabelle 1 aufgeführt. Treiber für die Entwicklung innovativer laserbasierter Fertigungsverfahren waren in vielen Fällen die neu entwickelten Strahlquellen und die zugehörige Systemtechnik zur Strahlführung und -formung. Während früher vornehmlich mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlquellen die für die Materialbearbeitung nötige Leistungsdichte erzeugt werden konnte, stehen heute Festkörper-Laserstrahlquellen zur Verfügung, deren Strahlung aus dem Nah-Infrarot-Bereich (NIR) nicht nur einen höheren Absorptionsgrad an me-

## 1 Einleitung

---

tallischen Oberflächen besitzt, sondern auch einfach mittels optischen Fasern in sogenannten Lichtleitkabeln (LLK) geführt werden kann (HÜGEL & GRAF 2009, S. 5). Typische Vertreter dieser Strahlquellen sind die Stab-, Scheiben- und Faserlaser. Den Siegeszug der Festkörperlaser in der Materialbearbeitung unterstreicht die Tatsache, dass bereits im Jahr 2008 nahezu die Hälfte aller weltweit verkauften Laserquellen für die Materialbearbeitung mit einem der oben genannten Resonatortypen ausgestattet waren (OPTECH CONSULTING 2012).

<b>Hauptgruppe nach Norm DIN 8580</b>	<b>Beispiel eines laserstrahlbasierten Verfahrens</b>	<b>Quelle</b>
1 Urformen	Selektives Laserschmelzen	(BRANNER 2010)
2 Umformen	Laserstrahlbiegen von Flugzeugrumpfschalen	(HORNFECK 2008)
3 Trennen	Laserstrahl-Abtragschneiden von metallischen Werkstoffen	(LÜTKE 2011)
4 Fügen	Laserstrahlschweißen von Automobilkarosserien	(SOVETCHENKO 2007)
5 Beschichten	Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten	(ANGSTENBERGER 2012)
6 Stoffeigenschaften ändern	Laserstrahlhärten	(STANDFUSS 1999)

*Tabelle 1: Beispiele für laserbasierte Fertigungsverfahren, eingeteilt nach Hauptgruppen der Norm DIN 8580*

Vor allem das Laserstrahlschweißen war in den letzten beiden Jahrzehnten einer besonders dynamischen Entwicklung unterworfen. Wurden anfänglich mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung vornehmlich einfache zweidimensionale Schweißoperationen auf Flachbettmaschinen ausgeführt, so hat die zunehmende Verbreitung von Festkörper-Laserstrahlquellen zunächst dazu geführt, dass komplexere Konturen geschweißt werden konnten. Denn die Nahinfrarot-Strahlung konnte nun wesentlich flexibler in einem LLK zur Optik geführt werden, wodurch nicht mehr nur die Bauteile unter der statischen Laseroptik bewegt werden konnten, um den Schweißvorschub zu erzeugen. Stattdessen war es nun möglich die Schweißoptik mittels fortschrittlicher Handhabungssysteme, wie beispielsweise Knickarmrobotern, am Bauteil entlang zu führen, um somit auch dreidimensionale Konturen zu fügen (WAHL 1994).

Inzwischen stehen Laserscanner, welche ursprünglich für die Beschriftung von Bauteilen oder Produkten entwickelt wurden, auch für Hochleistungsanwendungen in der Makromaterialbearbeitung zur Verfügung. Gepaart mit Strahlquellen höchster Brillanz (THIEME 2008), haben sie wesentlich dazu beigetragen, dass das Laserstrahlschweißen heute noch flexibler und wirtschaftlicher eingesetzt werden kann (EURO LASER 2005, MCKINSEY & COMPANY 2006). Die Gründe hierfür sind zum einen die stark reduzierten Prozessnebenzeiten dank der schnellen Strahlpositionierung durch das Scannersystem. Zum anderen entfallen die kinematischen Grenzen des Handhabungsgerätes, weshalb die Prozessgeschwindigkeit beim Schweißen nur noch durch den Prozess selbst und nicht mehr durch die Dynamik der Handhabungsmaschine begrenzt ist. Die hohe Brillanz der Strahlung, ein Maß für eine gute Fokussierbarkeit hochenergetischer Strahlung über weite Distanzen, stellt die Grundlage aller sogenannten Remote-Bearbeitungsverfahren dar (OEFELE 2012, S. 41 ff.). Mit der Zunahme der Freiheitsgrade bei der Strahlpositionierung auf dem Werkstück steigt jedoch die Anzahl der Prozessparameter und damit die Komplexität des Laserstrahlschweißens. Ein besseres Verständnis der Zusammenhänge und Einflussgrößen ist deshalb mehr denn je erforderlich, um den industriellen Anforderungen nach Reproduzierbarkeit und robuster Prozessführung gerecht zu werden.

### **1.2 Ausgangssituation und Problembeschreibung**

Laserstrahlung der höchsten Brillanz kann unter anderen mit sogenannten Grundmode-Faserlasern erzeugt werden. Möglich wird dies durch die sequentielle Anordnung von faserförmigen Resonatoren sehr kleiner lichtleitender Querschnitte. Die damit erzielbare Strahlqualität genügt, um einen Multi-Kilowatt-Laserstrahl auf einen wenige Mikrometer großen Fokusbereich zu bündeln. Die dabei auftretende Leistungsdichte erreicht Werte, die bisher nur von Elektronenstrahlen bekannt waren (BEYER ET AL. 2012). Wird ein solcher Strahl mit Hilfe einer Scanneroptik geführt, kann durch die Überlagerung der Schweißvorschubbewegung mit einer hochfrequenten Oszillation die örtliche Energiedeposition auf dem Werkstück mit dem Ziel manipuliert werden, Prozessverbesserungen hervorzurufen (MAHRLE & BEYER 2007A, MAHRLE & BEYER 2007B). Zu den wichtigsten, in wissenschaftlichen Publikationen

bereits nachgewiesenen Vorteilen des Laserstrahlschweißens mit überlagelter Strahloszillation zählen

- eine verbesserte Spaltüberbrückbarkeit trotz kleiner Fokusdurchmesser (REITER ET AL. 2009, RUBBEN ET AL. 1997),
- die Möglichkeit des Schweißens (artungleicher) metallischer Werkstoffkombinationen (KRAETZSCH ET AL. 2011, KRAETZSCH ET AL. 2011A, STANDFUSS ET AL. 2010, STANDFUSS ET AL. 2011, SOLCHENBACH & PLAPPER 2013B),
- die Steigerung der Qualität beim Schweißen schwer strahlschweißbarer Legierungen (SCHMIDT ET AL. 2012, WIEDENMANN ET AL. 2013) und
- eine Steigerung der Schweißnahtfestigkeit durch Manipulation der Schweißnahtgeometrie oder des resultierenden Gefüges im Schweißgut (MARTUKANITZ ET AL. 2005, BABU ET AL. 2007, NEUBERT 2003).

Durch den Einsatz der überlagerten Strahloszillation steigt jedoch die Komplexität des Schweißprozesses, da neue, die Oszillation beschreibende Prozessparameter hinzukommen. Bild 1 verdeutlicht dies durch den Vergleich des konventionellen Laserstrahlschweißens mit dem Remote-Laserstrahlschweißen mit und ohne überlagerte Strahloszillation. Beim Remote-Laserstrahlschweißen spielen neben den allgemein bekannten Prozessparametern die Einstrahlwinkel längs und quer zur Vorschubrichtung eine wichtige Rolle (OEFELE 2012, WEBERPALS & DAUSINGER 2007, DVS 2006, TSOUKANTAS ET AL. 2006). Wird dem Schweißvorschub zusätzlich eine oszillatorische Bewegung überlagert, muss zunächst die Oszillationsform festgelegt werden. Diese wird durch ihre Frequenz oder Frequenzen, die zugehörige Amplitude oder die zugehörigen Amplituden und eine Phasenverschiebung im Falle von mehrkomponentigen Oszillationsformen beschrieben. Eine umfassende Untersuchung des Einflusses der Oszillationsparameter auf das Schweißergebnis ist bis heute nicht vorhanden, weshalb ein grundlegendes Verständnis für die Zusammenhänge zwischen der Strahloszillation, dem Prozessverhalten und den qualitätsbestimmenden Merkmalen von Laserschweißnähten fehlt. Das fehlende Verständnis um diese Zusammenhänge erschwert die Entwicklung und Auslegung von Schweißprozessen, was wiederum der



Zielsetzung einer breiten industriellen Anwendung der Oszillationstechnik entgegensteht. Die vorliegende Arbeit soll dabei helfen, diese fehlenden Zusammenhänge zu erschließen.

	<b>Konventionelles Laserstrahlschweißen</b>	<b>Remote-Laserstrahlschweißen</b>	<b>Remote-Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation</b>
<b>Prozessparameter</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Wellenlänge</li> <li>• Fokusbuchmesser</li> <li>• Intensitätsverteilung</li> <li>• Fokusslage</li> <li>• Vorschubgeschwindigkeit</li> <li>• Laserleistung</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Longitudinaler Einstrahlwinkel</li> <li>• Lateraler Einstrahlwinkel</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Oszillationsform</li> <li>• Oszillationsfrequenz(en)</li> <li>• Oszillationsamplitud(en)</li> <li>• Phasenverschiebung</li> </ul>

*Bild 1: Prozessparameter des Remote-Laserstrahlschweißens mit Strahloszillation unter Einschluss derjenigen des konventionellen Laserstrahlschweißens und des Remote-Laserstrahlschweißens*

### 1.3 Zielsetzung

Das primäre Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Verständnis für den Prozess des Laserstrahlschweißens mit Grundmode-Laserstrahlung und überlagelter Strahloszillation zu schaffen. Mit Hilfe von simulativen und empirischen Modellen und den daraus gewinnbaren Erkenntnissen sollen Zusammenhänge zwischen den Prozessparametern und der Schweißnahtausbildung erschlossen und die Festlegung von geeigneten Prozessparametern für den Anwender erleichtert werden, um anwendungsspezifische Prozessverbesserungen im Speziellen und eine weitere Verbreitung der Verfahrensvariante in der Industrie im Allgemeinen zu erreichen. Die vorliegende Arbeit soll also dazu beitragen, die heute verfügbaren Strahlquellen und Laserscanner in stärkerem Maße industriell nutzbar zu machen und die Flexibilität des Remote-Laserstrahlschweißens durch Hinzunahme der Strahloszillation weiter zu steigern. Gleichzeitig werden die Grenzen der Verfahrensvariante mit Strahloszillation unter

## 1 Einleitung

---

Berücksichtigung von systemtechnischen und prozessualen Randbedingungen aufgezeigt. Das gesteckte Ziel wird mit der in Kapitel 4 beschriebenen Vorgehensweise verfolgt, indem die drei Themengebiete Scannerdynamik, Temperaturfeldsimulation und Spritzerbildung mit Hilfe von simulativen und experimentellen Untersuchungen wissenschaftlich durchdrungen werden.

## **2 Grundlagen**

### **2.1 Allgemeines**

Das vorliegende Kapitel führt in die Grundlagen, der für das Verständnis dieser Arbeit nötigen Fachbereiche, Methoden und Verfahren ein. Zunächst wird dabei auf die Lasertechnik und die formale Beschreibung von Laserstrahlung eingegangen (vgl. Abschnitt 2.2). Ausgehend von den dabei eingeführten Begriffen und Überlegungen zur Strahl-Stoff-Wechselwirkung, werden anschließend die typischen Prozessregime des Laserstrahlschweißens rekapituliert (vgl. Abschnitt 2.3). Darauf folgt eine Einführung in einige Methoden und Konzepte der statistischen Versuchsplanung (vgl. Abschnitt 2.4), welche im Zuge der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit zum Einsatz kommen. Der Abschnitt zur statistischen Versuchsplanung geht dabei sowohl auf die Planung von Experimenten als auch auf die Bewertung von Versuchsergebnissen ein. Um die für die thermische Simulation notwendige Lösung des sogenannten inversen Wärmeleitungsproblems nachvollziehbar zu machen, wird zudem das Optimierungsverfahren der konjugierten Gradienten vorgestellt (vgl. Abschnitt 2.5). Zuletzt wird auf die mathematischen Grundlagen eines Verfahrens der maschinellen Bildverarbeitung, das sogenannte Multi-Hypothesis-Tracking (vgl. Abschnitt 2.6), eingegangen, da dieses im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine wichtige Rolle für die visuelle Prozessbeobachtung spielt.

### **2.2 Lasertechnik**

#### **2.2.1 Überblick**

Der vorliegende Abschnitt vermittelt die für diese Arbeit relevanten Grundlagen der Lasertechnik. Nach einer Definition des Begriffes Laserstrahlung anhand ihrer besonderen Eigenschaften werden die Grundbegriffe zur Charakterisierung von Laserstrahlen eingeführt. Anschließend werden die für das Remote-Laserstrahlschweißen besonders wichtigen Eigenschaften Strahlqualität und Leistungsdichte anhand von formalen Zusammenhängen erläutert, denn erst die als hohe Brillanz zusammengefasste Kombination von hoher Strahlqualität und hoher Leistungsdichte ermöglicht

den sinnvollen Einsatz der Strahloszillationstechnik beim Remote-Laserstrahlschweißen. Zuletzt werden weitere für die mathematische Beschreibung der Laserstrahlung wichtige Begriffe eingeführt.

### 2.2.2 Transversale elektromagnetische Moden

Wie das sichtbare Licht besteht Laserstrahlung nach HÜGEL & GRAF (2009, S. 8) aus elektromagnetischen Wellen, welche durch die Gleichungen von MAXWELL (1865) formal beschrieben werden können. Die gute Eignung von Laserstrahlung für die Materialbearbeitung begründet sich in ihren besonderen Eigenschaften. Da im Resonator einer Laserstrahlquelle in der Regel nur ein chemisches Element oder Molekül zur stimulierten Emission der Laserstrahlung beiträgt, legt dessen Energieniveau-Übergang die ausgesendete Wellenlänge fest. Laserstrahlung beinhaltet demnach in der Regel nur Strahlung einer einzigen Wellenlänge. Diese Eigenschaft wird auch als Monochromasie bezeichnet (HÜGEL & GRAF 2009, S. 15 f.). Zudem ist Laserstrahlung durch eine zeitliche und örtliche Kohärenz gekennzeichnet. Unter zeitlicher Kohärenz ist in diesem Zusammenhang die Eigenschaft zu verstehen, dass zwei in Propagationsrichtung aufeinanderfolgende Punkte im Strahlungsfeld eine feste Phasenbeziehung der elektromagnetischen Welle aufweisen. Die örtliche Kohärenz besagt, dass dies auch für Punkte gilt, welche sich an unterschiedlichen Positionen transversal zur Strahlpropagationsrichtung befinden (HÜGEL & GRAF 2009, S. 15 f.).

Unter der berechtigten Annahme von Paraxialität, also geringer transversaler Divergenz, welches eine dem Laserstrahl inhärente Eigenschaft darstellt, ist es möglich, verschiedene Lösungen für die MAXWELL'schen Gleichungen (HÜGEL & GRAF 2009, S. 16 f.) – die sogenannten transversalen elektromagnetischen Moden der Ordnungen  $g$  und  $h$  ( $TEM_{gh}$ ) – zu finden und damit die transversale Intensitätsverteilung in einem Laserstrahl zu berechnen. Einen Überblick über die Intensitätsverteilungen unterschiedlicher TEM niedriger Ordnungen gibt das Bild 2. Da die geringe Divergenz von Laserstrahlung eine für die Materialbearbeitung wichtige Eigenschaft ist und die Divergenz mit steigender Modenordnung ebenfalls steigt, stellt die  $TEM_{00}$  einen wichtigen Spezialfall dar. Die Intensitätsverteilung eines  $TEM_{00}$ -Strahls gleicht in

jeder zur Propagationsrichtung senkrecht stehenden Ebene einer zweidimensionalen GAUSS'schen Verteilung.

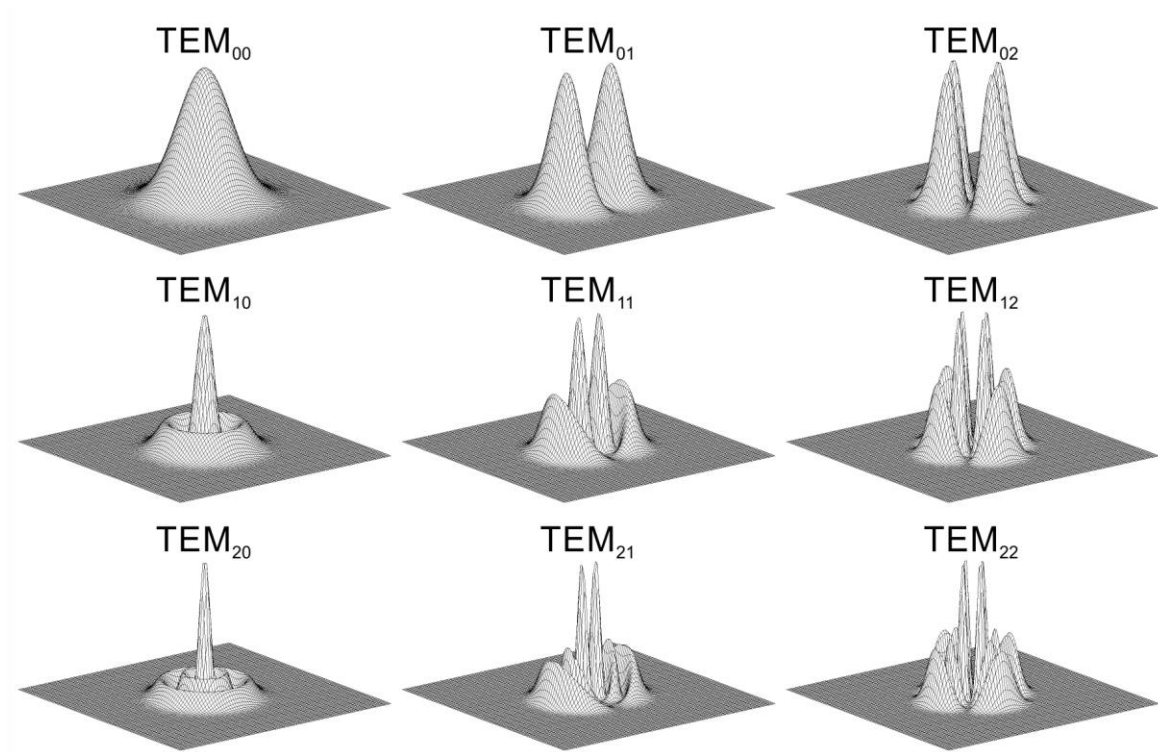


Bild 2: Mittels LAGUERRE-GAUSS-Polynomen berechnete transversale elektromagnetische Moden ( $TEM_{gh}$ ) der Ordnungen 0 bis 2 (in Anlehnung an HÜGEL & GRAF 2009, S. 19)

### 2.2.3 Strahlqualität und Fokussierbarkeit

Für die Lasermaterialbearbeitung sind eine starke Fokussierung der Laserstrahlung und die daraus resultierende hohe Leistungsdichte auf dem Werkstück von entscheidender Bedeutung. Wie stark ein Laserstrahl fokussiert werden kann, hängt in erster Linie von seiner Strahlqualität ab. Diese wird mit Hilfe des Strahlparameterprodukts  $SPP$  oder der Beugungsmaßzahl  $M^2$  quantitativ beschrieben. Das Strahlparameterprodukt  $SPP$  ist nach Gleichung (1) das Produkt aus dem Strahltaillenradius  $\omega_0$  und dem zugehörigen Fernfeld-Divergenzwinkel  $\theta_0$ .

In Bild 3 sind die Ausbreitung eines Laserstrahls nach dem Durchgang durch eine Fokussierlinse und die sich daraus ergebende, typische Strahlkaustik skizziert. Außerdem sind die zur Beschreibung der Kaustik benötigten Kenngrößen eingetragen.

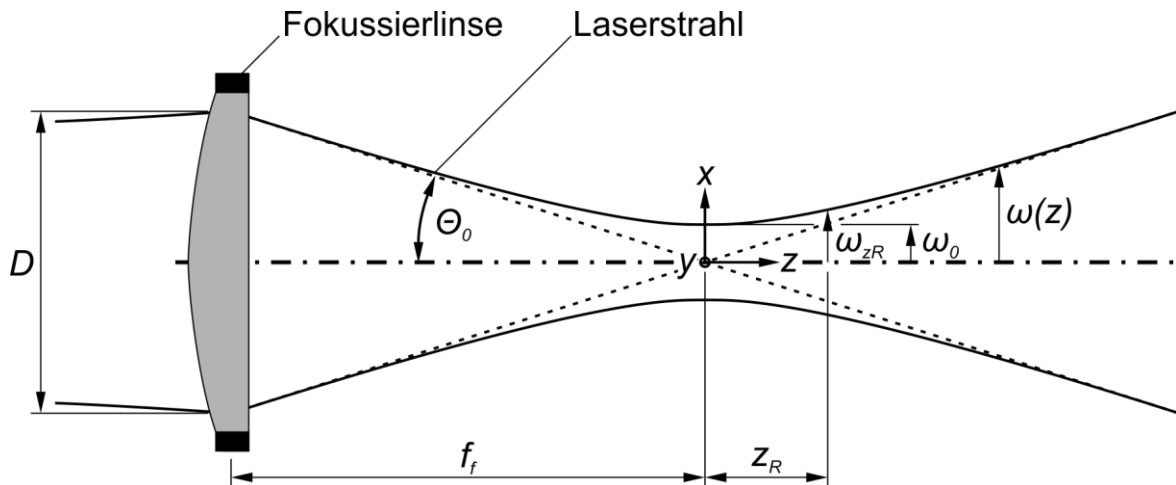


Bild 3: Kaustik eines Laserstrahls nach dem Durchgang durch eine Fokussierlinse

Sofern der Laserstrahl nur durch ideale, das heißt aberrationsfreie optische Elemente propagiert, behält er seine Strahlqualität und damit auch sein Strahlparameterprodukt  $SPP$  bei (HÜGEL & GRAF 2009, S. 87). HÜGEL & GRAF (2009, S. 36) bezeichnen das Strahlparameterprodukt  $SPP$  und die Beugungsmaßzahl  $M^2$  deshalb auch als Propagationskonstanten, welche sich zur Charakterisierung von Laserstrahlung eignen. Es gilt:

$$SPP = \omega_0 \cdot \theta_0 \quad (1)$$

Laserstrahlung, die ideal der  $TEM_{00}$  entspricht, besitzt die höchste wellenlängenspezifische Strahlqualität und kann deshalb bis an ihre Beugungsgrenze fokussiert werden. Das Strahlparameterprodukt  $SPP$  ergibt sich in diesem Fall als Quotient der Wellenlänge  $\lambda$  und der Kreiszahl  $\pi$ :

$$SPP_{00} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (2)$$

In der Realität wird ein Laserstrahl niemals vollständig die idealen Eigenschaften der  $TEM_{00}$  besitzen. Gründe hierfür können insbesondere inhomogene Temperaturfelder im laseraktiven Medium oder der im Strahlengang befindlichen optischen Elemente sein, welche sich in Gradienten der Brechungsindizes äußern. Auch Form- und Lageabweichungen der optischen Elemente aufgrund von Fertigungs- und Montageteranzen können die Strahlqualität mindern. Um auch reale Strahlen beschreiben zu

können, wurde die Beugungsmaßzahl  $M^2$  definiert (HÜGEL & GRAF 2009, S. 24, Norm DIN EN ISO 11145):

$$M^2 = \frac{SPP}{SPP_{00}} = \frac{\pi}{\lambda} \cdot \omega_0 \cdot \theta_0 \quad (3)$$

Als Ausdruck für die Strahlqualität wird also das Strahlparameterprodukt des Strahls auf das minimal mögliche Strahlparameterprodukt der Grundmode dieser Wellenlänge bezogen. Geht die Beugungsmaßzahl  $M^2$  gegen den Wert 1, dann nähert sich die Kaustik des realen Strahls der eines idealen  $TEM_{00}$ -Strahls der gegebenen Wellenlänge an.

Unter der Zuhilfenahme einer kleinwinkelgenäherten trigonometrischen Beziehung zwischen der Fokussierbrennweite  $f_f$ , dem Rohstrahldurchmessers  $D$  beim Durchgang durch die Fokussierlinse und dem Fernfeld-Divergenzwinkels  $\theta_0$  lässt sich die Gleichung (3) umstellen, sodass die Berechnung des Fokusradius  $w_0$  eines nicht idealen  $TEM_{00}$ -Strahls möglich wird:

$$\omega_0 = \frac{4 \cdot M^2 \cdot \lambda \cdot f_f}{\pi \cdot D} \quad (4)$$

Eine weitere wichtige Größe zur Beschreibung der Strahlkaustik ist die RAYLEIGH-Länge  $z_R$ . Sie ist definiert als derjenige Abstand von der Fokusebene, in welchem sich die Fläche eines Laserstrahls verdoppelt hat, und sie berechnet sich nach HÜGEL & GRAF (2009, S. 25) entsprechend Gleichung (5):

$$z_R = \frac{\omega_0}{\theta_0} = \frac{\pi \cdot \omega_0^2}{2 \cdot M^2 \cdot \lambda} \quad (5)$$

Die Aufweitung des Strahlradius mit zunehmendem Abstand von der Fokusebene ( $z = 0$ ) wird mit Gleichung (6) beschrieben, wobei die Aufweitung mit zunehmender RAYLEIGH-Länge  $z_R$  abnimmt:

$$w(z) = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z \cdot M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot \omega_0^2}\right)^2} \quad (6)$$

Mithilfe der oben aufgeführten Definitionen und mit den Berechnungsvorschriften lassen sich folgende allgemeingültige Zusammenhänge formulieren. Je höher die Strahlqualität ist,

- desto näher an der wellenlängenspezifischen Beugungsgrenze lässt sich die Laserstrahlung fokussieren,
- desto größer kann bei gleichbleibendem Fokusradius die Fokussierbrennweite gewählt werden und
- desto stärker kann die Laserstrahlung bei gleichbleibender Fokussierbrennweite gebündelt werden.

### 2.2.4 Leistungsdichte und POYNTING-Vektor

In der Materialbearbeitung ist die mit der Laserstrahlung übertragene Leistung  $P$  und deren örtliche Verteilung von besonderer Bedeutung. In der Grundmode folgt die Leistungsdichte in jeder zur Ausbreitungsrichtung ( $z$ -Richtung) senkrechten Schnittebene einer GAUSS'schen Verteilung, die sich mit der folgenden Gleichung (7) berechnen lässt (HÜGEL & GRAF 2009, S. 38):

$$I(x, y, z) = I_0 \cdot \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot e^{-2 \cdot \frac{x^2 + y^2}{(w(z))^2}} \quad (7)$$

Die Spitzenintensität  $I_0$  im Zentrum der Fokusebene wird durch den Fokusradius  $w_0$  und die Laserleistung  $P$ , die sich als Flächenintegral der Leistungsdichte entlang der Koordinaten  $x$  und  $y$  darstellen lässt, festgelegt. Unabhängig von der Strahlqualität besteht der folgende Zusammenhang zwischen der Spitzenintensität und der Laserleistung (HÜGEL & GRAF 2009, S. 38):

$$P = \int_{x=-\infty}^{\infty} \int_{y=-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy = I_0 \cdot w_0^2 \cdot \frac{\pi}{2} \quad (8)$$

Bild 4 zeigt beispielhaft eine mit den oben genannten Gleichungen berechnete Strahlkaustik eines idealen  $TEM_{00}$ -Strahls und dessen Leistungsdichteverteilung in drei un-



terschiedlichen Ebenen entlang der Ausbreitungsrichtung. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Glockenkurve der Leistungsdichte mit zunehmendem Abstand von der Fokusebene breiter wird, während die maximale Intensität im Zentrum sinkt.

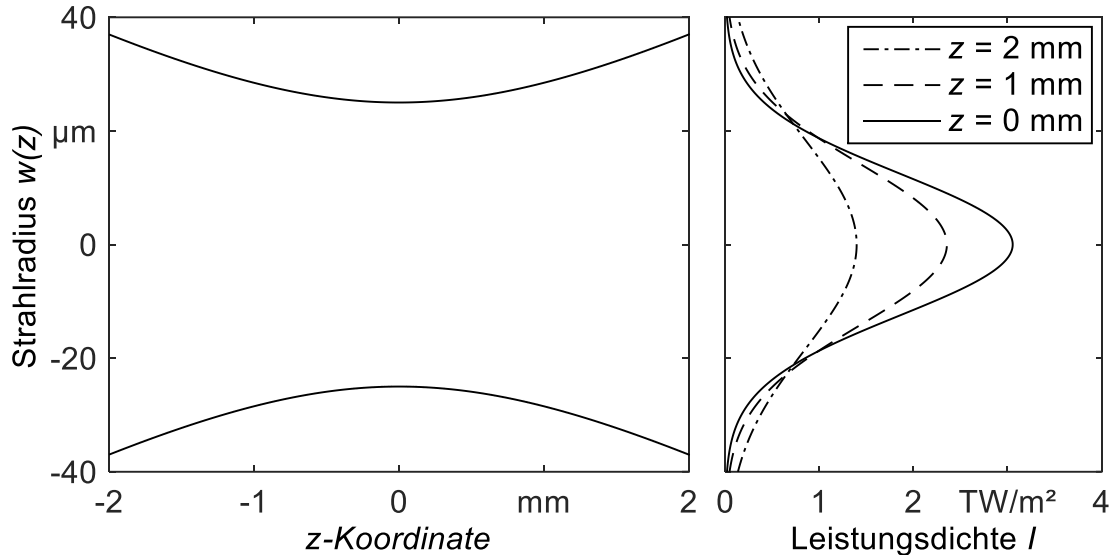


Bild 4: Exemplarischer Verlauf der Strahlkaustik eines idealen  $TEM_{00}$ -Strahls und Vergleich der Leistungsdichteverteilung an unterschiedlichen  $z$ -Koordinaten;  $w_0 = 25 \mu\text{m}$ ;  $P = 3000 \text{ W}$ ;  $M^2 = 1$ ;  $\lambda = 1070 \text{ nm}$ ;  $z_R = 1,8 \text{ mm}$

Um die lokale, zeitabhängige Richtung der Wellenfronten zu berechnen, wird der Phasenfaktor  $\Phi$  benötigt, in welchen die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes  $c_{\text{Licht}}$  eingeht:

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{2 \cdot \pi \cdot c_{\text{Licht}}}{\lambda} \cdot t - \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \frac{z}{z_R} \cdot \frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} + \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_R} \right) \quad (9)$$

Durch partielle örtliche Ableitung des Phasenfaktors  $\Phi$  und Normierung mit dem Betrag des Ableitungsvektors ergeben sich die ortsabhängigen Komponenten des POYNTING-Vektors  $\mathbf{S}$ :

$$S(x, y, z) = \frac{\Delta\Phi(x, y, z, t)}{|\Delta\Phi(x, y, z, t)|} \quad (10)$$

Dieser Vektor gibt die Richtung der Wellenausbreitung an einem bestimmten Ort in Bezug zum Koordinatensystem des Laserstrahls an, wie Bild 5 veranschaulicht.

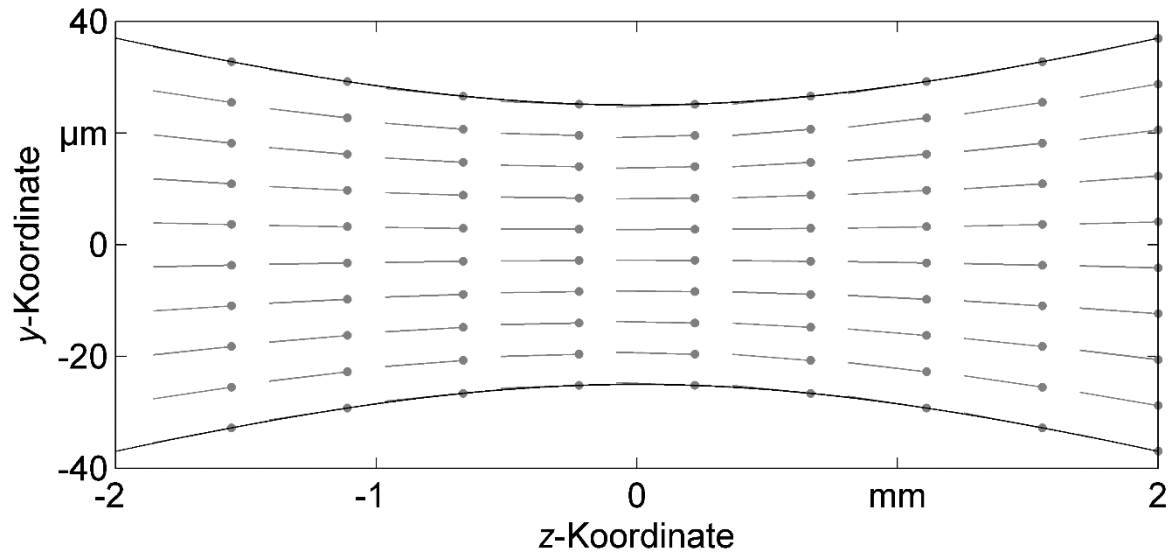


Bild 5: Exemplarische Strahlkaustik eines idealen  $TEM_{00}$ -Strahls und lokale POYNTING-Vektoren;  $w_0 = 25 \mu\text{m}$ ;  $M^2 = 1$ ;  $\lambda = 1070 \text{ nm}$ ;  $z_R = 1,8 \text{ mm}$

### 2.3 Prozessregime beim Laserstrahlschweißen

Beim Auftreffen von Laserstrahlung auf den Werkstoff kommt es zur Strahl-Stoff-Wechselwirkung. Dabei wird die Laserstrahlung zu Teilen absorbiert, transmittiert und reflektiert. Zu welchen Anteilen diese drei Mechanismen zum Tragen kommen, hängt wesentlich von den optischen Eigenschaften des bestrahlten Werkstoffs, der Wellenlänge  $\lambda$  der Laserstrahlung und ihrer Leistungsdichte  $I$  ab. Werden metallische Werkstoffe bestrahlt, dann findet nahezu keine Transmission statt, da die Laserstrahlung in einer wenige Nanometer dicken Schicht absorbiert und in Wärme umgewandelt wird (BEYER 1995, S. 33). Die Annahme einer reinen Oberflächenabsorption ist damit gerechtfertigt, weshalb die polarisationsabhängige Absorption mit Hilfe der linearisierten FRESNEL-Gleichungen modelliert werden kann (DAUSINGER 1995, S. 51 ff.):

$$A_{\parallel}(\mu) = \frac{4 \cdot \varepsilon_{el} \cdot \mu}{2 \cdot \mu^2 + 2 \cdot \mu \cdot \varepsilon_{el} + \varepsilon_{el}^2 \cdot \mu^2} \quad (11)$$

$$A_{\perp}(\mu) = \frac{4 \cdot \varepsilon_{el} \cdot \mu}{2 + 2 \cdot \mu \cdot \varepsilon_{el} + \varepsilon_{el}^2 \cdot \mu^2} \quad (12)$$

$$A_z(\mu) = \frac{1}{2} \cdot (A_p(\mu) + A_s(\mu)) \quad (13)$$

$A_{\parallel}$  steht darin für den Absorptionsgrad von parallel polarisierter Strahlung,  $A_{\perp}$  für den Absorptionsgrad von senkrecht polarisierter Strahlung und  $A_z$  gilt als Mittelwert der beiden Extremfälle für zirkular polarisierte Strahlung, welche typischerweise für die Materialbearbeitung verwendet wird. Die Absorptionsgrade sind entsprechend den Gleichungen (11) bis (13) abhängig vom Kosinus des Einfallswinkels  $\mu = \cos(\gamma) = \cos(\angle(\mathbf{S}, \mathbf{e}_n)) = -\mathbf{S} \cdot \mathbf{e}_n$  zwischen dem lokalen POYNTING-Vektor  $\mathbf{S}$  an der Auftreffstelle und dem dortigen Oberflächen-Normalenvektor  $\mathbf{e}_n$ . Weiterhin wird die dielektrische Leitfähigkeit  $\varepsilon_{el} = \varepsilon_0 \cdot \omega / \sigma$  des Werkstoffes benötigt, die „durch das wellenlängenunabhängige Verhältnis von Verschiebungsstrom  $\varepsilon_0 \cdot \omega$  zu Leitungsstrom  $\sigma$  bestimmt wird“ (PFEIFFER 2010, S. 12). Für die Bestrahlung von Stahlwerkstoffen mit Laserstrahlung der Wellenlänge  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$  kann  $\varepsilon_{el}$  nach PFEIFFER (2010, S. 12) zu 0,25 angenommen werden. Die nach oben genannter Vorschrift berechenbaren und für die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Absorptionsgrade sind im Bild 6 dokumentiert.

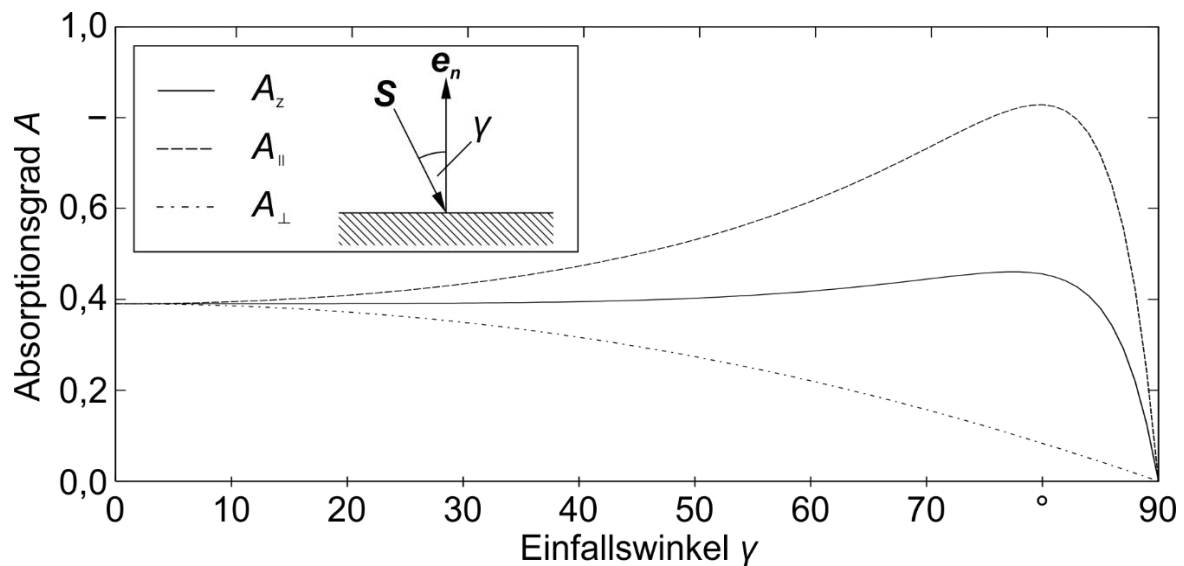


Bild 6: Mit den linearisierten Fresnel-Gleichungen berechnete Absorptionsgrade in Abhängigkeit des Einfallswinkels  $\gamma$  für parallele ( $A_{\parallel}$ ), senkrechte ( $A_{\perp}$ ) und zirkulare Polarisation ( $A_z$ );  $\varepsilon_{el} = 0,25$

Wird die aus dem absorbierten Leistungsanteil entstandene Wärme genutzt, um den Werkstoff lokal aufzuschmelzen und um dabei zwei oder mehrere Fügepartner stoff-

schlüssig zu verbinden, so spricht man vom Laserstrahlschweißen. Das Laserstrahlschweißen ordnet sich also in die Gruppe 4.6.2 der Fertigungsverfahren nach Norm DIN 8580 als Schmelz-Verbindungsschweißverfahren ein.

Grundsätzlich lassen sich zwei Regime des Laserstrahlschweißens beobachten – das Wärmeleitungsschweißen (WLS) und das Tiefschweißen (TS). Beide Regime unterscheiden sich grundlegend durch die am Schweißprozess beteiligten physikalischen Phänomene und die resultierende Schweißnahtgeometrie. Welches der beiden Regime auftritt, hängt in erster Linie von der Intensität der Laserstrahlung ab (HÜGEL & GRAF 2009, S. 214 ff., POPRAWE 2005, S. 257 ff.), wie das Bild 7 veranschaulicht. Der typische, schlagartige Anstieg der Einschweißtiefe beim Erreichen einer Schwellintensität lässt sich durch die Ausbildung einer Dampfkapillare erklären. Während beim WLS die Leistungsdichte nur genügt, um den Werkstoff lokal zu schmelzen, tritt beim TS zusätzlich Verdampfung und gegebenenfalls Plasmabildung auf. Der Wärmetransport von der Interaktionszone auf der Schmelzbadoberfläche geschieht beim WLS vorrangig konduktiv und wird durch eine konvektive Wärmeübertragung in der Schmelzbadströmung unterstützt (BEYER 1995, S. 5, DAUB 2012, S. 6 f).

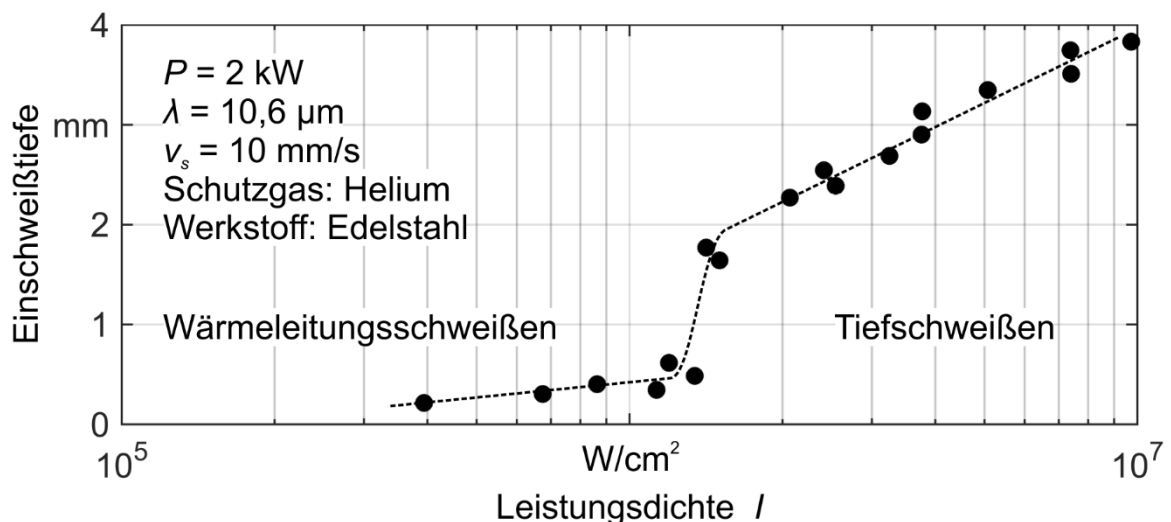


Bild 7: Unterscheidung der Prozessregime Tiefschweißen und Wärmeleitungsschweißen anhand der Einschweißtiefe (nach POPRAWE 2005, S. 258);  $P = 2 \text{ kW}$ ;  $\lambda = 10,6 \text{ }\mu\text{m}$ ;  $v_s = 10 \text{ mm/s}$ ; Werkstoff: Edelstahl; Schutzgas: Helium

Liegt eine ausreichend hohe Leistungsdichte vor, dann übersteigt die Temperatur auf der Schmelzbadoberfläche die Siedetemperatur des Werkstoffs und Verdampfung setzt ein. Der abströmende Metaldampf übt einen rückstoßenden Impuls auf die Schmelzbadoberfläche aus, wodurch eine Einbuchtung entsteht. In dieser kann die Laserstrahlung mehrfach reflektiert werden, wobei mit jeder Reflexion an der Schmelzeoberfläche ein gewisser Anteil der Leistung absorbiert wird und somit die insgesamt aufgenommene Leistung stark ansteigt (HÜGEL & GRAF 2009, S. 225). Mit weiter zunehmender Leistungsdichte wird der Wechsel in das TS-Regime vollzogen. Die sogenannte Dampfkapillare dringt immer weiter in den Werkstoff ein. Sie bleibt während des Schweißprozesses geöffnet, sofern sich ein Gleichgewicht zwischen der Summe aus dem hydrostatischen Druck, dem hydrodynamischen Druck und der Oberflächenspannung der umgebenden Schmelze auf der einen Seite und dem Gasdruck und dem Ablationsdruck des verdampfenden Werkstoffes auf der anderen Seite einstellt (POPRAWA 2005, S. 259). Der Energietransport in den Werkstoff geschieht beim Tiefschweißen also vornehmlich optisch durch die Propagation der Laserstrahlung in der Dampfkapillare (BEYER 1995, S. 5) und durch eine erzwungene Konvektion in der die Kapillare umströmenden Schmelze. Zudem findet ein massebehafteter Energietransport im in der Kapillare enthaltenen Metaldampf und -plasma statt. Zwar hat dieser nur einen untergeordneten Einfluss auf die Wärmeverteilung im Werkstoff, er kann jedoch aufgrund von Streuung und Absorption der Laserstrahlung über der Kapillare die Leistung und die Leistungsdichteverteilung, welche den Werkstoff erreicht, deutlich beeinflussen (BEYER 1995, S. 83 ff., BECK 1996, S. 84 ff.). In Bild 8 werden die beiden Prozessregime schematisch verglichen.

Ein deutliches Unterscheidungsmerkmal der beiden Regime ist die resultierende Schweißnahtgeometrie. Beim WLS kann die Laserstrahlung vereinfachend als Oberflächenwärmequelle angenommen werden, die bedingt, dass sich die Wärme durch Konduktion nahezu gleichmäßig in alle Richtungen des Werkstoffes ausbreitet. Die Folge ist eine annähernd halbkreisförmige Schweißnaht mit typischen Tiefen unterhalb eines Millimeters. Beim Tiefschweißen hingegen sind Schweißnähte mit einem Schachtverhältnis (Verhältnis von Tiefe zu Breite) von bis zu 12 möglich, weshalb

die vereinfachende Annahme einer Oberflächenwärmequelle ausscheidet (HÜGEL & GRAF 2009, S. 217).

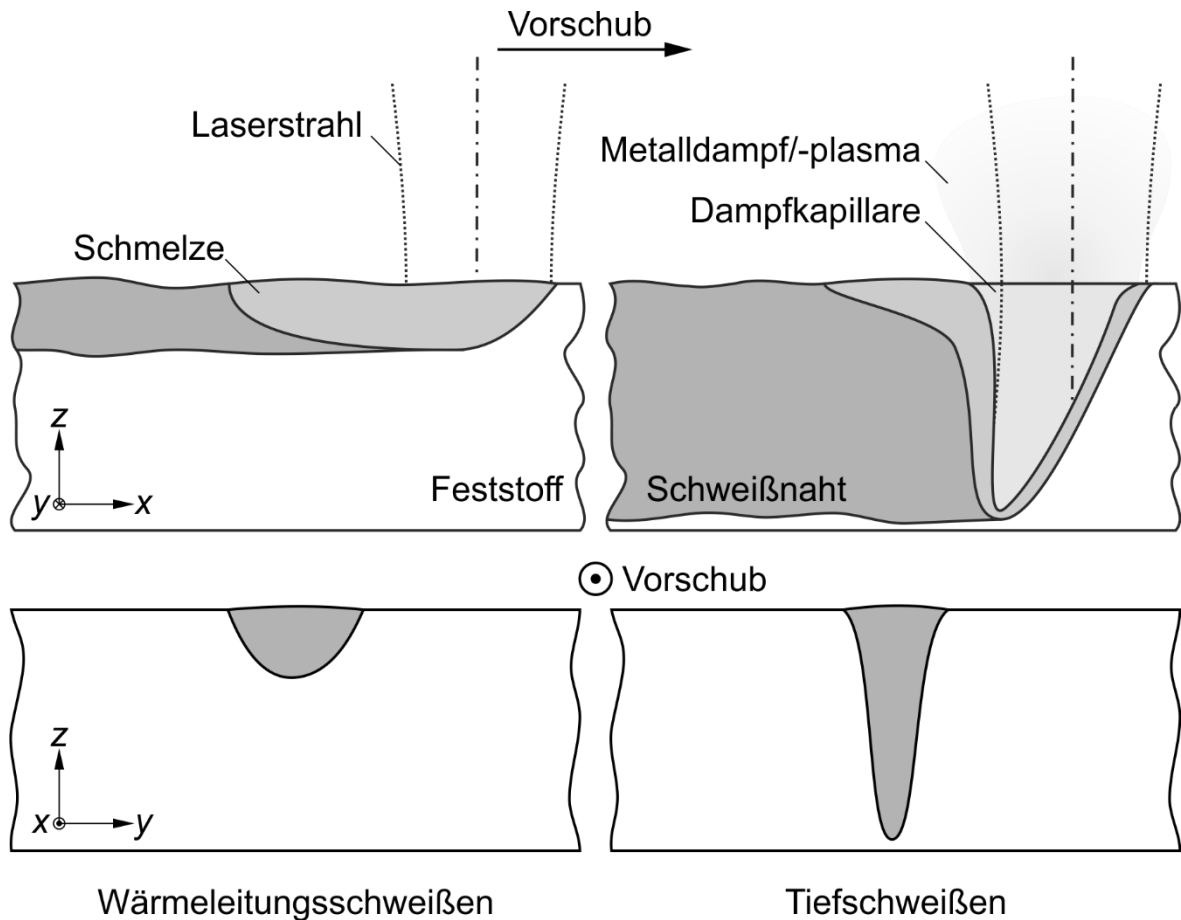


Bild 8: Schematischer Vergleich des Wärmeleitungsschweißens (links) und des Tiefschweißens (rechts) mit Laserstrahlung sowie typische Nahtgeometrien der beiden Regime

Auf eine weitere Beschreibung des Laserschweißens und seiner beiden Regime wird an dieser Stelle mit dem Verweis auf die umfangreichen Fachbücher von HÜGEL & GRAF (2009), POPRAWA (2005), BEYER (1995), STEEN (2003), DOWDEN (2009) sowie GLADUSH & SMUROV (2011) verzichtet.

## 2.4 Ausgewählte Methoden der statistischen Versuchsplanung

### 2.4.1 Überblick

Die statistische Versuchsplanung (SVP), auch bekannt unter dem englischen Begriff Design of Experiments (DOE), stellt Methoden und Werkzeuge bereit, die einen Experimentator dabei unterstützen, ein System zu analysieren, zu modellieren und zu optimieren. Entgegen der durch den Begriff Versuchsplanung hervorgerufenen Erwartung umfasst die SVP also weit mehr als nur die systematische Planung von Versuchen. Im folgenden Abschnitt werden ausgewählte Methoden der SVP, welche im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, aufgegriffen und in Grundzügen erläutert. Zunächst wird ein allgemeiner Überblick über die Zielsetzung der SVP gegeben. Anschließend folgt eine ausführliche Darstellung der wichtigsten Richtlinien für die systematische Erstellung von Versuchsplänen, da diese grundlegend für das Verständnis der SVP sind. Zuletzt wird aufgezeigt, wie anhand der Ergebnisse von systematisch geplanten Versuchen und bestimmten statistischen Analyseprinzipien die Modellierung eines Systems ablaufen muss, und welche Methoden angewendet werden, um die Gültigkeit und die Güte eines Modells zu bewerten.

### 2.4.2 Zielsetzung und Vorgehensweise

Die SVP kommt vornehmlich dann zum Einsatz, wenn ein System auf experimentellem Wege untersucht werden soll. Sie stellt also eine Möglichkeit des empirischen Erkenntnisgewinns dar und ist damit eine Alternative zur analytischen Modellierung, welche aufgrund der Komplexität eines Systems oder des fehlenden Verständnisses für dessen physikalische Zusammenhänge oftmals nicht möglich ist. Das Ziel der SVP ist es, den Zusammenhang zwischen ausgewählten Prozessparametern, den sogenannten Faktoren oder Kovariablen  $x_i$  des Systems, und einer oder mehreren Zielgrößen oder Qualitätsmerkmale  $y_j$  herzustellen.

Obwohl die SVP bei höchst unterschiedlichen Problemstellungen angewendet werden kann, lässt sich eine allgemein gültige Vorgehensweise zur Untersuchung eines technischen Systems formulieren. Diese ist in Bild 9 dargestellt und umfasst sechs

Schritte, die im Folgenden erläutert werden. Je nach Vorkenntnissen und Anforderungen an die Modellierungsaufgabe können einzelne Schritte des hier gezeigten Ablaufplans entfallen.

Ausgangspunkt der Modellierung ist die Systemanalyse. Es werden die Faktoren und Zielgrößen festgelegt und der Versuchsraum wird definiert. Mögliche Störgrößen, die während der Versuche auf das System wirken, sollen möglichst im Voraus identifiziert und ihre Auswirkungen abgeschätzt werden. Gegebenenfalls sind geeignete Maßnahmen zu ergreifen, um ihren störenden Einfluss zu eliminieren. Ein typisches Werkzeug der Systemanalyse ist die Black-Box-Darstellung, eine einfache, grafische Repräsentation des zu untersuchenden Systems, welche Einfluss-, Stör- und Zielgrößen in einer Darstellung zusammenfasst (SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 3 ff.).

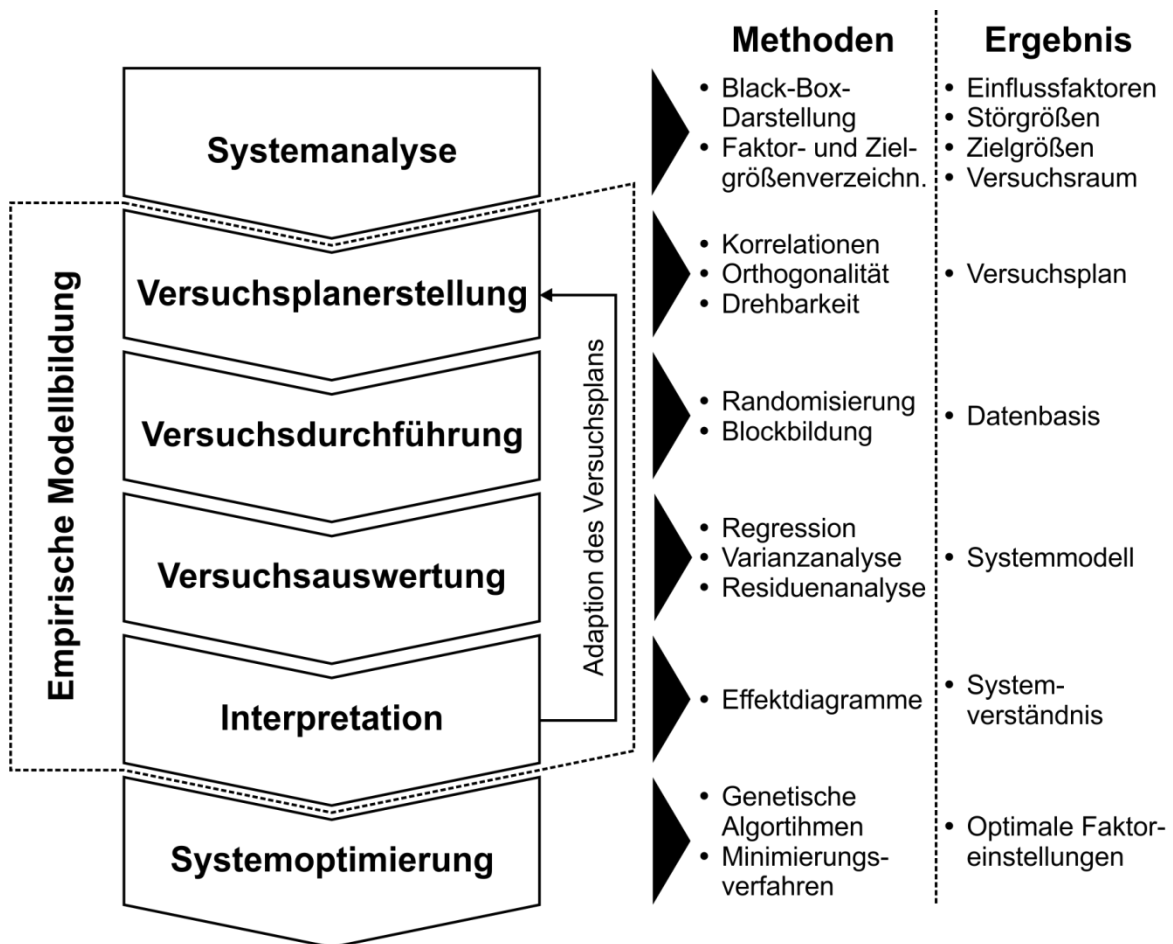


Bild 9: Allgemeine Vorgehensweise bei der Systemmodellierung mittels statistischer Versuchsplanung



Ein weiteres Werkzeug der Systemanalyse ist das von SCHEFFLER (1997, S. 62) dargestellte Verzeichnis, welches alle (variablen und konstanten) Faktoren und die Zielgrößen inklusive der jeweiligen Einstellbereiche und Dimensionen in Form einer Tabelle enthält.

Ist das zu untersuchende System hinreichend genau definiert, folgt die Erstellung des Versuchsplans. Diese ist ein zentraler Bestandteil der SVP, denn durch die Konstruktion spezifischer Versuchspläne soll der nötige Versuchsaufwand auf ein Minimum beschränkt und gleichzeitig der geforderte Erkenntnisgewinn der experimentellen Untersuchung gewährleistet werden (SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 23). Im folgenden Abschnitt 2.4.3 werden die für diese Arbeit relevanten Prinzipien der Versuchsplanerstellung vorgestellt und wichtige Kriterien zur Bewertung von Versuchsplänen eingeführt.

Wurde ein adäquater Versuchsplan entworfen, folgt die Durchführung der Versuchsreihe. Hierbei werden die Messdaten erhoben, welche später die Basis für das Systemmodell bilden. Grundsätzlich sollten Versuche in randomisierter (zufällig generierter) Abfolge durchgeführt werden, sodass der Einfluss einer systematischen Störung oder eines Driftverhaltens der Sensorik beziehungsweise der Umgebungsbedingungen bei der Auswertung der Messergebnisse möglichst gering ist.

Mit Hilfe der in den Experimenten gewonnenen Datenbasis wird im folgenden Schritt – der Versuchsauswertung – ein empirisch-funktionaler Zusammenhang zwischen den  $n_f$  Faktoren  $x_i$  und den Zielgrößen  $y_j$  hergestellt. Im Falle quantitativer Faktoren und Zielgrößen lässt sich dieser Zusammenhang  $f_j$  entsprechend Gleichung (14) formulieren:

$$y_j = f_j(x_1, \dots, x_{n_f}) + \varepsilon \quad (14)$$

Hierin beschreibt  $\varepsilon$  die Differenz zwischen Messwert  $y_j$  und Schätzwert des Modells  $y_{s,j}$ . Die Größe  $\varepsilon$  wird als Modellfehler oder Residuum bezeichnet und berechnet sich nach Gleichung (15):

$$\varepsilon = y_j - y_{s,j} \quad (15)$$

Neben ausreichend kleinen Residuen und damit einer hohen Vorhersagegenauigkeit der Modellgleichung muss auch eine Unterscheidung in signifikante und nicht signifikante Faktoren vorgenommen werden, da nur statistisch signifikante Faktoren im Modell berücksichtigt werden sollten. Diese Unterscheidung kann mit Hilfe der Varianzanalyse nach FISHER (1935) (engl. analysis of variances, kurz: ANOVA) getroffen werden, welche in Abschnitt 2.4.4.2 genauer erläutert wird. Außerdem werden die Modellfehler  $\varepsilon$  analysiert, um sicherzustellen, dass keine systematischen Fehleranteile vorhanden sind, deren Ursachen in bisher nicht berücksichtigten Faktoren zu suchen wären. Ferner können im Zuge der Fehleranalyse Ausreißer in den Versuchsergebnissen identifiziert und ihr Einfluss auf das Regressionsergebnis abgeschätzt werden.

Wurde ein geeignetes Modell gefunden, so kann dieses bei der Interpretation der Erkenntnisse nützlich sein und dabei helfen, das untersuchte System besser zu verstehen. Von besonderem Interesse ist in diesem Fall die Unterscheidung der Faktoren hinsichtlich ihrer Signifikanz<sup>1</sup> und der Stärke ihres Einflusses auf die Zielgröße. Die signifikanten Faktoren können im sogenannten Effektdiagramm verglichen werden, welches die Stärken der Einflüsse der einzelnen Faktoren grafisch gegenübergestellt. Kann kein Modell mit dem benötigten Informationsgehalt auf Basis der durchgeführten Versuche formuliert werden, muss zum Schritt der Versuchsplanung zurückgegangen und die Untersuchung mit einem angepassten Versuchsplan erneut durchgeführt werden.

Zuletzt kann das Modell des untersuchten Systems dazu genutzt werden, um Einstellwerte oder -bereiche für die Faktoren zu finden, bei welchen das System den Anforderungen gerechte Werte der Zielgröße liefert. Wurden mehrere Zielgrößen untersucht, die sich nicht gleichzeitig, also auf gleichen Faktorstufen, optimieren lassen, dann kann mit Hilfe der multikriteriellen Optimierung, wie beispielsweise mit genetischen Algorithmen oder gradienten-basierten Verfahren, gearbeitet werden, um ein

---

<sup>1</sup> Als signifikant im statistischen Sinne wird ein Faktor dann bezeichnet, wenn die Wahrscheinlichkeit, diesen auf Basis der vorliegenden Daten fälschlicherweise als einflussreich für das untersuchte System anzunehmen, unter einer gewissen Grenzwahrscheinlichkeit liegt.

Gesamtoptimum zu erzielen. Ein ausgewähltes Optimierungsverfahren wird in Abschnitt 2.5 beschrieben.

### 2.4.3 Methoden der Versuchsplanerstellung

Durch eine systematische Vorgehensweise bei der Versuchsplanerstellung zielt die SVP darauf ab, mit einem Minimum an Versuchen ein Maximum an Erkenntnissen zu gewinnen. Der Versuchsplan wird deshalb entsprechend dem verfolgten Modellansatz  $f_j$  konstruiert. Die Basis einer Vielzahl von Versuchsplänen in der SVP bildet der  $2^{n_f}$ -Plan. In diesem Plan werden die  $n_f$  Faktoren auf jeweils zwei Stufen variiert und alle sich daraus ergebenden Faktorkombinationen werden getestet, sodass insgesamt  $2^{n_f}$  Versuche durchgeführt werden müssen. Im Falle von  $n_f = 3$  Faktoren sind also acht Versuche notwendig. Bild 10 (links) veranschaulicht einen solchen Versuchsplan am Beispiel von  $n_f = 3$  Faktoren in Form eines Würfels.

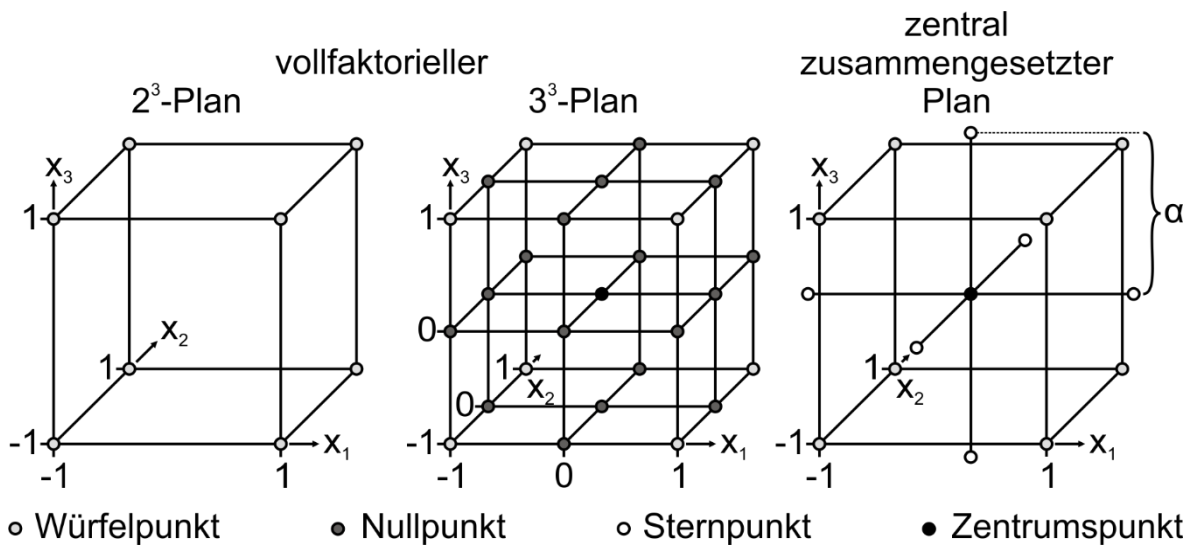


Bild 10: Räumliche Anordnung der Faktorkombinationen im Versuchsraum für einen vollfaktoriellen Versuchsplan 1. Ordnung (links), einen vollfaktoriellen Versuchsplan 2. Ordnung (Mitte) und einen zentral zusammengesetzten Versuchsplan (rechts) mit je drei Faktoren

Die Stufen quantitativer Faktoren werden in der SVP üblicherweise in kodierter Form ( $x_{i,c}$ ) angegeben, wobei der unteren Versuchsraumgrenze  $x_{i,u}$  der Wert -1 zugewiesen

wird und der oberen Versuchsraumgrenze  $x_{i,o}$  der Wert +1. Die Umrechnung zwischen den dimensionslos kodierten Faktorstufen und den realen Größen erfolgt mit Hilfe von Gleichung (16):

$$x_{i,c} = 2 \cdot \left( \frac{x_i}{x_{i,o} - x_{i,u}} - 1 \right) \quad (16)$$

Anhand eines solchen  $2^{n_f}$ -Versuchsplans kann eindeutig auf ein quasi-lineares Beschreibungsmodell der in Gleichung (17) gegebenen Form rückgeschlossen werden:

$$y_j = \beta_0 + \sum_{k=1}^{n_f} \beta_k \cdot x_k + \sum_{k=1}^{n_f-1} \sum_{l=k+1}^{n_f} \beta_{kl} \cdot x_k \cdot x_l \quad (17)$$

Als quasi-linear werden in der SVP Modelle bezeichnet, die linear in ihren Koeffizienten  $\beta$ , jedoch nicht zwangsläufig linear in ihren Variablen sind. Sie können also neben den Haupteffekten ( $x_k$ ) auch Wechselwirkungsterme enthalten. In Gleichung (17) sind lediglich die 2-Faktor-Wechselwirkungen ( $x_k \cdot x_l$ ) berücksichtigt, da bei der Modellierung vieler praktischer Problemstellungen Wechselwirkungen höherer Ordnung keine statistische Signifikanz aufweisen (SCHEFFLER 1997, S. 68, SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 27). Allgemein ist die Anzahl der maximal möglichen Modellterme  $n_{m,max}$  in  $2^{n_f}$ -Plänen von der Anzahl der Faktoren  $n_f$  abhängig und lässt sich nach Gleichung (18) berechnen:

$$n_{m,max}^1 = \sum_{i=1}^{n_f} \binom{n_f}{i} + 1 \quad (18)$$

Mit Hilfe der Regressionsanalyse (vgl. Abschnitt 2.4.4.1) lassen sich für ein quasi-lineares Modell die Koeffizienten  $\beta$  aller Haupteffekte und ihre Wechselwirkungen rechnerisch exakt bestimmen. Ob Wechselwirkungen höherer Ordnung tatsächlich insignifikant sind und damit aus der Modellgleichung entfernt werden sollten, muss im Einzelfall mit Hilfe einer Varianzanalyse, welche in Abschnitt 2.4.4.2 vorgestellt wird, nachgewiesen werden. Da der Modellansatz neben den Wechselwirkungstermen maximal Terme 1. Ordnung enthält, spricht man bei dem zugrunde liegenden  $2^{n_f}$ -Plan von einem Versuchsplan 1. Ordnung. Die oben genannte Modellgleichung

(17) beschreibt im zweidimensionalen Raum eine Gerade, im dreidimensionalen Raum eine ebene Fläche und im  $n$ -dimensionalen, euklidischen Raum eine ebene Hyperebene.

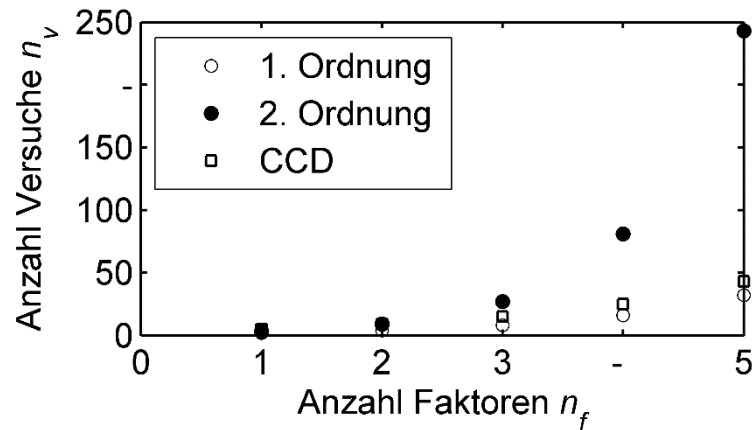
Soll ein nichtlineares Systemverhalten abgebildet werden, müssen die Faktoren auf mehr als zwei Stufen variiert werden. Dies führt zum allgemeinen Fall der Versuchspläne  $m$ -ter Ordnung, bei welchen die Faktoren jeweils auf  $m + 1$  Stufen variiert werden und somit  $(m + 1)^{n_f}$  Versuche durchgeführt werden müssen, wie Bild 10 (rechts) am Beispiel eines  $3^3$ -Plans verdeutlicht. In diesem Falle enthält die Modellgleichung höchstens Terme  $m$ -ter Ordnung ( $x_k^m$ ) und stellt deshalb ein Polynom  $m$ -ten Grades dar. Üblicherweise werden im Modellansatz Wechselwirkungen zwischen potenzierten und nicht potenzierten Faktoren vernachlässigt (SCHEFFLER 1997, S. 272), sodass die maximale Anzahl an Koeffizienten gegenüber einem Plan 1. Ordnung um  $(m - 1)$  Terme höherer Ordnung steigt:

$$n_{m,max}^m = n_{m,max}^1 + (m - 1) = \sum_{i=1}^{n_f} \binom{n_f}{i} + 1 + (m - 1) = \sum_{i=1}^{n_f} \binom{n_f}{i} + m \quad (19)$$

In Versuchsplänen  $m$ -ter Ordnung sind die Koeffizienten ebenfalls linear mit den Modelltermen verknüpft, weshalb bei diesen weiterhin von quasi-linearen Versuchsplänen gesprochen wird. Außerdem wird ein Versuchsplan als vollfaktoriell bezeichnet, sofern alle möglichen Faktorkombinationen im Experiment realisiert werden.

Bei Betrachtung des vollfaktoriellen  $3^3$ -Plans in Bild 10 (rechts) fällt auf, dass zum Erstellen des Modells 2. Ordnung mit drei Faktoren schon 27 Versuche nötig sind. Beinhaltet ein System also eine größere Anzahl an Faktoren und können nicht-lineare Zusammenhänge nicht ausgeschlossen werden, steigt die Versuchsanzahl stark an, was die Frage nach der praktischen Anwendbarkeit vollfaktorieller Pläne aufwirft. Bild 11 veranschaulicht den exponentiellen Zusammenhang zwischen der Anzahl benötigter Versuche und der Anzahl der Faktoren für vollfaktorielle Pläne 1. und 2. Ordnung sowie einen zentral zusammengesetzten Versuchsplan (engl. central composite designs, kurz: CCD). Dabei wird deutlich, dass vollfaktorielle Pläne höherer Ordnung bei mehr als drei Faktoren über 80 Versuche erfordern und damit dem

Grundgedanken des maximalen Informationsgehaltes bei möglichst geringer Versuchsanzahl widersprechen.



*Bild 11: Anzahl der benötigten Versuche bei unterschiedlicher Faktorenanzahl in vollfaktoriellen Versuchsplänen 1. Ordnung und 2. Ordnung sowie zentral zusammengesetzten Versuchsplänen*

Aus diesem Grunde bietet die SVP eine Reihe von Maßnahmen beziehungsweise speziellen Versuchsplänen, wie beispielsweise vermengte Versuchspläne oder den in Bild 10 (rechts) gezeigten zentral zusammengesetzten Versuchsplan, an. Mit diesen für bestimmte Ansatzfunktionen entwickelten Plänen kann die Versuchsanzahl deutlich reduziert werden, ohne den Informationsgehalt der Untersuchung wesentlich zu beschränken. Die Voraussetzung dafür ist, dass die Stufenfestlegungen in möglichst geringen Korrelationen der Faktoren untereinander (SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 7 ff.) und einer sphärischen Varianzfunktion (SCHEFFLER 1997, S. 240 f.) resultieren. Sind beide Bedingungen erfüllt, dann spricht man von einem orthogonalen und drehbaren Versuchsplan. Vor allem dann, wenn bestimmte Stufenkombinationen nicht realisiert werden können, können die Forderungen nach Orthogonalität und Drehbarkeit mit konventionellen Versuchsplänen nicht mehr erfüllt werden. In diesem Fall werden individuelle Pläne ermittelt. Die dazu notwendige Vorgehensweise erläutert der folgende Abschnitt.

### *Versuchsplangestaltung bei eingeschränktem Versuchsraum*

In manchen Fällen ist es nötig, den Versuchsraum einzuschränken, da bei bestimmten Faktorkombinationen der zu untersuchende Prozess nicht durchgeführt werden kann

oder keine messbaren Werte der Zielgröße liefert. Hierzu ist es erforderlich, dass die Einschränkungen des Versuchsraums im Vorfeld bekannt sind und in der Form

$$x_i \geq b \cdot x_j \text{ für } x_{i,u} \leq x_i \leq x_{i,o} \quad (20)$$

formuliert werden können (SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 55). Weiterhin muss im Vorfeld der Versuchsplanerstellung ein Beschreibungsmodell festgelegt werden, da der Versuchsplan speziell im Hinblick auf das gewünschte Beschreibungsmodell und die geltenden Einschränkungen optimiert wird. Bei der Erstellung eines solchen Versuchsplans wird üblicherweise von einem konventionellen Versuchsplan, z. B. einem  $2^{n_f}$ -Plan oder einem CCD, ausgegangen. Diesem konventionellen Plan werden weitere Kandidaten (Faktorkombinationen) hinzugefügt oder bestehende Kandidaten werden ersetzt, so dass trotz der Einschränkungen die Orthogonalität bestmöglich gewahrt bleibt. Optimale Pläne unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Optimalitätskriterien. Eine Auswahl an unterschiedlichen optimalen Versuchsplänen gibt Tabelle 2, wobei der D-optimale Versuchsplan der populärsten Vertreter der optimalen Versuchspläne ist.

<b>Versuchsplan</b>	<b>Optimalitätskriterien</b>
D-optimal	Minimales Volumen des gemeinsamen Vertrauensbereichs des Koeffizientenvektors $\beta$
A-optimal	Minimale mittlere Varianz des Koeffizientenvektors $\beta$
G-optimal	Kleinstmögliche maximale Varianz der Zielgröße im Versuchsraum
V-optimal	Minimale mittlere Varianz der Zielgröße im Faktorraum

*Tabelle 2: Optimale Versuchspläne und ihre Optimalitätskriterien*

Die Berechnung der Lage der zusätzlichen Kandidaten erfolgt in der Regel numerisch-iterativ mit Hilfe von spezieller Software für die statistische Versuchsplanung. Auf die Darlegung eines beispielhaften algorithmischen Ablaufs wird an dieser Stelle verzichtet, da die Kenntnis eines solchen Ablaufs für das grundlegende Verständnis der SVP von untergeordneter Bedeutung ist. Stattdessen sei auf die Ausführungen von SCHEFFLER (1997, S. 380) verwiesen.

### 2.4.4 Statistische Aus- und Bewertung von Versuchsergebnissen

Wurde ein für das zu untersuchende System geeigneter Versuchsplan erstellt und wurden die darin definierten Versuche durchgeführt, dann liegt die Datenbasis für die Systemmodellierung vor. Der folgende Abschnitt beschreibt die wesentlichen Schritte der Datenanalyse und -bewertung, wobei vorrangig darauf eingegangen wird, wie mit Hilfe der Regressionsanalyse die Koeffizienten der gewählten Modellgleichung geschätzt werden können, wie durch die Analyse der Varianzen nicht signifikante Modellterme identifiziert und eliminiert werden können und wie die Güte eines Regressionsmodells beurteilt werden kann.

#### 2.4.4.1 Regressionsanalyse

Allgemein zielt die Regressionsanalyse darauf ab, einen Zusammenhang zwischen einer Zielgröße  $y_j$  und ihren Kovariablen (Faktoren)  $x_i$  zu ermitteln. Dazu muss ein funktionaler Zusammenhang entsprechend Gleichung (14) hergestellt werden. In der SVP ist durch den Versuchsplan, die gewählte Modellgleichung und die Ergebniswerte  $\mathbf{y}$  ein Gleichungssystem gegeben, welches nach den Modellkoeffizienten  $\boldsymbol{\beta}$  aufgelöst werden kann. In diesem Gleichungssystem stellt jeder der  $n_f$  durchgeführten Versuche eine Gleichung dar. Um das Gleichungssystem der Form

$$\mathbf{y} = \mathbf{X} \cdot \boldsymbol{\beta} + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (21)$$

aufzustellen, muss zunächst die  $(n_f \times n_m + 1)$ -Designmatrix  $\mathbf{X}$  bestimmt werden, in welcher jede Zeile einen durchgeführten Versuch repräsentiert. Die Spalten von  $\mathbf{X}$  beinhalten die codierten (zentrierten und skalierten) Werte jedes Modellterms und eine Einser-Spalte für die Konstante  $\beta_0$  der Modellgleichung, sodass sich folgende allgemeine Form für  $\mathbf{X}$  ableiten lässt:

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} 1 & x_{11} & \cdots & x_{1n_m} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & x_{n_f 1} & \cdots & x_{n_f n_m} \end{bmatrix} \quad (22)$$



Elemente von  $\mathbf{X}$  für nichtlineare Modellterme (wie z. B. Wechselwirkungen, höhere Ordnungen oder sonstige Funktionen der Faktoren) berechnen sich dabei aus den codierten Werten der Faktoren. Beinhaltet das gewählte Modell ausschließlich quasi-lineare Terme, dann kann das zugehörige Gleichungssystem mit einfachen Mitteln der Matrix-Algebra gelöst werden, sofern eine Reihe von Randbedingungen erfüllt ist. Diese Randbedingungen werden in der SVP in der Regel als gegeben vorausgesetzt und sind deshalb in Tabelle 3 zusammengefasst und erläutert.

<b>Annahme</b>	<b>Mathematische Formulierung</b>	<b>Erläuterung</b>
Voller Spaltenrang der Designmatrix	$rg(\mathbf{X}) = n_m$	Die Spalten der Designmatrix sind unkorreliert. Der Versuchsplan ist orthogonal.
Homoskedatizität der Residuen	$Var(\varepsilon_i) = \sigma_\varepsilon = const.$	Die Residuen besitzen im gesamten Versuchsraum die gleiche Varianz.
Nicht korrelierende Residuen	$Cov(\varepsilon_i \varepsilon_j) = 0$ für $i \neq j$	Die Residuen sind unkorreliert.
Standardnormalverteilung der Residuen	$\varepsilon \sim N(0, \sigma_\varepsilon)$	Die Residuen sind standardnormalverteilt.
Ausreichende Anzahl an Beobachtungen	$n_v \geq n_m$	Es liegen mehr Beobachtungen als Modellparameter vor. Das Gleichungssystem ist mindestens bestimmt, in der Regel sogar überbestimmt.

Tabelle 3: Grundlegende Annahmen und Voraussetzungen für die lineare Regressionsanalyse (nach FAHRMEIR ET AL. 2009, S. 59 ff.)

Sind diese oben genannten Annahmen zutreffend, so können die Koeffizienten  $\boldsymbol{\beta}$  des Modells mit Hilfe des Kleinste-Quadrate-Kriteriums ( $KQ$ -Kriterium) geschätzt werden. Dieses fordert, dass die Summe der quadratischen Abweichung zwischen Mess- und Modellwerten

$$KQ(\boldsymbol{\beta}) = \sum_{i=1}^{n_v} (y_i - y_{s,i})^2 = \sum_{i=1}^{n_v} \varepsilon_i^2 \quad (23)$$

durch eine optimale Wahl der Modellkoeffizienten  $\beta$  minimal wird. Die Koeffizienten quasi-linearer Modelle lassen sich nach FAHRMEIR ET AL. (2009, S. 95) mit Hilfe von Gleichung (24) schätzen:

$$\beta = (\mathbf{X}^T \cdot \mathbf{X})^{-1} \cdot \mathbf{X}^T \cdot \mathbf{y} \quad (24)$$

Wird ein nicht-linearer Modellansatz gewählt oder wird von der gängigen  $KQ$ -Kostenfunktion abgewichen, müssen die Modellkoeffizienten  $\beta$  mit Hilfe numerischer Verfahren, wie beispielsweise einem Trust-Region-Verfahren (CONN ET AL. 2000) oder dem LEVENBERG-MARQUARDT-Algorithmus (LEVENBERG 1944) berechnet werden. Ein typisches Anwendungsbeispiel alternativer Minimierungskriterien sind Ausreißer-behaftete Messdaten. Liegen solche Daten vor, kann es sinnvoll sein, nur die Summe der Beträge der absoluten Abweichungen zwischen Mess- und Modellwerten oder gewichtete Abweichungen (FAHRMEIR ET AL. 2009, S. 124 ff.) zu verwenden.

### *Konfidenz- und Prognoseintervalle*

Modelle, welche nach dem oben beschriebenen Vorgehen mittels Regressionsanalyse erstellt wurden, basieren auf der Annahme standardnormalverteilter Störgrößen. Dem Modell liegt also implizit die Annahme zugrunde, dass die Messwerte im Faktorraum einer gewissen Streuung unterworfen sind. Die ermittelten Koeffizienten  $\beta_i$  und die prognostizierten Werte der Zielgröße  $y_{s,j}$  dürfen deshalb nicht als absolut angesehen werden. Stattdessen kann mit Hilfe der Normalverteilungsannahme eine Aussage über die zu erwartende Streuung zukünftiger Messwerte im Versuchsraum beziehungsweise die Sicherheit der Koeffizientenschätzung getroffen werden. Hierzu muss zunächst die Irrtumswahrscheinlichkeit  $\alpha_{irr}$  definiert werden. Sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Irrtum bei der Prognose eines Koeffizienten oder eines zukünftigen Messwertes zugelassen wird. Ein üblicher Wert für die Irrtumswahrscheinlichkeit ist 5 %. Ausgehend von dieser Festlegung lassen sich die Konfidenz- und Prognoseintervalle für die Koeffizienten und zukünftige Messwerte schätzen, welche einer Sicherheit von  $1 - \alpha_{irr}$  entsprechen. Das Konfidenzintervall gibt konkret an, in welchem Bereich der Erwartungswert zukünftiger Messwerte einer

bestimmten Faktorstufenkombination mit der Sicherheit  $1 - \alpha_{irr}$  liegen wird. Das Prognoseintervall hingegen umfasst den gesamten Bereich, in welchem ein zukünftiger Messwert mit der Wahrscheinlichkeit  $1 - \alpha_{irr}$  auftreten wird. Das Prognoseintervall ist damit per Definition weiter gefasst als das Konfidenzintervall. Auf die Herleitung der Vorschriften zur Berechnung der Intervalle wird an dieser Stelle verzichtet. Stattdessen sei auf die ausführliche Darstellung von FAHRMEIR ET AL. (2009, S. 199 ff.) verwiesen.

### *Bestimmtheitsmaß*

Eine wichtige Frage, die im Anschluss an die Ableitung eines Systemmodells gestellt werden muss, ist diejenige nach der Modellgüte. Konkret soll beantwortet werden, wie gut die gefundene Modellgleichung die erhobenen Messdaten widerspiegelt. Eine einfache und integrale Kenngröße für die Gütebewertung ist das Bestimmtheitsmaß  $R^2$ . Dieser Kenngröße liegt die Idee der Streuungszerlegung zugrunde, mit welcher die beobachteten Varianzen im gesamten Versuchsraum in zwei Teile separiert werden. Der erste Teil beinhaltet die Veränderungen der Zielgröße aufgrund der Veränderung der Faktoreinstellungen. Der zweite Teil umfasst die Abweichungen zwischen Mess- und Modellwerten, also die Residuen des Modells. Das Bestimmtheitsmaß berechnet sich nach FAHRMEIR ET AL. (2009, S. 99) entsprechend Gleichung (25):

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{n_f} \varepsilon_i^2}{\sum_{i=1}^{n_f} (y_i - \bar{y})^2} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{n_f} (y_i - y_{s,i})^2}{\sum_{i=1}^{n_f} (y_i - \bar{y})^2} \quad (25)$$

$R^2$  liegt also definitionsgemäß im Intervall zwischen 0 und 1, wobei ein Bestimmtheitsmaß nahe 1 eine gute Repräsentation der Messdaten durch das Modell ausdrückt und ein Wert nahe null dem gewählten Modell die Erklärungskraft abspricht. Neben der Beurteilung eines bestimmten Modellansatzes ist in vielen Fällen ein Vergleich unterschiedlicher Modellansätze von Interesse. Dieser ist mit dem Bestimmtheitsmaß jedoch nur dann möglich, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind (FAHRMEIR ET AL. 2009, S. 100):

- Die zu vergleichenden Modelle formulieren alle dieselbe Zielgröße  $y_j$  und nicht eine Transformation von  $y_j$ , wie z. B.  $\log(y_j)$ .
- Die zu vergleichenden Modelle besitzen einen konstanten Modellterm  $\beta_0$ .
- Die Anzahl der Modellterme  $n_m$  ist in allen zu vergleichenden Modellen gleich hoch.

Vor allem die letztgenannte Bedingung wird in den wenigsten Fällen erfüllt sein. Werden Modelle mit unterschiedlich vielen Modelltermen miteinander verglichen, so ist dieser Vergleich wenig aussagekräftig, da das Bestimmtheitsmaß mit jedem weiteren Modellterm steigen muss. Dieser Verzerrung der Modellgüte wird mit dem adjustierten Bestimmtheitsmaß  $R_{adj}^2$  begegnet, welches die Anzahl der Freiheitsgrade im Modell berücksichtigt. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist dabei definiert als Differenz zwischen der Anzahl der Versuche  $n_v$  und der Anzahl der Modellterme  $n_m$  und berechnet sich nach Gleichung (26) (SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 118):

$$R_{adj}^2 = 1 - \frac{n_v - 1}{n_v - n_m} \cdot (1 - R^2) = 1 - \frac{(n_v - 1)}{(n_v - n_m)} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{n_f} (y_i - y_{s,i})^2}{\sum_{i=1}^{n_f} (y_i - \bar{y})^2} \quad (26)$$

Durch den hinzugekommenen Faktor wird beim adjustierten Bestimmtheitsmaß sichergestellt, dass der Steigerung des Bestimmtheitsmaßes  $R^2$  durch eine höhere Anzahl an Modelltermen  $n_m$  Rechnung getragen wird. Da  $n_m$  im Nenner des neu hinzugekommenen Faktors auftaucht, sinkt der Wert von  $R_{adj}^2$  mit zunehmender Modellkomplexität (höherer Anzahl an Modelltermen), es sei denn dies wird durch eine tatsächliche Steigerung des Erklärungswertes (kleinere Summe der Fehlerquadrate) überkompensiert. Somit wird der Vergleich unterschiedlicher Modellansätze zulässig.

### 2.4.4.2 Varianzanalyse

Wird ein technisches System mittels SVP untersucht, müssen die Faktoren in signifikante und nicht signifikante unterschieden werden, um dem Grundsatz der möglichst einfachen, aber ausreichend komplexen Modelldefinition Genüge zu tun. Eine einfa-

che Methode, um diese Unterscheidung zu treffen, ist die Varianzanalyse (engl.: analysis of variances; kurz: ANOVA). Den Ausgangspunkt für die ANOVA stellt die Regressionsgleichung (14) aus Abschnitt 2.4.4.1 dar. Der Grundgedanke der ANOVA ist, dass sich die Änderungen der Zielgröße im Experiment einerseits aus dem Effekt der Faktorvariation und andererseits aus einer zufälligen, standardnormalverteilten Fehlerkomponente zusammensetzen. Um eine Aussage darüber zu treffen, welcher dieser beiden Anteile überwiegt, wird das Verhältnis der Zielgrößenänderung durch die Faktorvariation und der Zielgrößenänderungen aufgrund des Modellfehlers betrachtet.

Gelten nun die Voraussetzungen für die Regressionsanalyse aus Tabelle 3 (vgl. S. 29), dann folgt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Modellterm fälschlicherweise als signifikant angenommen wird (sog.  $\alpha_{irr}$ -Risiko oder  $p$ -Wert), einer  $F_{DOF_1, DOF_2}$ -Verteilung (BLOBEL & LOHRMANN 1998, S. 85 ff.) und ist damit über die Anzahl der Freiheitsgrade des Faktors  $DOF_1$  und die Anzahl der Freiheitsgrade des Modellfehlers  $DOF_2$  berechenbar (SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 108 ff., FAHRMEIR ET AL. 2009, S. 113 ff.). Es gilt:

$$DOF_1 = m \quad (27)$$

$$DOF_2 = n_v - n_f - 1 \quad (28)$$

Getestet wird nun jeweils die Nullhypothese  $H_0$ , welche besagt, dass ein bestimmter Modellterm nicht signifikant ist. Um die Hypothese zu belegen beziehungsweise zu verwerfen, wird zunächst die tatsächliche  $F$ -Statistik des vorliegenden Datensatzes berechnet, wobei die Differenz der Quadratfehler zwischen einem Modell ohne den in Zweifel gezogenen Modellterm und dem uneingeschränkten Modell berücksichtigt wird:

$$F = \frac{n_v - n_m - 1}{m} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{n_v} \varepsilon_i^2 (H_0) - \sum_{i=1}^{n_v} \varepsilon_i^2}{\sum_{i=1}^{n_v} \varepsilon_i^2} \quad (29)$$

Der  $F$ -Wert wird anschließend gegen das Signifikanzniveau  $\alpha_{zul}$  getestet und die Nullhypothese  $H_0$  wird abgelehnt, falls der  $F$ -Wert größer als der für das vorliegende Signifikanzniveau gültige  $F$ -Wert ist:

$$F > F_{DOF_1, DOF_2}(1 - \alpha_{zul}) \quad (30)$$

Um nicht signifikante Terme automatisiert aus der Modellgleichung zu entfernen, ist die schrittweise Varianzanalyse üblich. Hierzu wird, ausgehend von einem uneingeschränkten Modell, in jedem Schritt derjenige Faktor eliminiert, welcher den kleinsten  $F$ -Wert besitzt und zudem den Test gegen das Signifikanzniveau nicht besteht. Das somit gewonnene Modell wird dann als Referenz für den folgenden Schritt genutzt. Dieses Vorgehen wird so lange wiederholt, bis nur noch signifikante Terme im Modell verbleiben oder alle Faktoren eliminiert wurden.

## 2.5 Optimierungsverfahren

### *Allgemeines*

Optimierungsverfahren dienen nach JUNGNIKEL (2008) und JARRE & STOER (2004) der Lösung von inversen Problemen. Unter einem inversen Problem wird in diesem Zusammenhang ein Problem verstanden, bei welchem zwar die direkte Lösungsstruktur des zu untersuchenden Systems bekannt ist, sodass die Wirkung der  $n_\xi$  ursächlichen Systemparameter  $\xi_i$  auf den  $(n_v \times 1)$ -Zielgrößenvektor<sup>2</sup>  $\mathbf{v}$  berechenbar ist, nicht aber die am besten geeigneten Werte der Systemparameter  $\xi_i$  bestimmt werden können, um ein gewünschtes beziehungsweise optimales Systemverhalten  $\mathbf{v}$  zu erzielen. Das inverse Problem kann also in der Regel als Minimierungsaufgabe formuliert werden, bei welcher durch geeignete Variation der Systemparameter  $\xi_i$  der Zielgrößenvektor  $\mathbf{v}$  an einen bestimmten Vektor  $\boldsymbol{\zeta}$  angenähert werden soll, wobei das Systemverhalten  $f(\boldsymbol{\xi})$  bekannt und direkt berechenbar ist. Es muss folgende Bedingung gelten:

$$\min_{\boldsymbol{\xi}} \sum_{l=1}^{n_v} (\zeta_l - v_l)^2 = \min_{\boldsymbol{\xi}} \sum_{l=1}^{n_v} (\zeta_l - f_l(\boldsymbol{\xi}))^2 \quad (31)$$

---

<sup>2</sup> Die Erläuterung der Optimierungsverfahren erfolgt anhand einer vektoriellen Zielgröße, da die Zielgrößen in physikalischen Optimierungsproblemen oftmals Feldgrößen, wie bspw. Temperaturfelder sind. Das Optimierungsverfahren soll in einem solchen Fall gewährleisten, dass alle Punkte des Feldes gleichermaßen durch Variation der Systemparameter an die gewünschten Werte angepasst werden.

Ein inverses Problem liegt also immer dann vor, wenn die Modellstruktur keine Inversion in Form einer geschlossenen Lösung zulässt.

Die Lösungsmethoden für inverse Probleme werden zwei grundsätzlich unterschiedlichen Ansätzen – den lokalen und den globalen Optimierungsverfahren – zugeordnet, wobei beide Ansätze auf einer Variation der Systemparameter  $\xi_i$  und einer wiederholten Auswertung des direkten Problems beruhen. Einige Beispiele für Lösungsverfahren gibt die Tabelle 4.

<b>Optimierungsverfahren</b>	
<b>lokale</b>	<b>globale</b>
Intervallhalbierungsverfahren	Evolutionäre Algorithmen
Verfahren des Goldenen Schnittes	Sintflutalgorithmus
Downhill-Simplex-Verfahren	Simulierte Abkühlung
Sekantenverfahren	Metropolisalgorithmus
(Konjugierte-)Gradienten-Verfahren	Schwellenakzeptanz
(Quasi-)Newton-Verfahren	Ameisenalgorithmus
GAUSS-NEWTON-Verfahren	Bergsteigeralgorithmus
Trust-Region-Verfahren	Stochastisches Tunneln
LEVENBERG-MARQUARDT-Verfahren	Neuronale Netze

*Tabelle 4: Beispiele für lokale und globale Optimierungsverfahren (nachzulesen in BLOBEL & LOHRMANN 1998, CONN ET AL. 2000, JARRE & STOER 2004, JUNGnickel 2008, ÖZISIK & ORLANDE 2000, FLETCHER & REEVES 1964, HESTENES & STIEFEL 1952, LEVENBERG 1944, MARQUARDT 1963, TARANTOLA 2005, WIKIPEDIA 2014)*

Lokale Optimierungsverfahren finden das nächstgelegene lokale Minimum der Fehlerquadratsumme ausgehend von vorgegebenen Startwerten der Systemparameter  $\xi_i^0$ . Dabei ist ihr Verhalten deterministisch, sodass ausgehend von denselben Startwerten immer das gleiche Optimum gefunden wird. Sie konvergieren bei einer geringen Anzahl an Systemparametern  $n_\xi$  im Vergleich zu globalen Optimierungsverfahren in der Regel schneller. Das globale Optimum eines Systems kann allerdings nur gefunden werden, wenn entweder die Startwerte in direkter Nähe zum globalen Optimum gewählt wurden oder das gesamte System sich streng monoton bezüglich aller Systemparameter  $\xi_i$  verhält.

Die Parametervariation bei globalen Optimierungsverfahren beinhaltet eine mehr oder weniger dominante stochastische Komponente. Durch diese wird sichergestellt, dass nicht zwangsläufig das von den Startwerten ausgehend nächstgelegene Optimum gefunden wird, sondern das gesamte Parameterfeld bei der Lösungssuche in Betracht gezogen wird. Dass die Optimierung mit dem Finden des globalen Optimums endet, kann allerdings erst bei einer unendlichen Anzahl von Iterationen mit Sicherheit erwartet werden. Gründe für den praktischen Einsatz von globalen Optimierungsverfahren sind dann gegeben, wenn keinerlei Vorwissen über das Verhalten des zu untersuchenden Systems vorliegt oder viele lokale Minima zu erwarten sind. Im Vergleich zu lokalen Optimierungsverfahren sind die globalen bei einer geringen Anzahl an Systemparametern  $n_\xi$  in der Regel rechenzeiteffizient.

Sollen  $n^*$  unterschiedliche Zielgrößen  $\mathbf{v}_j$  gleichzeitig optimiert werden, dann müssen diese zu einem gemeinsamen, übergeordneten Zielwert  $v^*$  verknüpft werden, dessen Definition dem Problemfall angepasst ist. Ein einfaches und gängiges Verfahren ist die Bildung einer mit den Faktoren  $\omega_j$  gewichteten Summe der einzelnen Fehlerquadratsummen (SIEBERTZ ET AL. 2010, S. 227):

$$v^* = \sum_{j=1}^{n^*} \omega_j \cdot \left[ \sum_{i=1}^{n_v} (\zeta_i - v_i)^2 \right]_j \quad (32)$$

Alternative Definitionen von problemspezifischen übergeordneten Zielfunktionen können ergänzend in den Lehrbüchern von SIEBERTZ ET AL. (2010, S. 227 ff.), JUNGNIKKEL (2008) und JARRE & STOER (2004) nachgelesen werden.

Im Folgenden wird die Methode der konjugierten Gradienten (engl.: conjugate gradient method; kurz: CGM) nach HESTENES & STIEFEL (1952) näher erläutert, da sie für die in Kapitel 7 (vgl. S. 123 ff.) dieser Arbeit beschriebene Wärmequellenkalibrierung benötigt wird.

### *Methode der konjugierten Gradienten*

Die Optimierung mit der CGM verläuft nach ÖZISIK & ORLANDE (2000, S. 58 ff.) entlang der in Bild 12 dargestellten Schrittfolge. Nachdem die Startwerte  $\xi_i^0$  der zu



variierenden Systemparameter festgelegt wurden, wird in der ersten von  $q$  Iterationen das direkte Problem gelöst und damit der Zielgrößenvektor  $\mathbf{v}^q$  berechnet.

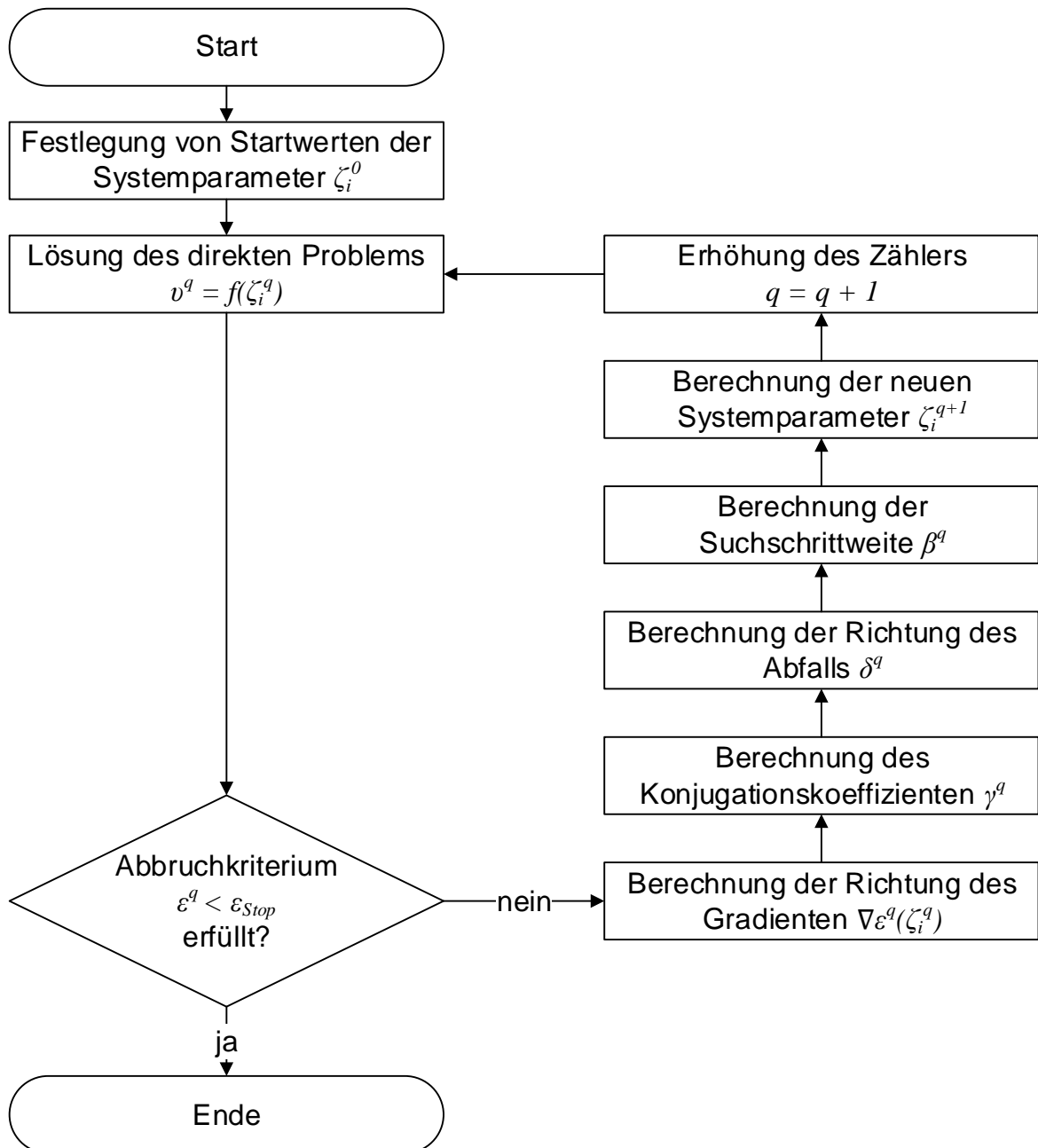


Bild 12: Ablaufdiagramm nach Norm DIN 66001 für die Methode der konjugierten Gradienten (CGM)

Es folgt die Kontrolle des Abbruchkriteriums, wobei geprüft wird, ob mit dem aktuellen ( $q$ -ten) Parametersatz die Summe der Fehlerquadrate  $\varepsilon^q$  zwischen den zu erreichenden Zielwerten  $\boldsymbol{\zeta}$  und den aktuellen Werten der Zielgröße  $\mathbf{v}^q$  soweit reduziert werden konnte, dass sie kleiner als ein vorgegebener Grenzwert  $\varepsilon_{Stop}$  ist:

$$\varepsilon^q = \sum_{l=1}^{n_v} (\zeta_l - v_l^q) < \varepsilon_{Stop} \quad (33)$$

Ist dies nicht der Fall, so muss ein neuer Parametersatz  $\xi^{q+1}$  bestimmt werden. Hierzu wird zunächst die aktuelle Richtung des Gradienten der Fehlerquadratsumme mit Hilfe der Gleichung (34) bestimmt:

$$[\nabla \varepsilon^q]_i = -2 \cdot \sum_{l=1}^{n_v} \left( \frac{\partial v_l^q}{\partial \xi_i} \cdot [\zeta_l - v_l] \right) \text{ mit } i = 1, 2, \dots, n_\xi \quad (34)$$

Danach wird der Gradient genutzt, um den sogenannten Konjugationskoeffizienten  $\gamma^q$  nach FLETCHER & REEVES (1964) zu berechnen:

$$\gamma^q = \frac{\sum_{i=1}^{n_\xi} [\nabla \varepsilon^q]_i^2}{\sum_{i=1}^{n_\xi} [\nabla \varepsilon^{q-1}]_i^2} \quad (35)$$

Mit den Ergebnissen aus den Gleichungen (34) und (35) lässt sich nun die Richtung des abfallenden Gradienten  $\delta^q$  bestimmen:

$$\delta^q = \nabla \varepsilon^q + \gamma^q \cdot \delta^{q-1} \quad (36)$$

Da bei der CGM in jeder Iteration die Schrittweite anpasst wird, mit welcher der nächste Schritt entlang des Gradienten gegangen wird, muss noch der Suchschrittwertenvektor  $\beta^q$  festgelegt werden. Hierzu dient die Gleichung (37):

$$\beta^q = \frac{\sum_{l=1}^{n_v} \left\{ \left[ \left( \frac{\partial v_l^q}{\partial \xi^q} \right)^T \cdot \delta^q \right] \cdot [v_l^q - \zeta_l] \right\}}{\sum_{l=1}^{n_v} \left[ \left( \frac{\partial v_l^q}{\partial \xi^q} \cdot \delta^q \right)^T \right]^2} \text{ mit } \left( \frac{\partial v_l^q}{\partial \xi^q} \right)^T = \left[ \frac{\partial v_l^q}{\partial \xi_1^q}, \frac{\partial v_l^q}{\partial \xi_2^q}, \dots, \frac{\partial v_l^q}{\partial \xi_{n_\xi}^q} \right] \quad (37)$$

Zuletzt werden ausgehend von den aktuellen Werten der Systemparameter  $\xi^q$  diejenigen des nächsten Iterationsschrittes bestimmt:

$$\xi^{q+1} = \xi^q - \beta^q \cdot \delta^q \quad (38)$$

Nach einer Erhöhung des Zählers  $q$  wird nun erneut das direkte Problem ausgewertet und die Ergebnisse werden gegen das Abbruchkriterium geprüft. Wird das Abbruchkriterium erneut nicht erfüllt, startet die nächste Iteration. Dieses Vorgehen wird wiederholt durchlaufen, bis das Abbruchkriterium (vgl. Gleichung (36)) erfüllt ist und somit die optimierten Systemparameter  $\xi$  gefunden wurden.

## 2.6 Multi-Hypothesis-Tracking

### 2.6.1 Überblick

Das Multi-Hypothesis-Tracking ist ein Verfahren der maschinellen Bildverarbeitung, welches angewendet wird, um Objekte, wie z. B. Spritzer eines Schweißprozesses, in Bildsequenzen mit hoher Genauigkeit zu verfolgen. Den Kern des Verfahrens bilden zwei grundlegende mathematische Methoden. Zunächst wird ein KALMAN-Filter verwendet, um die zukünftigen Zustände der verfolgten Objekte zu schätzen. Werden mehrere Objekten in zwei aufeinanderfolgenden Bildern erkannt, müssen diese einander optimal zugeordnet werden. Hierzu ist die Lösung eines linearen Zuordnungsproblems notwendig. Um das Verständnis des in Kapitel 8 (vgl. S. 169 ff.) vorgestellten Messverfahrens zu unterstützen, werden in den folgenden beiden Abschnitten die wesentlichen, zum Verständnis der beiden Methoden notwendigen Verfahrensschritte erklärt.

### 2.6.2 Zustandsraum-Schätzung mit der KALMAN-Methode

Die KALMAN-Methode wurde bereits im Jahre 1960 von R. E. KALMAN publiziert und beinhaltet eine Erweiterung des WIENER-KOLMOGOROV-Filters (KALMAN 1960). Sie ermöglicht eine optimale Zustandsschätzung für zukünftige Zeitpunkte eines dynamischen Systems. Dass die Methode meist mit dem Begriff *Filter* bezeichnet wird, ist darin begründet, dass sie eine recheneffiziente Trennung von Messrauschen und Messsignalen beinhaltet, was zu ihrer breiten Anwendung in der Regelungstechnik geführt hat (GREWAL & ANDREWS 2011, S. 2 ff.). Die folgende Zusammenfassung bezieht sich überwiegend auf die Ausführungen von GREWAL & ANDREWS (2011) und beschränkt sich auf den Fall zeitdiskreter Zustandsschätzungen.

Um die KALMAN-Methode auf ein dynamisches System anwenden zu können, muss das System insofern bekannt sein, als dass es in einer Zustandsraum-Darstellung beschreibbar ist. Weiterhin ist gefordert, dass alle Systemzustände beobachtbar sind, das heißt sie müssen entweder direkt messbar oder über die Systemdifferentialgleichungen aus anderen messbaren Zustandsgrößen berechenbar sein. Sind zudem die Streuungen der Messfehler und die der Umwelteinflüsse auf das System unkorreliert und standardnormal verteilt, dann ist die Schätzung der Systemzustände mit Hilfe eines KALMAN-Filters optimal und erwartungstreu. Wenn diese beiden Voraussetzungen erfüllt sind, dann lässt sich ein System mit  $n_x$  Zuständen, die sich in dessen  $(n_x \times 1)$ -Zustandsvektor  $\mathbf{x}$  zusammenfassen lassen, mit Hilfe eines KALMAN-Filters schätzen. Um eine einfache Prognose des Systems vorzunehmen, wird die  $(n_x \times n_x)$ -Systemmatrix  $\mathbf{A}$  benötigt. Sie transformiert die Zustände von Zeitpunkt  $t - 1$  in den Zeitpunkt  $t$  entsprechend der Gleichung (39). Die Matrix  $\mathbf{A}$  beschreibt also die zeitabhängige Verknüpfung der Systemzustände untereinander. Ihre Struktur ist über die Laufzeit unveränderlich. Die Werte der von null verschiedenen Einträge ändern sich jedoch, falls zeitlich nicht äquidistante Zustandswerte zur Prognose herangezogen werden:

$$\mathbf{x}_t = \mathbf{A} \cdot \mathbf{x}_{t-1}^* \quad (39)$$

Hierin bezeichnet  $\mathbf{x}_{t-1}^*$  die korrigierte Zustandsschätzung des vorherigen Zeitschrittes, während  $\mathbf{x}_t$  zunächst die unkorrigierte Zustandsschätzung des aktuellen Zeitschrittes darstellt. Da das KALMAN-Filter sich insbesondere durch die Einbeziehung von Fehlertermen in die Zustandsschätzung auszeichnet, müssen auch diese in Form der  $(n_x \times n_x)$ -Kovarianzmatrix der Fehler  $\mathbf{P}_t$  prädiert werden:

$$\mathbf{P}_t = \mathbf{A} \cdot \mathbf{P}_{t-1}^* \cdot \mathbf{A}^T + \mathbf{Q} \quad (40)$$

Hierzu werden die Systemmatrix  $\mathbf{A}$ , die korrigierte Kovarianzmatrix der Fehler aus dem vorherigen Zeitschritt  $\mathbf{P}_{t-1}^*$  und die Kovarianzmatrix  $\mathbf{Q}$ , welche die Fehler des Systemverhaltens aufgrund normalverteilter Umwelteinflüsse widerspiegelt und über die Laufzeit unveränderlich ist, benötigt.

Die Messwerte des aktuellen Zeitschrittes  $t$  können nun genutzt werden, um die Zustands- und die Fehlerprognosen zu korrigieren. Dazu ist die KALMAN-Matrix  $\mathbf{K}_t$  erforderlich, die sich nach GREWAL & ANDREWS (2011, S. 138) mit der folgenden Gleichung (41) berechnen lässt:

$$\mathbf{K}_t = \mathbf{P}_t \cdot \mathbf{H}^T \cdot (\mathbf{H} \cdot \mathbf{P}_t \cdot \mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1} \quad (41)$$

Somit wird die aus Gleichung (40) bekannte, nicht korrigierte Kovarianzmatrix der Fehler  $\mathbf{P}_t$  mit der  $(n_z \times n_x)$ -Beobachtungsmatrix  $\mathbf{H}$  und der Kovarianzmatrix der Messungen  $\mathbf{R}$  verknüpft.  $\mathbf{R}$  steht darin als Maß für die Messungenauigkeit der verwendeten Sensoren und  $\mathbf{H}$  transformiert den Zustandsraum in den Messraum, sodass auch Systeme behandelt werden können, in welchen weniger Zustände gemessen als beobachtet werden. Um mit Hilfe der  $(n_x \times n_z)$ -KALMAN-Matrix  $\mathbf{K}_t$  eine Korrektur an den mit Gleichung (39) geschätzten Systemzuständen des aktuellen Zeitschrittes  $\mathbf{x}_t$  vornehmen zu können, müssen zunächst die Residuen  $\mathbf{y}_t$  zwischen den  $n_z$  Messwerten  $\mathbf{z}_t$  und den Schätzwerten der gemessenen Systemzustände berechnet werden. Dies geschieht mit Gleichung (42), indem die Messwerte um die geschätzten Werte vermindert werden:

$$\mathbf{y}_t = \mathbf{z}_t - \mathbf{H} \cdot \mathbf{x}_t \quad (42)$$

Die verbesserte Schätzung für die Systemzustände  $\mathbf{x}_t^*$  ergibt sich nun, indem die bisher bekannten Systemzustände  $\mathbf{x}_t$  additiv über das Produkt von KALMAN-Matrix  $\mathbf{K}_t$  und Residuen  $\mathbf{y}_t$  korrigiert werden:

$$\mathbf{x}_t^* = \mathbf{x}_t + \mathbf{K}_t \cdot \mathbf{y}_t \quad (43)$$

Zuletzt muss noch die Kovarianzmatrix der Fehler  $\mathbf{P}_{t-1}$  korrigiert werden, damit diese für den nächsten Zeitschritt zur Verwendung in Gleichung (40) erneut zur Verfügung steht. Dies geschieht mit Gleichung (44), in welcher  $\mathbf{I}$  die  $(n_x \times n_x)$ -Einheitsmatrix darstellt:

$$\mathbf{P}_t^* = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_t \cdot \mathbf{H}) \cdot \mathbf{P}_t \quad (44)$$

Mit Hilfe der KALMAN-Methode ist es also möglich, den Zustand eines Objektes zu präzisieren und – falls aktuelle Messdaten zum Zustand des Objektes vorliegen –

dessen Zustandsschätzung anhand von Messdaten zu korrigieren. Werden jedoch mehrere Objekte gleichzeitig verfolgt, dann muss in jedem Zeitschritt eine Zuordnung zwischen gemessenen Objekten und prädizierten Zuständen vorgenommen werden. Diese Problemstellung wird auch als lineares Zuordnungsproblem bezeichnet.

### 2.6.3 Lösung eines linearen Zuordnungsproblems

Im Falle der Objektverfolgung ist in jedem Zeitschritt  $t$  eine Zuordnung zwischen  $n_s$  prädizierten Objekten und  $n_b$  beobachteten Objekten vorzunehmen. Alle dafür zur Verfügung stehenden Informationen sind in den Zustandsvektoren  $\mathbf{x}_t$  und den Messvektoren  $\mathbf{z}_t$  enthalten. Die Anzahl der prädizierten Objekte muss dabei nicht zwangsläufig der Anzahl der gemessenen Objekte entsprechen. Dies ist z. B. dann der Fall, wenn ein neues Objekt erstmals auftritt oder ein bereits verfolgtes Objekt in einem bestimmten Zeitschritt gerade nicht oder nicht mehr beobachtet werden kann. Die Zielsetzung besteht also darin, eine optimale Zuordnung zu finden, wobei nicht unbedingt jedes Objekt zugeordnet werden muss. Eine Lösungsmöglichkeit hierfür bietet der Vergleich aller möglichen Kombinationen anhand ihrer jeweiligen Zuordnungswahrscheinlichkeit. Da der KALMAN-Methode ohnehin die Annahme zugrunde liegt, dass die prädizierten Zustände  $\mathbf{x}_t$  in  $n_x$  Dimensionen normalverteilt sind und eine Aussage über ihre Varianz mit der Kovarianzmatrix der Fehler  $\mathbf{P}_t$  vorliegt (vgl. Abschnitt 2.6.2), kann nach FAHRMEIR ET AL. (2009, S. 92 ff.) und BLOBEL & LOHRMANN (1998, S. 129 ff.) eine Maximum-Likelihood-Schätzung (ML-Schätzung) mithilfe der Log-Likelihood-Funktion angewendet werden, um die Zuordnungswahrscheinlichkeiten zu bestimmen. Da für die eigentliche Suche nach der optimalen Zuordnung aus datenverarbeitungstechnischen Gründen üblicherweise nicht die Summe der Zuordnungswahrscheinlichkeiten maximiert, sondern die Zuordnungskosten minimiert werden, ergibt sich zur Beschreibung der Kosten jedes möglichen Zuordnungspaares eine Kostenfunktion entsprechend Gleichung (45):

$$\{K\}_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \ln[(2\pi)^{n_z} \cdot |\mathbf{H} \cdot \mathbf{P}_{t,j} \cdot \mathbf{H}^T|] + \frac{1}{2} \cdot (\mathbf{z}_{t,i} - \mathbf{H} \cdot \mathbf{x}_{t,j})^T \cdot (\mathbf{H} \cdot \mathbf{P}_{t,j} \cdot \mathbf{H}^T)^{-1} \cdot (\mathbf{z}_{t,i} - \mathbf{H} \cdot \mathbf{x}_{t,j}) \text{ mit } i = [1; n_b]; j = [1; n_s] \quad (45)$$

Mit dieser Gleichung kann die  $(n_b \times n_s)$ -Kostenmatrix  $\mathbf{K}$  berechnet werden, deren Elemente  $\{\mathbf{K}\}_{ij}$  jeweils die Kosten einer möglichen Kombination, bestehend aus einem prädizierten Objekt und einem beobachteten Objekt, angeben. Mit der Kostenmatrix  $\mathbf{K}$  ist das Zuordnungsproblem vollständig beschrieben und kann z. B. mit dem Algorithmus von JONKER & VOLGENANT (1987) oder der ungarischen Methode nach KUHN (1955) und MUNKRES (1957) gelöst werden.

Um der Tatsache Rechnung zu tragen, dass nicht zwangsläufig jedes Objekt zugeordnet werden muss, wird die Kostenmatrix  $\mathbf{K}$  erweitert, bevor das lineare Zuordnungsproblem gelöst wird. Weil  $\mathbf{K}$  üblicherweise nicht quadratisch ist, wird zunächst die kleinere Dimension so erweitert, dass die Matrix quadratisch wird. Anschließend wird die Matrix in beiden Dimensionen verdoppelt, wobei alle neu hinzugekommenen Elementen mit einem Grenzkostenwert initialisiert werden. Mit dieser Maßnahme kann schließlich sichergestellt werden, dass im Zweifelsfall keine Zuordnung zwischen einem prädizierten und einem beobachteten Element vorgenommen wird.

Da eine Zuordnung aufgrund des oben beschriebenen Vorgehens nicht notwendigerweise stattfindet, sind zwei weitere Fälle zu beachten. Sofern ein existierendes Filter (Prädiktion) nicht zugeordnet werden konnte, wird dieses mit den Gleichungen (39) und (40) weiter prädiziert, jedoch ohne eine Korrektur an den Systemzuständen oder den Fehlerkovarianzen vorzunehmen. Können hingegen Beobachtungen nicht zugeordnet werden, so wird versucht, diese den nicht zugeordneten Beobachtungen aus dem vorherigen Zeitschritt  $t - 1$  zuzuordnen. Auch dieses lineare Zuordnungsproblem kann mit dem oben beschriebenen Vorgehen gelöst werden. Da jedoch keine Informationen über die Varianzen der Beobachtungen vorliegen, scheidet die ML-Schätzung aus, um die Kostenmatrix zu ermitteln. Stattdessen ist eine problemspezifische Kostenfunktion zu definieren, die an die gemessenen Größen angepasst ist.





## **3 Stand der Technik und Wissenschaft**

### **3.1 Allgemeines**

Das vorliegende Kapitel zum Stand der Technik und Wissenschaft fasst die heutigen Erkenntnisse der drei für diese Arbeit relevanten Themengebiete zusammen. Als erstes wird das Themengebiet des Schweißens mit überlagerter Strahloszillation adressiert. Nach einer theoretischen Erklärung dieser besonderen Verfahrensvariante werden die Kernaussagen damit befasster Forschungsarbeiten wiedergegeben. Dabei werden nur diejenigen Forschungsarbeiten berücksichtigt, welche sich explizit mit dem Schweißen mit Strahloszillation oder der dafür benötigten Systemtechnik auseinandersetzen. Auf einen Review von Arbeiten zum weiten Forschungsgebiet des Laserstrahlschweißens im Allgemeinen wird aus Gründen des Umfangs bewusst verzichtet. Stattdessen sei der interessierte Leser an dieser Stelle auf die umfangreiche Fachliteratur von HÜGEL & GRAF (2009), POPRAWE (2005), BEYER (1995), DOWDEN (2009) und GLADUSH & SMUROV (2011) verwiesen. Ausführlich wird hingegen auf grundlegende Aspekte der thermischen Simulation von Schweißprozessen eingegangen. Es wird ein Überblick über Arbeiten zur Simulation des Laserstrahlschweißens gegeben und diejenigen Modellierungsansätze, auf welchen die in dieser Arbeit entwickelten Simulationsmodelle aufbauen, werden im Einzelnen vorgestellt. Anschließend werden Arbeiten zur Untersuchung der Spritzerbildung beim Laserstrahlschweißen diskutiert, da eine dahingehende Beurteilung der Verfahrensvariante mit Strahloszillation einen weiteren wesentlichen Aspekt der vorliegenden Arbeit darstellt. Zuletzt werden die beschriebenen Erkenntnisse resümiert, um offene Fragen zu den besprochenen Themenbereichen in Form eines Handlungsbedarfes abzuleiten.

### **3.2 Schweißen mit überlagerter Strahloszillation**

#### **3.2.1 Überblick**

Das Schweißen mit überlagerter Strahloszillation unterscheidet sich grundsätzlich vom konventionellen Remote-Laserstrahlschweißen oder dem Elektronenstrahlschweißen. Ausgehend von einer Erklärung unterschiedlicher Oszillationsformen im

mathematischen Sinne, werden im folgenden Abschnitt bisherige und aktuelle Forschungsarbeiten zum Themenkomplex des Strahlschweißens mit überlagerter Oszillation vorgestellt und diskutiert. Die Arbeiten werden dabei anhand ihrer Schwerpunktsetzung mindestens einer der drei Kategorien

- Systemtechnik,
- Werkstofftechnik oder
- Prozesstechnik zugeordnet.

#### 3.2.2 Oszillationsformen und ihre mathematische Beschreibung

Beim Schweißen mit Strahloszillation werden der Schweiß-Vorschubbewegung typischerweise harmonische Schwingungen mit konstanter Amplitude in einer oder zwei Koordinatenrichtungen überlagert. Die dabei entstehenden Bahnen des Brennflecks auf der Werkstückoberfläche sind nach dem Entdecker derartiger überlagerter Schwingungen, dem französischen Physiker J. A. LISSAJOUS, benannt. Zweidimensionale LISSAJOUS-Figuren  $L$  (LSF) in einem kartesischen Koordinatensystem werden durch folgende, allgemeine Gleichung als Funktion der Zeit beschrieben (CUNDY & ROLLETT 1981, S. 242–244):

$$L(t) = \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}_L = \begin{bmatrix} A_x \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_x \cdot t + \varphi_x) \\ A_y \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_y \cdot t + \varphi_y) \end{bmatrix} \quad (46)$$

Ihre Form und Ausprägung wird bestimmt durch die Amplituden  $A_x$  und  $A_y$  in den beiden Koordinatenrichtungen, das Verhältnis der Frequenzen  $f_x$  und  $f_y$  und die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi = \varphi_x - \varphi_y$ . Sofern das Frequenzverhältnis eine rationale Zahl darstellt ( $f_x/f_y \in \mathbb{Q}$ ), ist auch die resultierende LISSAJOUS-Figur periodisch und für die Überlagerung des Schweißvorschubes prinzipiell geeignet (MAHRLE & BEYER 2007A). Das Bild 13 zeigt LISSAJOUS-Figuren für einige ausgewählte Kombinationen des Frequenzverhältnisses und der Phasenverschiebung.

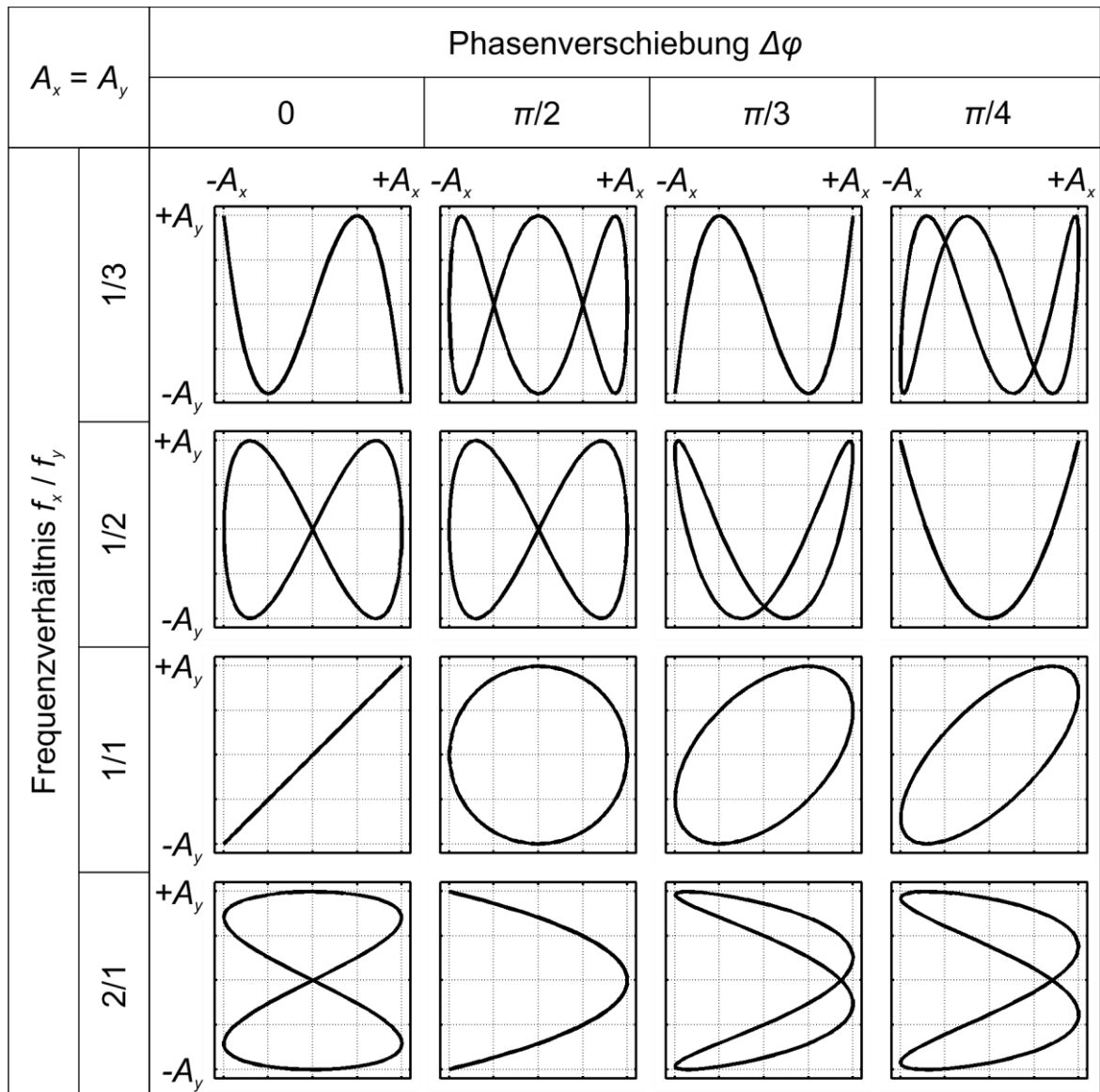


Bild 13: Resultierende LISSAJOUS-Figuren bei unterschiedlichen Frequenzverhältnissen  $f_x/f_y$  und Phasenverschiebungen  $\Delta\varphi$  sowie gleichen Amplituden  $A_x = A_y$

Für den Fall des Schweißens mit überlagerter Strahloszillation muss die Gleichung (46) um den Bewegungsanteil aus der Schweiß-Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  erweitert werden. Sofern die Vorschubbewegung entlang der  $x$ -Achse orientiert ist, ergibt sich die Gleichung (47) zur Beschreibung der Schweißtrajektorie:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_s \cdot t + A_x \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_x \cdot t + \varphi_x) \\ A_y \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_y \cdot t + \varphi_y) \end{bmatrix} \quad (47)$$

Die simulativen und experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit beschränken sich auf die Analyse der zirkularen Oszillation, welche die in der Forschung und in der industriellen Anwendung am weitesten verbreitete Oszillationsform darstellt. Sie entsteht bei gleichen Amplituden ( $A = A_x = A_y$ ), gleichen Frequenzen ( $f = f_x = f_y$ ) und einer Phasenverschiebung von  $\Delta\varphi = -\pi/2$ . Diese Festlegungen vereinfacht die Gleichung (47) zur Gleichung (48), welche die für alle weiteren Betrachtungen im Rahmen dieser Arbeit relevante zirkulare Trajektorie beschreibt:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_s \cdot t + A \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t) \\ A \cdot \sin\left(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t + \frac{\pi}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (48)$$

Ein Beispiel für eine zirkulare Oszillationstrajektorie ist in Bild 14 veranschaulicht. Dort ist neben den Komponenten der Bewegung und der resultierenden Trajektorie auch der Betrag der Bahngeschwindigkeit  $|\boldsymbol{v}|$ , der sich entsprechend Gleichung (49) berechnet<sup>3</sup>, im Verlauf der Zeit  $t$  aufgetragen. Für  $|\boldsymbol{v}|$  gilt:

$$|\boldsymbol{v}| = \left| \begin{bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{bmatrix} \right| = (v_s^2 + (2 \cdot \pi \cdot f \cdot A)^2 + 4 \cdot \pi \cdot f \cdot A \cdot v_s \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t))^{\frac{1}{2}} \quad (49)$$

Wie das Beispiel in Bild 14 verdeutlicht, nimmt die Bahngeschwindigkeit  $|\boldsymbol{v}|$  im für die zirkulare Strahloszillation typischen Parameterraum<sup>4</sup> Werte von einigen Metern pro Sekunde an und liegt damit um Größenordnungen höher als die Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ . Zudem ist der zeitliche Verlauf der Bahngeschwindigkeit  $|\boldsymbol{v}|$  nicht konstant, sondern oszilliert selbst mit der Frequenz  $f$  um einen konstanten Mittelwert. Dabei werden die Maxima der Bahngeschwindigkeit  $|\boldsymbol{v}|$  dann erreicht, wenn sich die Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  und die Kreisgeschwindigkeit positiv überlagern (vgl. Pos. 1 und 5 in Bild 14) und die Minima dort, wo sie entgegengesetzt orientiert (vgl. Pos. 3 in Bild 14) sind. Wie hoch der Geschwindigkeitsunterschied tatsächlich ausfällt, ist von der Wahl der Parameter abhängig. Im vorliegenden Beispiel

---

<sup>3</sup> Zur Vereinfachung wurde der Zusammenhang  $(\sin(x))^2 + (\cos(x))^2 = (\cos(x + \pi/2))^2 + (\cos(x))^2 = 1$  verwendet.

<sup>4</sup>  $|\boldsymbol{v}| \in ]0; 64000]$  mm/s für  $A \in ]0; 2]$  mm;  $f \in ]0; 5000]$  Hz;  $v_s \in ]0; 350]$  mm/s

(vgl. Bild 14) ergibt sich ein erheblicher Geschwindigkeitsunterschied von 166,6 mm/s zwischen der maximalen und der minimalen Bahngeschwindigkeit auf der Oszillationstrajektorie.

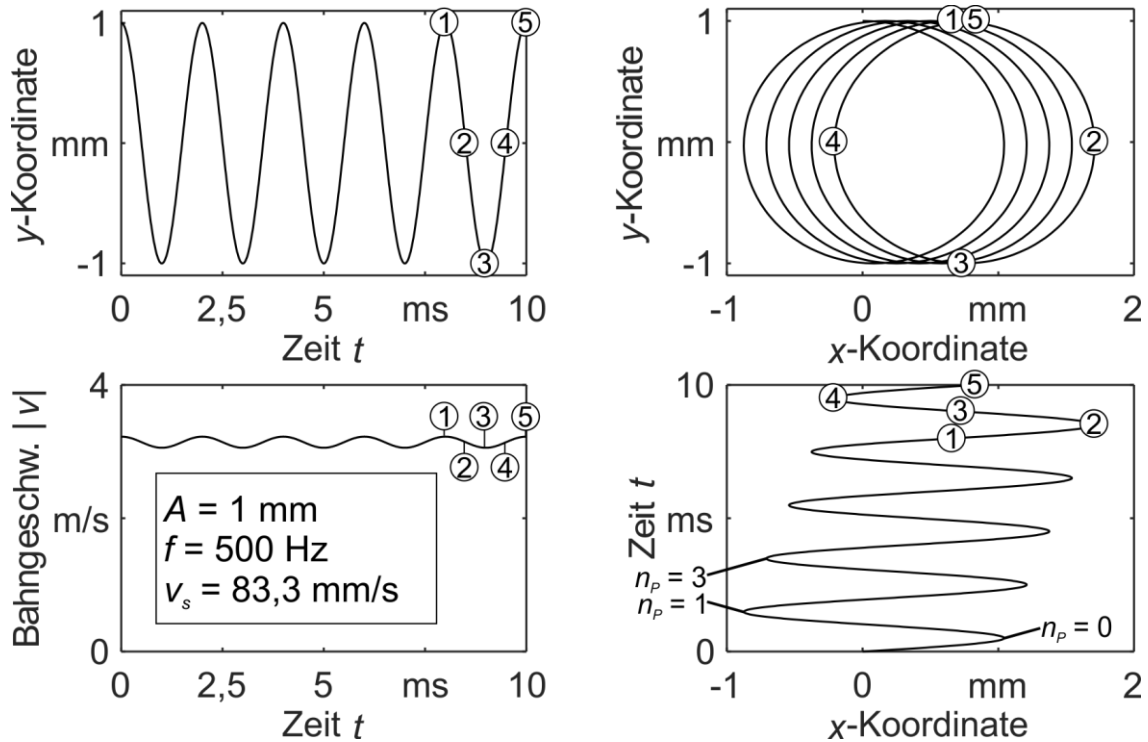


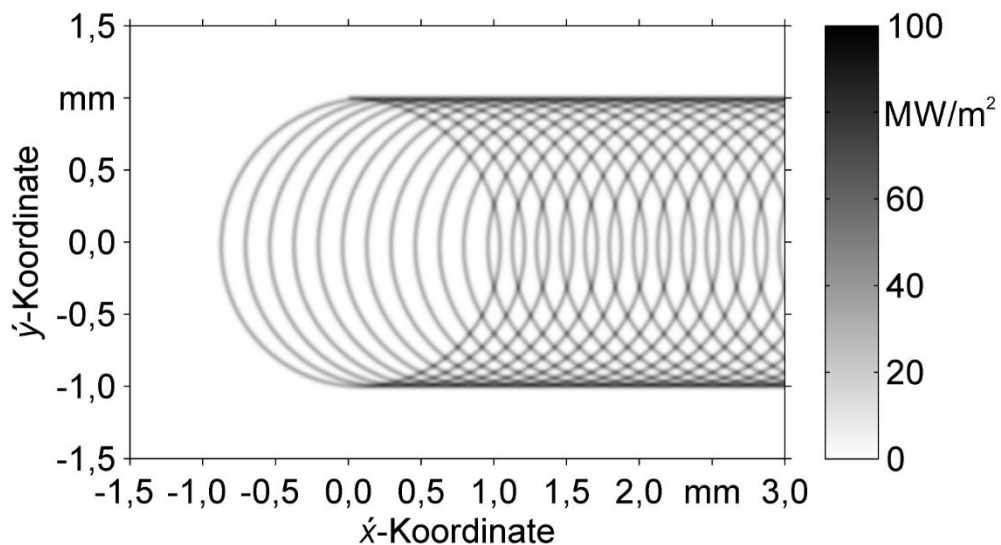
Bild 14:  $x$ -Komponente,  $y$ -Komponente, Bahngeschwindigkeit und Trajektorie einer zirkularen Oszillation mit  $A = 1 \text{ mm}$ ,  $f = 500 \text{ Hz}$  und  $v_s = 83,3 \text{ mm/s}$

Die kontinuierliche Änderung der Bahngeschwindigkeit geht mit einer örtlich variierenden Energiedeposition  $E$  auf dem Werkstück einher. MAHRLE & BEYER (2007A) und MAHRLE & BEYER (2007B) stellten hierzu theoretische Überlegungen an, wobei sie die Energiedeposition eines Laserstrahls der  $TEM_{00}$  für unterschiedliche Oszillationsformen und Parameter mithilfe der Gleichung (50) an den Punkten  $\acute{x}$  und  $\acute{y}$  auf der Werkstückoberfläche berechneten und verglichen. Es gilt:

$$E(\acute{x}, \acute{y}, t) = \int_{\acute{t}=0}^t I(\acute{x}, \acute{y}, \acute{t}) d\acute{t} = \frac{2 \cdot P}{\pi \cdot w_0^2} \cdot \int_{\acute{t}=0}^t e^{-2 \frac{(x(\acute{t})-\acute{x})^2 + (y(\acute{t})-\acute{y})^2}{w_0^2}} d\acute{t} \quad (50)$$

Die in Gleichung (50) enthaltenen Koordinaten  $x(t)$  und  $y(t)$  sind die zeitlich veränderlichen Koordinaten auf einer Oszillationstrajektorie (vgl. Gleichung (47)), weshalb der Integrand zeitabhängig ist. Bild 15 zeigt die so errechnete Energiedichte-

Verteilung für die aus Bild 14 bekannte Oszillationstrajektorie und einen  $TEM_{00}$ -Laserstrahl mit 3 kW Leistung und einem Fokusradius von 25  $\mu\text{m}$ .



*Bild 15: Nach MAHRLE & BEYER (2007A) berechnete Energiedichte-Verteilung auf der Werkstückoberfläche bei Anwendung einer zirkularen Strahloszillation mit  $P = 3 \text{ kW}$ ,  $v_s = 83,3 \text{ mm/s}$ ,  $A = 1 \text{ mm}$ ,  $f = 500 \text{ Hz}$ ,  $\omega_0 = 25 \mu\text{m}$ ,  $TEM_{00}$*

Anhand der Energiedichte-Verteilung in Bild 15 wird deutlich, dass nicht auf der gesamten Werkstoffoberfläche entlang der Schweißvorschubrichtung ( $x$ -Richtung) gleichmäßig Energie deponiert wird, sondern bei den hier gewählten Oszillationsparametern Bereiche verbleiben, die keiner nennenswerten Energiemenge ausgesetzt werden. Zudem fällt auf, dass die Energiemenge an den Kreuzungspunkten der Trajektorie stark erhöht ist. Es stellt sich demnach die Frage, wie sich eine Schweißnaht bei so ungleichmäßiger Bestrahlung ausbilden wird und vor allem, wie eine Kombination der Prozess- und Oszillationsparameter aussehen muss, um eine gleichmäßige Schweißnaht zu gewährleisten. Ein Ansatz zur Beantwortung dieser Fragestellung mithilfe von Wärmeleitungssimulationen wird in Kapitel 7 (vgl. S. 123 ff.) vorgestellt.

### 3.2.3 Systemtechnik

Erst eine geeignete Systemtechnik schafft die Voraussetzung für das Strahlschweißen mit überlagerter Oszillation. Während beim Elektronenstrahlschweißen (EBW) die negativ geladenen Elementarteilchen mithilfe eines magnetischen Feldes zwischen

zwei Kondensatorplatten nahezu (massen-)trägeitsfrei abgelenkt werden können, geschieht dies beim Laserstrahlschweißen durch beweglich gelagerte Spiegel.

Bereits 1994, als das Prinzip des Galvanometer-Laserscanners schon bekannt war, wurde das Schutzrecht US 5571430 veröffentlicht, welches eine alternative Kinematik vorschlägt, die speziell dafür entwickelt wurde, um hochfrequente Oszillationen eines Laserstrahls zu erzeugen. Die Erfindung schlägt vor, anstatt von zwei drehbar gelagerten Spiegeln für die Ablenkung in  $x$ - und  $y$ -Richtung, einen runden Spiegel zu verwenden. Dieser Spiegel soll so gelagert sein, dass er einerseits um eine hinter dem Spiegel angeordnete Achse gekippt werden kann, wodurch eine eindimensionale Oszillation erzeugt wird. Andererseits soll der gesamte Spiegel inklusive Kippeinrichtung so drehbar gelagert sein, dass er um die Normale durch den Spiegelmittelpunkt gedreht werden kann. Mithilfe dieser Drehung wird es möglich, die Orientierung der Oszillation auf der Bauteiloberfläche einzustellen. Als Vorteile dieser alternativen Kinematik wurden eine höhere Dynamik, die einfache Regelbarkeit und geringere Kosten genannt.

Eine besondere systemtechnische Lösung für das Elektronenstrahlschweißen wurde von der SLV Halle im Rahmen eines öffentlich geförderten Forschungsvorhabens erarbeitet (DVS 2000). Mit dem Ziel, eine verbesserte Prozessführung für das Elektronenstrahlschweißen mit Zusatzwerkstoff zu entwickeln, wurde eine Schweißanlage mit einer neuen Bahnplanungssoftware ausgestattet. Diese Bahnplanungssoftware gestattete es dem Nutzer, Oszillationsfiguren in einem Zeicheneditor frei aus einzelnen Stützpunkten zusammensetzen, welche während des Schweißens mit einer vorgegebenen Frequenz abgefahren werden. Diese Möglichkeit der Prozessführung wurde als „frei programmierbare Ablenktechnik“ (DVS 2000) bezeichnet. In Experimenten wurde ermittelt, dass die Durchmischung des Schmelzgutes mit Zusatzwerkstoff beim Schweißen eines Bauteils aus Baustahl (S355J2G3; 10.0570) verbessert und die zulegierten Elemente konnten bis in die Schweißwurzel nachgewiesen werden. Weiterhin wurden hochwertige Schweißnähte an einem nicht näher spezifizierten Gusswerkstoff auf Eisenbasis erzeugt, der bisher als nicht schweißgeeignet eingestuft wurde. Als Ausblick wurde in (DVS 2000) der Bedarf nach weiteren For-

schungsarbeiten hinsichtlich der optimalen Gestaltung der Prozessparameter und Ablenkfiguren für andere Werkstoffe postuliert. Begründet wurde dieser Bedarf durch die stark gestiegenen Einflussmöglichkeiten auf den Prozess, welche im Verlauf des Forschungsvorhabens zwar erfolgreich auf konkrete Beispiele angewendet, jedoch in ihren Zusammenhängen noch nicht durchdrungen wurden.

Eine weitere alternative Lösung für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation wurde im Rahmen des Projektes (DVS 2004) erarbeitet. Hierbei handelte es sich um einen Resonanzscanner, der mithilfe eines Piezo-Aktors angeregt wurde. Nachdem ein erstes Funktionsmuster mit direkter, exzentrischer Anlenkung auf der Spiegelrückseite aufgrund von Spiegelverformungen bei den hohen Oszillationsfrequenzen nicht die gewünschten Bestrahlungsergebnisse auf dem Bauteil lieferte, wurde eine zweite Variante mit einer über ein Festkörpergelenk übersetzten Anlenkung entwickelt. Mit diesem Resonanzscanner konnten schließlich Oszillationen von bis zu 2 mm Amplitude bei einer Frequenz von 3710 Hz erzeugt werden, die für weitere Prozessuntersuchungen zur Verfügung standen.

SCHMITT ET AL. (2008) veröffentlichten erstmals systematische Überlegungen dazu, mit welchem System zur Strahlablenkung eine für das Laserstrahl-Mikroschweißen mit Strahloszillation dedizierte Optik ausgestattet sein sollte. Mithilfe der Methode des „House of Quality“ wurden Anforderungen an eine solche Optik zusammengetragen und zur Bewertung unterschiedlicher technischer Lösungen (Polygon-Scanner, piezo-angetriebener Kipp- und Biegespiegel, akusto-optischer Scanner, elektro-optischer Scanner, Galvanometer-Scanner, mikro-elektro-mechanischer Scanner) für die Strahlablenkung genutzt (SCHMITT & PFEIFER 2010). Als Ergebnis der Bewertung wurde das Funktionsprinzip eines mikro-elektro-mechanischen Scanners empfohlen, da ein solcher Scanner in der Lage sein müsste, ausreichend hohe Ablenkwinkel bei hohen Oszillationsfrequenzen ( $\approx 20$  kHz) zu gewährleisten.

POPRAWA ET AL. (2009) griffen dieses Ergebnis auf. Sie analysierten bereits auf dem Markt erhältliche Scannersysteme und stellen theoretische Analysen zur benötigten Scannerdynamik für das Laserstrahl-Mikroschweißen mit Strahloszillation an, mit dem Ziel quantitative Anforderungen an ein neu zu entwickelndes Scannersystem zu



formulieren. Um eine minimal notwendige Oszillationsfrequenz zu begründen, wurde der sogenannte Überlappungsgrad zweier aufeinanderfolgender Perioden eingeführt. Um diesen zu berechnen, mussten zunächst diejenigen Zeitpunkte  $t(\dot{x} = 0, n_p)$  bestimmt werden, an welchen die  $x$ -Komponente der Oszillation Extremwerte annimmt:

$$t(\dot{x} = 0, n_p) = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f} \cdot \left( \cos^{-1} \left( \frac{-v_s}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot A} \right) + n_p \cdot \pi \right) \text{ mit } n_p \in \mathbb{N}_0 \quad (51)$$

Hierin gibt  $n_p$  die Anzahl der verstrichenen Halbperioden an, sodass ungerade Werte von  $n_p$  die Zeitpunkte der Minima und gerade Werte die Maxima der Schwingung in  $x$ -Richtung liefern. Sind nun diese Extrema bekannt, dann lässt sich der Überlappungsgrad  $\ddot{U}$  als Quotient aus dem Abstand zwischen einem Maximum und dem Minimum der darauffolgenden Periode sowie dem Abstand zwischen diesem Maximum und dem Minimum derselben Periode bestimmen (vgl. Bild 14, S. 49):

$$\ddot{U} = \frac{t(\dot{x} = 0, n_p = 0) - t(\dot{x} = 0, n_p = 3)}{t(\dot{x} = 0, n_p = 0) - t(\dot{x} = 0, n_p = 1)} \quad (52)$$

Bild 16 zeigt die anhand von Gleichung (52) bestimmte minimal notwendige Frequenz als Funktion der Amplitude für ausgewählte Überlappungsgrade und zwei Vorschubgeschwindigkeiten in dem nach POPRAWE ET AL. (2009) für das Laserstrahl-Mikroschweißen relevanten Parameterbereich. Um möglichst hohe Überlappungsgrade von mehr als 0,8 zu erzielen, sind demnach für das Laserstrahl-Mikroschweißen Oszillationsfrequenzen von bis über 20 kHz notwendig. Die Analyse zweier kommerzieller Galvanometer-Scannersysteme von POPRAWE ET AL. (2009) zeigte ferner, dass die Forderung nach solch hohen Oszillationsfrequenzen mit dieser Antriebstechnik nicht erfüllbar ist, weshalb alternative Konzepte der Strahlführung notwendig seien. Daneben wurde erstmals über einen regelungstechnisch bedingten Abfall der tatsächlich auf dem Bauteil erreichten Amplitude berichtet, welche mithilfe einer Vier-Quadranten-Photodiode gemessen wurde.

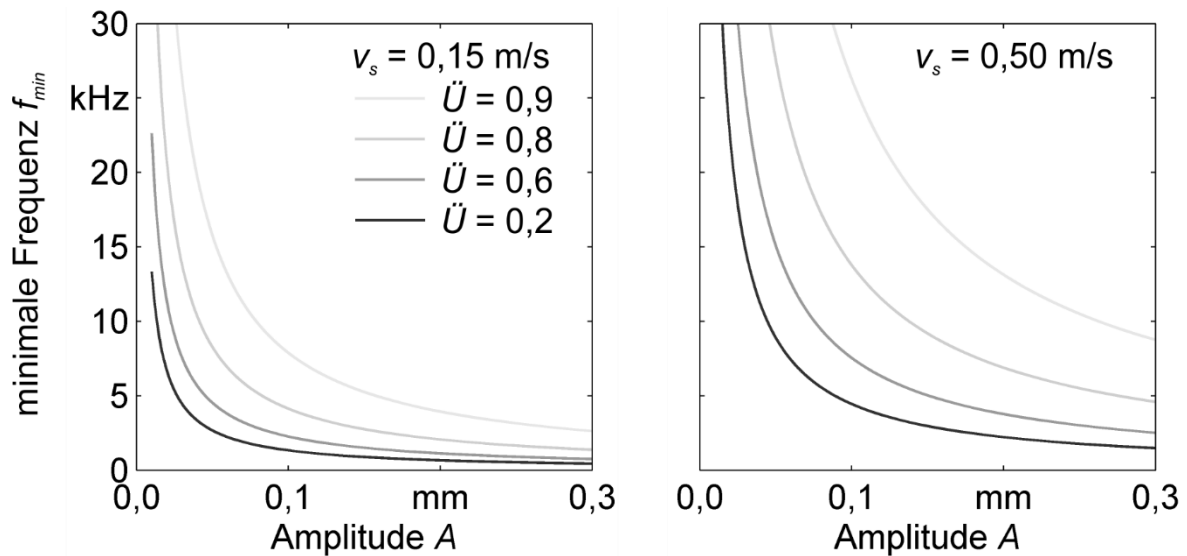


Bild 16: Minimale Frequenzen  $f_{min}$  einer zirkularen Oszillation in Abhängigkeit der Amplitude  $A$  und des Überlappungsgrades  $\ddot{U}$  für zwei unterschiedliche Vorschubgeschwindigkeiten  $v_s$  (in Anlehnung an Poprawe et al. 2009)

Dieser Effekt nahm bei beiden untersuchten Scannersystemen mit zunehmender Frequenz zu, wobei der Abfall bei dem Scanner mit der größeren Apertur (20 mm gegenüber 7 mm) deutlich stärker ausfiel. Motiviert durch die Unzulänglichkeit der untersuchten Galvanometer-Laserscanner und bestärkt durch die Bewertung der unterschiedlichen Strahlableitungsmethoden wurde ein Scannersystem mit einem mikroelektromechanischen 2D-Kippspiegel mit ausreichend hoher Dynamik entwickelt und vorgestellt (POPRAWA ET AL. 2009). Aufgrund der kleinen Abmessungen dieses Spiegels und einer unzureichenden Reflektivität der Spiegelbeschichtung wurde jedoch bereits nach 3 s Bestrahlung mit einem Laserstrahl der Leistung 100 W eine Erwärmung des Spiegels von 120 K gemessen, sodass zunächst weitere Untersuchungen in Aussicht gestellt wurden und eine Übertragung des Antriebskonzeptes auf den Bereich der Makro-Materialbearbeitung fraglich schien.

Ein hochdynamisches, galvanometerbasiertes Scannersystem zur Führung von Grundmode-Laserstrahlung mit einer Leistung von bis zu 4 kW wurde im Rahmen des Verbundvorhabens WELDIMA<sup>5</sup> entwickelt (BMBF 2012, KRAETZSCH ET AL.

<sup>5</sup> BMBF-gefördertes Verbundvorhaben WELDIMA: Untersuchungen zum Schweißen von Mischverbindungen mit brillanten Laserstrahlquellen

2011, STANDFUSS & BEYER 2012, STANDFUSS ET AL. 2010, STANDFUSS ET AL. 2011, KRAETZSCH ET AL. 2011A). Durch die Beschränkung der Spiegelauslenkung auf einen resultierenden Arbeitsbereich von  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  in Verbindung mit besonders effizient gekühlten Galvanometerantrieben und leichten, torsionssteifen Spiegeln konnten mit diesem Scannersystem Oszillationen mit einer Frequenz von bis zu 4 kHz bei einer Amplitude von maximal 0,75 mm ausgegeben werden. Die regelungstechnisch bedingte Dämpfung der Amplitude wurde dem Nutzer über eine grafische Benutzerschnittstelle mitgeteilt, sodass diese bei Bedarf durch manuelle iterative Anpassung der Soll-Werte kompensiert werden konnte. Zudem wurde eine Schnittstelle zum Lasersystem vorgesehen, welche die Synchronizität der örtlichen und einer zeitlichen Leistungsmodulation gewährleistet, wodurch zusätzlich auf den Schweißprozess Einfluss genommen werden konnte.

Eine Optik mit einer ähnlichen Oszillationsfunktion wurde in EURO LASER (2011) vorgestellt, jedoch wurden darin keine Angaben zur Dynamik gemacht.

Einen technologischen Überblick über unterschiedliche Bauformen hochdynamischer Scannersysteme, die allerdings vornehmlich für niedrige Laserleistungen ausgelegt sind, geben die Arbeiten von RÖMER & BECHTOLD (2014) und SCHENK ET AL. (2014).

#### **3.2.4 Werkstofftechnik**

Ein häufiger Grund für den Einsatz der Strahloszillation ist die positive Auswirkung auf das Schweißergebnis bei der Verarbeitung schwer schmelzschweißbarer Werkstoffe und ihrer Mischverbindungen. Folglich existiert eine Vielzahl von Forschungsarbeiten zum Schweißen mit überlagerter Strahloszillation, die einen Bezug zur Werkstofftechnik aufweisen. Ausgewählte Forschungsarbeiten aus diesem Bereich werden im Folgenden vorgestellt.

Über eine der ersten großserientechnischen Anwendungen der Strahloszillation wird von RUBBEN ET AL. (1997) berichtet. Sie nutzten CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung zum Schweißen von Tailored Blanks für den Karosseriebau. Durch die Überlagerung einer sägezahn-

förmigen Oszillationsbewegung mit einer maximalen Amplitude von 1 mm und Frequenzen im Bereich von 0 Hz bis 200 Hz gelang es, Fügespalte von bis zu 0,3 mm im Rahmen der Qualitätsanforderungen dieser Applikation zu überbrücken. Zudem wurden Blechdickenübergänge im Stumpfstoß mit einem Blechdickenverhältnis von bis zu 3 erfolgreich verschweißt, wobei die Glättung des Übergangs durch die Strahloszillation besonders hervorgehoben wurde. Metallurgische Vorteile der mit Strahloszillation erzeugten Schweißnähte wurden in einer Reihe mechanischer Prüfungen unter Beweis gestellt. Ferner belegten Härtemessungen, dass sich die Aufhärtung des Schweißgutes gegenüber dem Grundwerkstoff durch die Strahloszillation reduzieren ließ, woraus eine deutlich höhere Umformbarkeit der Tailored Blanks resultierte.

Den Einfluss der Strahloszillation auf die Ermüdungsfestigkeit von elektronenstrahlgeschweißten Nähten der Titan-Aluminium-Vanadium-Legierung (Ti-6Al-4V; 3.7164) untersuchten BABU ET AL. (2007). Sie belegten in ihren Untersuchungen, dass mithilfe der Strahloszillation die Gefügeausbildung in der Schweißzone so beeinflusst werden konnte, dass der Härtegradient von der Schweißnahtmitte zum Grundwerkstoff deutlich reduziert wurde. Dies gelang ebenfalls durch eine reduzierte Abkühlgeschwindigkeit des Schweißgutes. Eine Erklärung für diese Beobachtung lieferten Transmissions-Elektronen-Mikrogramme, in welchen gröbere Körner als Indiz für die langsamere Abkühlung im Falle der Strahloszillation nachgewiesen wurden.

Auch das Schutzrecht EP 2191926B1 beinhaltet den Ansatz, die Temperaturführung bei der Erstarrung des Schweißgutes durch Verwendung der Strahloszillation so einzustellen, dass die gewünschten metallurgischen Eigenschaften resultieren. Im Speziellen erwähnt das Patent als Anwendung das Schweißen von kohlenstoffreichen Stählen für Schienen, welche primär bainitisch erstarren sollen.

Ein weiterer potenzieller Anwendungsfall der Oszillationstechnik ist das Schweißen von zinkhaltigen Legierungen, was beispielsweise von SCHMITT ET AL. (2008) untersucht wurde. In dieser Arbeit wurden optische Faser-Arrays aus Neusilber (CW409J; 2.0740) mit dem Laserstrahl verschweißt. Durch den Einsatz von Grundmode-Laserstrahlung war es möglich, ausreichend stark zu fokussieren, um in die hochreflektive

Legierung sicher einzusteichen und das Tiefschweißregime reproduzierbar aufrecht zu erhalten. Durch die Überlagerung der Vorschubbewegung mit einer Strahloszillation konnten die für zink- und kupferhaltige Legierungen typischen Schmelzeauswürfe (HESS ET AL. 2011, HEIDER ET AL. 2011, GU 2010, GU & SHULKIN 2010, LOEFFLER ET AL. 2010, MILBERG & TRAUTMANN 2009, BLEY ET AL. 2007, LIEBL ET AL. 2014) reduziert werden, was sich in einer Verringerung des Mittenrauwertes  $R_a$  der Schweißnahtoberraupe von 5  $\mu\text{m}$  auf 2,5  $\mu\text{m}$  äußerte.

Auch im Verbundvorhaben CuBriLas<sup>6</sup> (BMBF 2012A) wurde örtlich modulierte Grundmode-Laserstrahlung ( $P < 400 \text{ W}$ ,  $f < 1 \text{ kHz}$ ,  $A < 0,5 \text{ mm}$ ) zum Schweißen von Kupferlegierungen genutzt. Es wurde analysiert, in welchen Grenzen unter den gegebenen systemtechnischen Randbedingungen durch die Strahloszillation auf die Schweißnahtgeometrie eingewirkt werden konnte. Dabei zeigte sich, dass die Schweißnahtbreite mit zunehmender Oszillationsamplitude zu Lasten der Einschweißtiefe erhöht werden konnte, wobei das gesamte aufgeschmolzene Werkstoffvolumen und damit auch die Prozesseffizienz<sup>7</sup> stieg. Zwischen der Oszillationsamplitude und der im Scherzugversuch ermittelten maximalen Zugkraft wurde ein linearer Zusammenhang festgestellt, solange die Einschweißtiefe durch die Strahloszillation nicht so weit reduziert wurde, dass keine zuverlässige Anbindung zwischen den beiden überlappenden Fügepartnern mehr stattfand. Zudem wurde wie in den theoretischen Arbeiten von MAHRLE & BEYER (2007A) und MAHRLE & BEYER (2007B) darauf hingewiesen, dass auf ein adäquates Verhältnis von Oszillationsfrequenz und Vorschubgeschwindigkeit zu achten sei. Denn wird dieses Verhältnis zu klein gewählt, sodass keine ausreichende Überlappung zweier aufeinanderfolgender Oszillationen gewährleistet wird, dann kommt es im Überlappstoß nicht mehr zu einer durchgängigen Anbindung und die Verbindungsfestigkeit fällt stark ab.

---

<sup>6</sup> BMBF-gefördertes Verbundvorhaben CuBriLas: Laserstrahlschweißen von Kupferbauteilen mit brillanten Strahlquellen im infraroten und grünen Wellenlängenbereich

<sup>7</sup> Das aufgeschmolzene Werkstoffvolumen, gemessen an der Schweißnaht-Querschnittsfläche im Schliffbild, kann insofern als Maß für die Prozesseffizienz verstanden werden, als dass davon ausgegangen werden kann, dass zum Schmelzen eines größeren Werkstoffvolumens ein höherer Strahlungsanteil in den Werkstoff eingekoppelt werden muss (DAUB ET AL. 2010).

Weitere Forschergruppen widmeten sich dem Themenkomplex der Erstarrungsrisse und nutzten die Strahloszillation, um die Temperaturzyklen des Schweißgutes während der Erstarrung zu manipulieren.

CHOI ET AL. (2010) oszillierten den Strahl eines Scheibenlasers ( $P = 1,9$  kW) mit niedrigen Frequenzen im Bereich von 5 bis 20 Hz und einer Amplitude von 1 mm und 2 mm beim Schweißen ( $v_s = 0,05$  m/s) der rissanfälligen Aluminium-Legierung AlMg5,5Cu0,3 (AA5023) im Wärmebehandlungszustand T4. Um einen Vergleich der Erstarrungsrisssgefährdung ziehen zu können, kam eine spezielle, trapezförmige Schweißprobe (MATSUDA & NAKATA 1982) zum Einsatz, bei welcher die Querkraft auf die Schweißnaht während der Abkühlung der Nahtnebenbereiche geometriebedingt kontinuierlich abnimmt, sodass die Risslänge in der Probe als Messgröße für die Neigung zur Erstarrungsrisssbildung dienen kann. Experimentell wurde nachgewiesen, dass Erstarrungsrisse bei gleichbleibender Streckenenergie, jedoch geeigneter Wahl der Oszillationsfrequenz, vollständig eliminiert werden konnten.

Auch die Autoren des Berichtes DVS (2009) widmeten sich einer auf Strahloszillation basierenden Strategie zur Vermeidung von Erstarrungsrisen. Die hochfrequente Strahloszillation wurde genutzt, um nach dem eigentlichen Schweißprozess gezielt die Nahtnebenbereiche zu erwärmen, ohne diese aufzuschmelzen, wodurch die nach dem Schweißen in der Naht verbleibenden Längszugeigenspannungen verringert werden sollten. Dieser Ansatz wurde erfolgreich sowohl auf Elektronenstrahl- als auch auf Laserstrahlschweißnähte aus einem hoch- (X8CrMnNi19-6-3; 1.4376) und einem niedriglegierten Stahlwerkstoff (S355J2+N; 1.0577) angewendet, wobei die gemessenen Längszugeigenspannungen um bis zu 70 % unter denen des konventionellen Prozesses ohne diese Form der nachträglichen Wärmebehandlung lagen.

Einen weiteren Forschungsschwerpunkt im Kontext der Strahloszillation bildet die elektrische Kontaktierung von Aluminium- und Kupferleitern für Anwendungen in der Elektrotechnik und der Elektronik.

Bereits 2007 berichteten GEDICKE ET AL. (2007) über das Fügen von dünnen Blechen aus Aluminium und Kupfer im Überlappstoß. Bei weitgehend konstanten Prozessparametern ( $f = 1$  kHz,  $v_s = 0,166$  m/s,  $P = 60$  W) untersuchten sie den Einfluss der

Oszillationsamplitude auf die Vermischung der beiden artungleichen Metalle anhand von Mikroschliffen und stellten fest, dass die Vermischung bei größeren Amplituden (0,2 mm und 0,3 mm) geringer ausfiel als bei kleineren, was sich in einer geringeren Anzahl von Poren und Rissen äußerte. Eine Erklärung für diese Beobachtung wurde anhand von einer Betrachtung der Überlappungsgrade (vgl. Gleichung (52), S. 53) gegeben. Denn während bei einer Amplitude von 0,2 mm die Oszillationstrajektorie noch einen Überlappungsgrad von 0,47 aufweist, findet bei einer Amplitude von 0,1 mm gar keine Überlappung mehr statt ( $\ddot{U} = -0,51$ ). Die Autoren schlossen deshalb darauf, dass geringere Überlappungsgrade sich in einer höheren Schmelzbaddynamik äußerten, welche wiederum eine stärkere Vermischung der beiden Werkstoffe zur Folge habe.

Weitergehende Untersuchungen der Mischverbindung zwischen Aluminium (Al99,5; EN AW 1050; 3.0255) und Kupfer (CU-OF; CW 008A; 2.0040) wurden im Rahmen des Verbundvorhabens WELDIMA<sup>5</sup> (BMBF 2012) angestellt und von KRAETZSCH ET AL. (2011), KRAETZSCH ET AL. (2011A), STANDFUSS & BEYER (2012), STANDFUSS ET AL. (2010) sowie STANDFUSS ET AL. (2011) publiziert. Energiedispersive Röntgenspektroskopien (EDX) von Schweißnahtquerschliffen der artungleichen Mischverbindung zeigten im Gegensatz zu den Untersuchungen von GEDICKE ET AL. (2007), dass mit zunehmender Oszillationsamplitude die nach der Erstarrung verbleibende Durchmischung der beiden Werkstoffe in der Fügezone deutlich zunahm. Gleichzeitig wurde beobachtet, dass die Anzahl der gemessenen Poren im Überlappstoß bei einer Amplitude von 0,9 mm vergleichsweise hoch war, wohingegen eine Schweißnaht, die mit einer Oszillationsamplitude von 0,4 mm und sonst identischen Prozessparametern ( $P_L = 2$  kW,  $v_s = 0,067$  m/s,  $f = 2500$  Hz) gefertigt wurde, nahezu porenfrei war. Zudem lieferten Quersugsversuche von stumpf verschweißten Proben den Beweis dafür, dass neben den Oszillationsparametern die laterale Position der Oszillationstrajektorie in Bezug zur Fügestelle einen erheblichen Einfluss auf die Elementverteilung in der Schweißnaht einerseits und die resultierenden mechanischen Eigenschaften der Verbindung andererseits hatte. Denn je stärker die Vermischung der beiden Werkstoffe ist, desto größer ist der Anteil der intermetallischen Phasen im erstarrten Gefüge, welche die Sprödigkeit erhöhen und die Zugfestigkeit senken. Die

höchsten Festigkeiten von etwa 80 % des Grundwerkstoffniveaus des Reinaluminiums (Al99,5; EN AW 1050; 3.0255) und die geringsten Streuungen wurden demnach an Proben erreicht, bei welchen die Oszillationstrajektorie um die Breite einer Oszillationsamplitude in Richtung des Aluminiumbleches verschoben war. Dies hatte zur Folge, dass der Fügepartner aus Kupfer nur noch in sehr geringem Maße aufschmolz, wodurch in der Fügefläche ein durchgängiger, gleichmäßig dicker Saum der intermetallischen Phase  $\text{Al}_2\text{Cu}$  entstand, sonst jedoch kaum Kupfer im Schweißgut nachgewiesen werden konnte.

MEHLMANN ET AL. (2013) nutzten das Schweißen mit räumlicher Leistungsmodulation zur elektrischen Kontaktierung von Lithium-Ionen-Batterien. Hierzu galt es, dünne Ableiterfolien der Kupferlegierung (CuSn6; CW452K; 2.1010) mit einer Dicke von 200  $\mu\text{m}$  auf den Pol einer Rundzelle aus nickelplatiertem Baustahl (St14O3; 1.0338) aufzuschweißen. Über eine vergrößerte Anbindungsfläche konnte die Scherzugfestigkeit der Verbindung gegenüber Schweißverbindungen ohne Strahloszillation gesteigert werden, wobei auch in dieser Anwendung größere Oszillationsamplituden und höhere Laserleistungen tendenziell zu breiteren Anbindungen führten. Eine vergleichende Messung des Übergangswiderstandes an der Kontaktstelle führte zu keiner eindeutigen Aussage über Vor- oder Nachteile des Einsatzes der Strahloszillation. Insbesondere die Möglichkeit, eine breite Schweißnaht gleichmäßig geringer Tiefe zu erzeugen, wurde als Vorteil der Verfahrensvariante im Kontext dieser Anwendung erkannt. Denn durch die breite, jedoch wenig tiefe Schweißnahtgeometrie wurde zuverlässig verhindert, dass zu tief in den Batteriepol eingeschweißt wurde, wodurch die Batterie thermisch hätte geschädigt werden können.

Ebenfalls motiviert durch eine Anwendung aus der Batterietechnik, entwickelten SOLCHENBACH und PLAPPER ein neues, auf der Strahloszillation basierendes Fügeverfahren – das sogenannte Laserstrahl-Schweißlöten (engl. laser braze-welding) (SOLCHENBACH & PLAPPER 2012, SOLCHENBACH & PLAPPER 2013A, SOLCHENBACH & PLAPPER 2013B, PLAPPER ET AL. 2013). Dieses Verfahren verbindet Erkenntnisse, die auch die beiden zuvor genannten Forschergruppen erlangten, um eine bestmögliche Kontaktierung von Aluminium- und Kupferfolien im Überlappstoß herstellen zu



können. Zum einen wird die Strahloszillation dabei erneut genutzt, um das Aspektverhältnis der Schweißnaht zu verringern, sodass eine möglichst breite und damit feste und gut leitende Anbindung entsteht. Zum anderen gewährleistet das Verfahren – bei Wahl geeigneter Prozessparameter – ein nur minimales Anschmelzen der Oberfläche der unten positionierten Kupferfolie. Damit wird gewährleistet, dass nahezu keine Durchmischung der artungleichen Werkstoffe, sondern lediglich eine durchgängige intermetallische Schicht geringer Dicke ( $\approx 5 \mu\text{m}$ ) in der Fügefläche entsteht, welche die Festigkeit nur geringfügig beeinträchtigt.

#### 3.2.5 Prozesstechnik

Neben den bisher erwähnten Arbeiten zur System- und zur Werkstofftechnik wurden weitere mit einem Schwerpunkt in der Prozesstechnik veröffentlicht. Diese beinhalten ausschließlich Ergebnisse experimenteller Untersuchungen und konzentrieren sich vornehmlich auf das Schweißergebnis und nicht auf den Prozessverlauf. Simulative Ansätze zum Thema Strahloszillation sind bis heute nicht bekannt.

THIEL ET AL. (2012) und THIEL ET AL. (2013) widmeten sich dem Einfluss der Strahloszillation auf die Energieeffizienz des Schweißprozesses und auf die Anfälligkeit gegenüber einer Veränderung der Fokuslage. Dabei stellten sie fest, dass sowohl die Einschweißtiefe als auch die Energieeffizienz (gemessen an der aufgeschmolzenen Querschnittsfläche) bei gleichen Schweißparametern durch die Strahloszillation gesteigert werden konnte. Um eine Vergleichbarkeit der beiden Fälle mit und ohne Oszillation sicherzustellen, wurde der Fokusdurchmesser des Laserstrahls für das Schweißen ohne Strahloszillation so groß gewählt, dass dessen Durchmesser der Breite der durch die Strahloszillation überstrichenen Breite entsprach. Als mögliche Ursache für die bessere Energienutzung beim Schweißen mit Strahloszillation wurde ein aufgrund der höheren Intensität höherer Einkoppelgrad in der Dampfkapillare mit einem höheren Aspektverhältnis genannt. Auch bei einer um bis zu 25 % geringeren Laserleistung konnte durch die Strahloszillation die gleiche Schweißnaht-Querschnittsfläche erzeugt werden (THIEL ET AL. 2012, THIEL ET AL. 2013). Zudem wurde eine deutlich geringere Sensitivität der resultierenden Schweißnahtgeometrie gegenüber einer Fokuslagenverschiebung beim Schweißen mit

Strahloszillation nachgewiesen, wobei die Erklärung dafür in einem konvektiven Energietransport durch die Schmelzeströmung vermutet wurde, welcher Wärme in tiefere Regionen des Bauteils transportiert.

Daneben befasste sich eine Vielzahl von Veröffentlichungen mit den Möglichkeiten der Beeinflussung der Schweißnahtgeometrie. Dabei war in den meisten Fällen die Steigerung der Anbindungsbreite bei der Anfertigung von Überlappstößen Ziel der Untersuchung. Eindeutig wurde in einer Reihe unterschiedlicher Arbeiten nachgewiesen, dass sich die Schweißnahtbreite mit zunehmender Oszillationsamplitude (quer zur Vorschubrichtung) steigern lässt (ALBERT ET AL. 2013, BMBF 2012A, MARTUKANITZ ET AL. 2005). Eine eindeutige oder allgemeingültige Aussage darüber, ob die Schweißnahttiefe beim Einsatz der Strahloszillation zu- oder abnimmt und in welchen Grenzen eine Schweißnahtverbreiterung möglich ist, ist den genannten Arbeiten nicht zu entnehmen. Ein erster Lösungsansatz hierfür wurde von SCHWEIER ET AL. (2011) vorgestellt. Hierin wird die Schweißnahtgeometrie auf Basis von rein geometrischen Überlegungen und unter Vernachlässigung der Wärmeleitung prognostiziert und es wurde ein Vorgehen vorgestellt, mit welchem anhand von Regressionsmodellen auf die minimal nötige Oszillationsfrequenz bei sonst gegebenen Oszillations- und Schweißparametern geschlossen werden kann. Weitere Überlegung zur Einflussnahme auf den Prozess durch die Strahloszillation adressiert das Schutzrecht US 4,644,126. Aus der Möglichkeit, die Schweißnahtgeometrie so zu beeinflussen, dass sich die Nahtflanken bei der Durchschweißung eines Bleches nahezu parallel ausbilden, wurde unter Vernachlässigung des zeitlichen Verlaufs der Schweißnahterstarrung die Schlussfolgerung gezogen, dass keine lokalen Temperaturgradienten in Blechdickenrichtung auftreten dürften. Hierin erkannte der Erfinder einen wesentlichen Vorteil, denn der Winkelverzug einer geschweißten Blechbaugruppe korreliert direkt mit der Stärke dieser Temperaturgradienten.

Einen weiteren wichtigen Untersuchungsgegenstand bildete die Frage, inwiefern sich die engen Prozessgrenzen des Laserstrahlschweißens in Bezug auf die geringe Überbrückbarkeit von Fügespalten (POPRAWA 2005, S. 264) erweitern lassen. Die an dieser Frage arbeitenden Forscher sind sich einig, dass die Spaltüberbrückbarkeit mithilfe der Strahloszillation prinzipiell gesteigert werden kann. Von BEREND ET AL.

(2005) und in DVS (2004, S. 64 f.) wurde am Beispiel von Stahlblechen experimentell nachgewiesen, dass Spalte von bis zu 0,4 mm Breite bei Stumpfstoßschweißungen ohne die Zuhilfenahme von Zusatzwerkstoff fehlerfrei überbrückt werden konnten. Eine Erklärung zur Wahl geeigneter Prozessparameter wurde allerdings nicht gegeben. In DVS (2012) wurde die Robustheit des Laserstrahlschweißens mit Strahloszillation und Zusatzwerkstoff umfassend untersucht, indem Fehlpositionierungen des Laserstrahls, des Schweißdrahtes, des Fügespaltens in Bezug zum Draht und zum Laserstrahl sowie die Spaltweite als mögliche Toleranzen experimentell berücksichtigt wurden. Hierbei zeigte sich, dass die Position des Fügespaltens in Bezug zum Laserstrahl und zum Zusatzdraht der kritischste Parameter für die Spaltüberbrückbarkeit ist und dass die zulässigen Toleranzfeldbreiten mit zunehmender Spaltweite stark sinken. Eine alternative Art der Prozessführung für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation unter Verwendung von Zusatzwerkstoff wurde im Schutzrecht EP 0889769B1 vorgeschlagen. Als Vorteil wird darin genannt, dass durch die Strahloszillation ein längeres Schmelzbad hinter der Prozesszone erzeugt werden kann, wodurch es möglich wird, den Zusatzdraht hinter dem Laserstrahl anzuordnen und stechend von hinten in das nachlaufende Schmelzbad zuzuführen. Dabei soll die Oszillationstrajektorie so gewählt werden, dass der Laserstrahl den Zusatzdraht nicht überstreicht, um ein Abdampfen der zuzuführenden Legierungselemente zu verhindern. Durch die Dynamik der oszillatorischen Bewegung im Schmelzbad kann trotz des fehlenden direkten Kontaktes zwischen Laserstrahl und Schweißdraht eine gute Durchmischung von Grund- und Zusatzwerkstoff sichergestellt werden. Eine andere Stoßkonfiguration – die Stirnkehlnaht – wurde von MÜLLER ET AL. (2014), MÜLLER & GOECKE (2013) sowie ALBERT ET AL. (2013) untersucht. Auf Basis eines geometrischen Modells des Fügestoßes mit Spalt wurden geeignete Oszillationsparameter vorhergesagt und ihre Eignung in Schweißungen an Proben mit unterschiedlicher Spaltweite nachgewiesen. Eine praktische Anwendung in der Automobil-Karosserie-fertigung wird in TRUMPF (2013) in Aussicht gestellt, wobei eine Massereduktion aufgrund der möglichen Änderung der Stoßgeometrie von einem Überlapp- zu einem Stirnkehlnahtstoß als Vorteil der Verfahrensvariante benannt wird.

Neben Untersuchungen zur Steigerung der Spaltüberbrückbarkeit wurden auch eine Reihe von Arbeiten zum Einfluss der Strahloszillation auf die Ausbildung von Nahtfehlern und zu der damit verbundenen Schweißnahtqualität publiziert. BEREND ET AL. (2005) zeigten, dass die mit steigender Vorschubgeschwindigkeit zunehmende Oberflächenrauigkeit beim Laserstrahlschweißen der Aluminiumlegierung AlMg<sub>4,5</sub>Mn<sub>0,4</sub> (EN AW-5182; 3.3549) durch eine sinusförmige Strahloszillation mit einer Frequenz von 1500 Hz nahezu eliminiert werden konnte. Diese Erkenntnis bestätigen (ALBERT ET AL. 2013). Eine weitere bekannte Fehlerquelle beim Laserstrahlschweißen, insbesondere von Aluminium-Legierungen, ist die Bildung von Poren. MARTUKANITZ ET AL. (2005) nutzten ein quantitatives Maß zur Bewertung der Porenbildung, indem sie die Anzahl der auf Röntgenbildern ersichtlichen Poren in Schweißnähten der Aluminiumlegierung AlMg<sub>1</sub>Si<sub>0,8</sub>CuMn (EN AW6013; 3.0615) zählten. Bei den von ihnen untersuchten niedrigen Vorschubgeschwindigkeiten von 1 bis 2 m/min konnte eindeutig ermittelt werden, dass die Anzahl der Poren sowohl mit zunehmender Oszillationsfrequenz als auch mit zunehmender Schweißgeschwindigkeit abnahm. BEREND ET AL. (2005) führten eine ähnliche Untersuchung an der Legierung AlMg<sub>4,5</sub>Mn<sub>0,4</sub> (EN AW-5182; 3.3549) durch. Als Maß für die Porosität verwendeten sie die aus Längsschliffen messbare Porenfläche und die durchschnittlichen Durchmesser der Poren. Die Versuche wurden bei wesentlich höheren Schweißgeschwindigkeiten zwischen 10 m/min und 12 m/min und unter Variation der Oszillationsfrequenz durchgeführt. Zwar konnte die kumulierte Porenfläche durch die Anwendung der Strahloszillation deutlich reduziert werden, jedoch war weder die beobachtete Abhängigkeit der Porenfläche von der Oszillationsfrequenz noch die von der Vorschubgeschwindigkeit streng monoton. Einen eindeutigen Einfluss auf den mittleren Porendurchmesser konnten die Autoren nicht nachweisen. Einen positiven Einfluss der Strahloszillation auf chaotische Einschweißtiefe-Variationen bei der Verwendung von stark fokussierter Grundmode-Strahlung benannten BEYER ET AL. (2012) als weiteren Vorteil der Strahloszillation. Eine umfassende Untersuchung hierzu präsentierten REITER ET AL. (2009). Durch automatische Vermessung der Einschweißtiefe in mikroskopischen Aufnahmen von Längsschliffen wurde ge-

zeigt, dass die Schwankung der Einschweißtiefe mit zunehmender Oszillationsamplitude sinkt. Auch der Einfluss der Oszillationsfrequenz wurde untersucht, wobei zunächst eine deutliche Reduzierung der Einschweißtiefe-Schwankungen bis zu einer Frequenz von 1000 Hz ausgemacht wurde. Ab diesem lokalen Minimum stiegen die Schwankungen in Richtung höherer Frequenzen wieder an. Ein Erklärungsvorschlag für diese Beobachtung wurde nicht gegeben.

### 3.3 Simulation des Laserstrahlschweißens

#### *Überblick*

Die bis heute veröffentlichten Arbeiten zur Simulation des Laserstrahlschweißens und verwandter Laser-Materialbearbeitungsverfahren sind sehr zahlreich und vielfältig. Ein umfassender Überblick über die Vielzahl an Forschungsarbeiten würde den Rahmen dieses Abschnittes sprengen. Deshalb wird nach einer Einführung in die Laserstrahl-Schweißsimulation an dieser Stelle darauf verzichtet, eine möglichst umfassende Darstellung bisheriger Forschungsarbeiten zu liefern. Stattdessen werden Erklärungen zu den für diese Arbeit grundlegenden Modellierungsansätzen vermittelt. Im Einzelnen sind dies die Temperaturfeldberechnung mithilfe einer äquivalenten Ersatzwärmequelle, das Dampfkapillarmodell von SCHULZ (1999) und die hybride Modellierung nach PFEIFFER (2010). Für einen ausführlichen Überblick über Forschungsarbeiten zur thermischen Simulation des Laserstrahlschweißens bis zum Jahr 2002 sei auf das Review von MACKWOOD & CRAFER (2005) verwiesen. Eine übersichtliche Zusammenstellung von simulativen Arbeiten bis einschließlich 2003 findet sich auch in DOWDEN (2009, S. 239 ff.). Einige ausgewählte Vertreter neuerer Arbeiten und ihre Einordnung bezüglich der modellierten physikalischen Effekte und der jeweiligen Lösungsmethode zeigt die Tabelle 5. Die Zusammenstellung verdeutlicht, dass die Wärmeleitung durch Konduktion in nahezu allen Modellen berücksichtigt wird. Den reinen Wärmeleitungsmodellen, welche üblicherweise eine Kalibrierung anhand von experimentellen Daten erfordern, stehen solche gegenüber, die schon die Strahl-Stoff-Wechselwirkung mit einbeziehen, um den korrekten Energieeintrag in das Kontinuum zu ermitteln.

### 3 Stand der Technik und Wissenschaft

	Absorption	Wärme-transport	Gas-dynamik	Schmelze-dynamik	Phasenübergänge	Lösungs-methode
	FRESNEL-Absorption Mehrfachreflexionen Dampf- und Plasmaabsorption Temperatur-Abhängigkeit der optische Eigenschaften	Konduktion Konvektion Enthalpien	Bernoulli-Effekt Druckwellen	MARANGONI-Konvektion Temperatur-Abhängigkeit der Strömungseigenschaften	Schmelzen und Erstarren Verdampfen und Kondensieren Phasenübergreifender Massenstrom Ablationsdruck	FEM: Finite-Elemente-Methode FVM: Finite-Volumen-Methode sonst.: sonstiges num. Verfahren
(OTTO & SCHMIDT 2010)	● ● ● ●	● ● ●	● ●	● ●	● ● ● ●	FVM
(DAUB 2012)	● ○ ○ ○	● ● ●	○ ○	● ●	● ○ ● ○	FEM
(PFEIFFER 2010)	● ● ● ○	● ● ●	● ●	● ○	● ● ● ●	sonst./FEM
(SCHULZ 1999)	● ● ● ○	● ● ●	● ●	● ○	● ● ● ●	sonst.
(AUER 2004)	○ ○ ○ ○	● ● ○	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	FEM
(BACHMANN ET AL. 2014)	● ● ● ○	● ● ●	○ ○	● ●	● ● ● ●	FVM
(BENDAOU ET AL. 2014)	○ ○ ○ ○	● ● ●	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	FEM
(CHANG 2000)	● ● ○ ○	● ○ ○	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	sonst.
(COURTOIS ET AL. 2013)	● ● ● ●	● ● ●	○ ○	○ ●	● ● ● ●	FVM
(DOYNOV ET AL. 2007)	○ ○ ○ ○	● ○ ○	○ ○	○ ○	● ○ ○ ○	FEM
(GERY ET AL. 2005)	○ ○ ○ ○	● ○ ●	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	FEM
(KARKHIN ET AL. 2007)	○ ○ ○ ○	● ○ ○	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	FEM
(KOTSEV 2010)	○ ○ ○ ○	● ● ●	○ ○	● ●	● ● ● ●	FEM
(LOREDO ET AL. 2002)	○ ○ ○ ○	● ● ●	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	sonst.
(PAPADAKIS 2008)	○ ○ ○ ○	● ● ●	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	FEM
(PITTNER ET AL. 2010)	○ ○ ○ ○	● ○ ○	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	num.
(RAI ET AL. 2006)	● ● ● ○	● ● ●	○ ○	● ○	● ● ● ●	FVM
(ROMOLI ET AL. 2013, FRANCO ET AL. 2014)	○ ○ ○ ○	● ○ ○	○ ○	○ ○	○ ○ ○ ○	sonst.
(VOLPP & VOLLERTSEN 2013)	● ● ● ○	○ ○ ●	○ ○	○ ○	● ● ○ ●	sonst.
(XU ET AL. 2011)	● ● ● ○	● ○ ●	○ ○	○ ○	● ● ○ ○	sonst./FEM

●: berücksichtigt ○: teilweise berücksichtigt ○: nicht berücksichtigt (keine Aussage)

Tabelle 5: Vergleich aktueller Forschungsarbeiten zur Simulation des Laserstrahlschweißens anhand der nach OTTO & SCHMIDT (2010) auftretenden physikalischen Effekte und der verwendeten Lösungsverfahren (Finite-Elemente-Methode (FEM), Finite-Volumen-Methode (FVM) oder sonstiges numerisches Verfahren (sonst.))

Diese Modelle sind jedoch klar in der Minderheit und müssen meist starke Vereinfachungen treffen, um mit der Finite-Elemente-Methode (FEM) oder sonstigen numerischen Verfahren (sonst.) simuliert werden zu können. Weitere Effekte, wie die Gas- und die Schmelzedynamik oder die Phasenübergänge, bleiben meist gänzlich unberücksichtigt. Alle Modelle, die diese Effekte in gekoppelter oder ungekoppelter Form

einbeziehen, basieren auf der Finite-Volumen-Methode (FVM) und benötigen vergleichsweise lange Rechenzeiten.

#### *Einführung in die Schweißsimulation*

Eine grundlegende Klassifizierung hinsichtlich der untersuchten Zielgrößen in die drei Klassen Prozess-, Struktur- und Werkstoffsimulation schlug RADAJ (2002, S. 3) vor. Zudem stellte er die Kopplung der Klassen durch die Angabe der dazu benötigten Informationen dar (vgl. Bild 17).

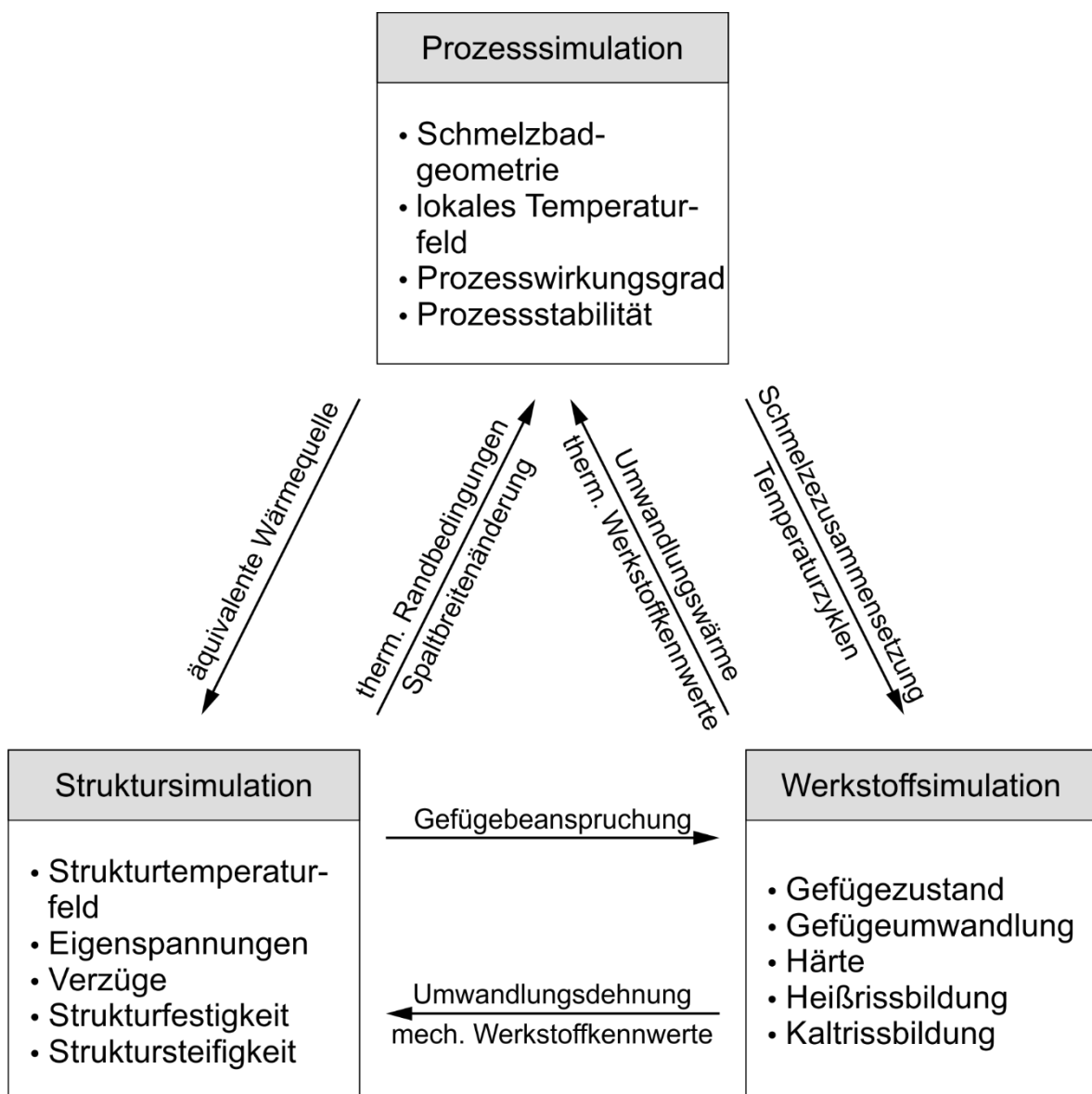


Bild 17: Teilmodelle der Schweißsimulation und ihre jeweils relevanten physikalischen Effekte (in Anlehnung an RADAJ 2002, S. 3)

Das oftmals nach dem Konzept der äquivalenten Ersatzwärmequelle prognostizierte Temperaturfeld ist Grundlage der Struktursimulation. Ausgehend davon zielt diese darauf ab, die Wirkung der thermischen Dehnungen in Form von Eigenspannungen und Verformungen vorherzusagen. Sind die Eigenspannungen und Verformungen bekannt, dann ist es möglich, ihre Auswirkung auf die Strukturfestigkeit und -steifigkeit zu berücksichtigen. Die Werkstoffsimulation hingegen befasst sich mit den metallurgischen Werkstoffeigenschaften und -phänomenen und dabei insbesondere mit der Auswirkung des Wärmeeintrags aus dem Schweißprozess auf eben diese. Dabei wird versucht, durch die Anwendung geeigneter Werkstoffmodelle den aktuellen Gefügestand, mögliche Gefügestandumwandlungen und gegebenenfalls die Bildung von temperaturbedingten Heißrissen oder wasserstoffbedingten Kaltrissen (WOLF 2006, S. 3) zu prognostizieren. Während die thermischen Dehnungen als Produkt der Struktursimulation die Eingangsgröße zur Vorhersage der Rissbildung in der Werkstoffsimulation sein können, kann die Werkstoffsimulation beispielsweise zusätzliche Dehnungsanteile aus der Gefügestandumwandlung oder gefügestandbedingte Veränderungen der mechanischen Kennwerte an die Struktursimulation zurückspielen. Die Prozesssimulation bezieht die Interaktion von Laserstrahlung und Werkstoff mit ein. Zu typischen Zielgrößen der Prozesssimulation zählt die Dampfkapillargeometrie (vgl. Abschnitt 3.3.2) sowie das lokale Temperaturfeld, welches unter anderem die Schmelzbadgeometrie bestimmt. Energetische Betrachtungen zum absorbierten Leistungsanteil und zum Ort der Leistungsabsorption stellen weitere Betrachtungsschwerpunkte der Prozesssimulation dar. Sie kann über die Temperaturzyklen des Schweißgutes mit der Werkstoffsimulation verknüpft werden, die wiederum eine Energiefreisetzung bei der Gefügestandumwandlung zurückliefern kann, welche als Quellterm in die Berechnung der Temperaturvorhersage eingeht und deren Genauigkeit steigert. Im Zusammenspiel mit der Struktursimulation können geometrische Änderungen des Werkstückes, z. B. als Folge von Verzug, in der Prozesssimulation berücksichtigt werden. Außerdem ist es möglich, die in der Struktursimulation übliche äquivalente Ersatzwärmequelle anhand des lokalen Temperaturfeldes aus der Prozesssimulation zu kalibrieren, wie es im Rahmen der vorliegenden Arbeit vorgeschlagen wird (vgl. Abschnitt 7.2.2, S. 124 ff.).



### 3.3.1 Temperaturfeldberechnung

Eine häufige Zielsetzung der Schweißsimulation ist die Berechnung des aus dem Schweißprozess resultierenden Temperaturfeldes. Um dieses Temperaturfeld bestimmen zu können, muss die in Gleichung (53) angegebene, allgemeine partielle Wärmeleitungs-Differenzialgleichung (POPRAWA 2005, S. 41, PITTNER ET AL. 2010) nach der örtlich und zeitlich veränderlichen Temperatur  $T(x, y, z, t)$  gelöst werden:

$$\rho_m(T) \cdot c_p(T) \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(-\lambda_{th}(T) \cdot \Delta T) = q_{th}(x, y, z) \quad (53)$$

Darin enthalten sind die Dichte  $\rho_m$ , die spezifische Wärmekapazität  $c_p$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{th}$  des Werkstoffs sowie die eingebrachte Wärmestromdichte  $q_{th}$ . Um diese Differenzialgleichung (DGL) unter Berücksichtigung temperaturabhängiger Werkstoffkennwerte lösen zu können, wird üblicherweise die FEM eingesetzt (RADAJ 2002), wodurch das Anfangsrandwertproblem zeitlich und örtlich diskretisiert wird. Dabei müssen zwei unterschiedliche Formen des Modellaufbaus unterschieden werden. Wird die örtliche (gegebenenfalls auch die zeitliche) Verteilung der Wärmestromdichte  $q_{th}$  in Form einer äquivalenten Ersatzwärmequelle vorgegeben, so kann unter Annahme eines Ausgangstemperaturfeldes auf das resultierende Temperaturfeld geschlossen werden. Der Quellterm stellt in diesem Fall eine V.-NEUMANN-Randbedingung dar. Ist der Quellterm hingegen unbekannt, dann muss zur Lösung der DGL eine alternative Randbedingung vorgegeben werden. Dies kann z. B. wie von PFEIFFER (2010, S. 78) vorgeschlagen in Form einer DIRICHLET-Temperaturrandbedingungen auf der Dampfkapillar-Oberfläche erfolgen (vgl. Abschnitt 3.3.3). Die örtliche Verteilung der Wärmestromdichte  $q_{th}$  ist in diesem Fall neben dem resultierenden Temperaturfeld Teil der Lösung der Berechnung.

#### *Methode der GREEN'schen Funktionen*

Wird von einem unendlich ausgedehnten Kontinuum ausgegangen, ist die Wärmequelle  $q_{th}$  bekannt und werden die Werkstoffkennwerte, wie in Tabelle 6 angegeben, vereinfachend als temperaturinvariant angenommen, dann bietet die Methode der

GREEN'schen Funktionen (MGF) einen alternativen Lösungsansatz für die Wärmeleitungs-DGL (CARSLAW & JAEGER 1959, S. 353 ff., POPRAWE 2005, S. 44 ff.).

Vereinfachende Annahme	Mathematische Formulierung
Temperaturinvariante Dichte	$\partial \rho_m / \partial T = 0$
Temperaturinvariante spez. Wärmekapazität	$\partial c_p / \partial T = 0$
Temperaturinvariante Wärmeleitfähigkeit	$\partial \lambda_{th} / \partial T = 0$

Tabelle 6: Vereinfachende Annahmen zur Lösung der Wärmeleitungs-DGL mit der Methode der GREEN'schen Funktionen (MGF)

Mit den Vereinfachungen der Tabelle 6 wird die Wärmeleitungs-DGL linearisiert:

$$\rho_m \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda_{th} \cdot \Delta T = q_{th}(x, y, z) \quad (54)$$

Die MGF geht nun davon aus, dass es eine Funktion  $G$  gibt, mit deren Kenntnis sich die Temperatur zum Zeitpunkt  $t$  in Folge der Wärmequelle an jedem Punkt in einem unendlich ausgedehnten Kontinuum mithilfe einer Integration über den Raum und die Zeit berechnen lässt:

$$T(x, y, z, t) = \iiint_{\substack{\acute{x}=-\infty \\ \acute{y}=-\infty \\ \acute{z}=-\infty}}^{\infty} \int_{t=0}^t \frac{q_{th}(\acute{x}, \acute{y}, \acute{z})}{\rho_m \cdot c_p} \cdot G(x - \acute{x}, y - \acute{y}, z - \acute{z}, t - \acute{t}) d\acute{x}d\acute{y}d\acute{z}d\acute{t} \quad (55)$$

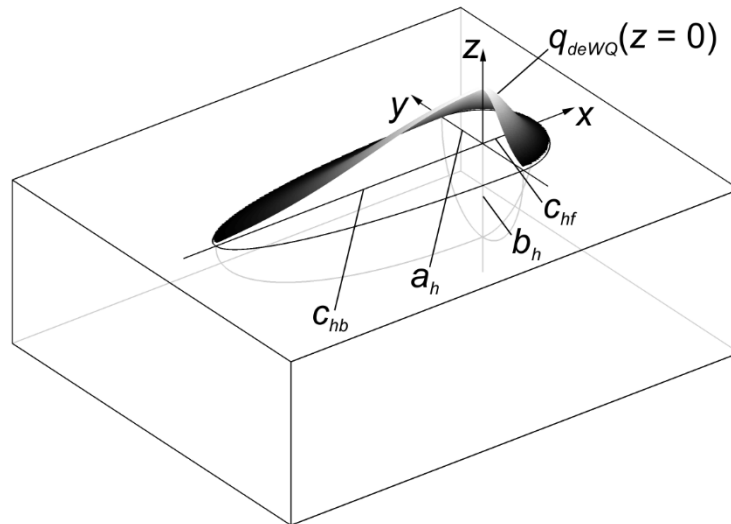
Ob  $G$  bestimmbar ist, hängt wiederum von der Formulierung der sich an der Position  $(\acute{x}, \acute{y}, \acute{z})$  befindenden Wärmequelle  $q_{th}$  ab. Analytische Lösungen von  $G$  sind für eine Reihe von einfachen Fällen, wie beispielsweise eine Punkt- oder eine Linienwärmequelle, bekannt (POPRAWE 2005, S. 46 ff., DOWDEN 2009, S. 93 f.). Für den Fall von funktional formulierten volumetrischen Wärmequellen muss nicht zwangsläufig eine analytische Lösung für die GREEN'sche Funktion existieren. Dennoch lässt sich die Gleichung (55) zumeist stark vereinfachen, sodass das Temperaturfeld mittels einfacher numerischer Integrationsverfahren berechnet werden kann. Dies sei im Folgenden am Beispiel der in der Schweißsimulation weit verbreiteten und für diese Arbeit relevanten doppelt elliptischen Wärmequelle nach GOLDAK ET AL. (1984) gezeigt.

*Doppelt elliptische Wärmequelle nach GOLDAK*

Die von GOLDAK ET AL. (1984) erstmals eingeführte doppelt elliptische Wärmequelle ist abschnittsweise definiert für die Teilräume positiver und negativer  $x$ -Werte, wie es in Funktionsgleichung (56) ersichtlich ist:

$$q_{deWQ}(x, y, z) = \begin{cases} \frac{12 \cdot \sqrt{3}}{\pi \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \frac{q_0}{a_h \cdot b_h \cdot (c_{hf} + c_{hb})} \cdot e^{-3 \cdot \left( \frac{x^2}{c_{hf}^2} + \frac{y^2}{a_h^2} + \frac{z^2}{b_h^2} \right)} & \text{für } x \geq 0 \\ \frac{12 \cdot \sqrt{3}}{\pi \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \frac{q_0}{a_h \cdot b_h \cdot (c_{hf} + c_{hb})} \cdot e^{-3 \cdot \left( \frac{x^2}{c_{hf}^2} + \frac{y^2}{a_h^2} + \frac{z^2}{b_h^2} \right)} & \text{für } x < 0 \end{cases} \quad (56)$$

Die Wärmestromdichte  $q_{deWQ}$  ist durch vier geometrische Parameter ( $c_{hf}, c_{hb}, a_h, b_h$ ) und den maximalen Wärmestrom  $q_0$  in ihrem Ursprung vollständig beschrieben. Die der doppelt elliptischen Wärmequelle zugrunde liegende Geometrie ist, wie Bild 18 verdeutlicht, ein Ellipsoid, dessen Halbachsen durch jeweils einen geometrischen Parameter beschrieben werden.



*Bild 18: Geometrische Parameter der doppelt elliptischen Wärmequelle ( $c_{hf}, c_{hb}, a_h, b_h$ ) und ihre Wärmestromdichte-Verteilung  $q_{deWQ}$  bei  $z = 0$  (nach GOLDAK ET AL. 1984)*

Die Wärmestromdichte in jeder  $z$ -Ebene gleicht einer geteilten, zweidimensionalen GAUSS'schen Verteilung, deren Spitzenwert und Kovarianz der Ellipsenform folgen und in zunehmender Tiefe kleiner werden. Die Teilung in zwei Halbräume dient dazu,

eine stark unterschiedliche Temperaturverteilung vor und nach der Prozesszone, aufgrund der Relativbewegung von Laserstrahl und Werkstück, hinreichend genau abbilden zu können. Die Stetigkeit der Wärmestromdichte in allen Punkten  $(0,0, z)$  ist mit der in Gleichung (56) gegebenen Form gewährleistet.

Um die Temperaturverteilung im Kontinuum beim Einwirken einer doppelt elliptischen Wärmequelle mithilfe der zuvor beschriebenen MGF zu berechnen, ist es nötig, Gleichung (56) in Gleichung (55) einzusetzen und die dort enthaltenen Integrale zu berechnen. Dies gelingt für die Integration über den Raum, jedoch ist eine geschlossene Lösung für die zeitliche Integration nicht bekannt, sodass sich das Temperaturfeld für eine seit dem Startzeitpunkt  $t = 0$  s wirkende doppelt elliptische Wärmequelle lediglich durch numerische Integration der Gleichung (57) ermitteln lässt (NGUYEN ET AL. 2004, PITTNER ET AL. 2010):

$$T(x, y, z, t) = \frac{3 \cdot \sqrt{3} \cdot q_0}{4 \cdot \rho_m \cdot c_p \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \int_{\hat{t}=0}^t \frac{1}{\sqrt{(12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + a_h^2)} \cdot (12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + b_h^2)} \cdot \left( \frac{E_f}{\sqrt{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + c_{hf}^2}} + \frac{E_b}{\sqrt{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + c_{hb}^2}} \right) d\hat{t} \quad (57)$$

Darin enthalten sind die Temperaturleitfähigkeit  $\kappa = \lambda_{th}/(\rho_m \cdot c_p)$  sowie die dimensionslosen Variablen  $E_f$  und  $E_b$ , die sich entsprechend den Gleichungen (58) und (59) berechnen:

$$E_f = \frac{2 \cdot c_{hf}}{c_{hf} + c_{hb}} \cdot e^{-3 \cdot \left( \frac{x^2}{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + c_{hf}^2} + \frac{y^2}{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + a_h^2} + \frac{z^2}{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + b_h^2} \right)} \quad (58)$$

$$E_b = \frac{2 \cdot c_{hb}}{c_{hf} + c_{hb}} \cdot e^{-3 \cdot \left( \frac{x^2}{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + c_{hb}^2} + \frac{y^2}{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + a_h^2} + \frac{z^2}{12 \cdot \kappa \cdot \hat{t} + b_h^2} \right)} \quad (59)$$

Die so gewonnene Lösung gilt zunächst für die Wärmeleitung in einem unendlichen Kontinuum. Soll hingegen ein endliches Werkstück mit adiabaten Grenzflächen modelliert werden, kann die Spiegelmethode helfen.

*Modellierung von endlichen Werkstückabmaßen mit der Spiegelmethode*

Um adiabate Grenzflächen eines endlich ausgedehnten quaderförmigen Bauteils zu modellieren, kommt die Spiegelmethode zum Einsatz. Dieser Methode liegt der Gedanke zugrunde, betragsmäßig gleiche Wärmequellen örtlich in Bezug zur adiabaten Grenzfläche so anzuordnen, dass der Wärmestrom an der Grenzfläche null werden muss. Befindet sich der Ursprung der Ausgangswärmequelle an der Koordinate  $p_{WQ}$  im Abstand  $\delta_{WQ}$  zur Grenzfläche und hat das Werkstück eine Ausdehnung  $d_w$  in der betrachteten Koordinatenrichtung, dann lassen sich die zur Gewährleistung einer adiabaten Grenzfläche benötigten Positionen  $p_{WQ,i,j}$  der Spiegelwärmequellen in der betrachteten Koordinatenrichtung mithilfe einer unendlichen Reihe bestimmen (BECK 1996, S. 51 ff., CARSLAW & JAEGER 1959, S. 92 ff.):

$$p_{WQ,i,j} = \sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-1,1} (j \cdot \delta_{WQ} + 2 \cdot i \cdot d_w) \quad (60)$$

In dem in Bild 19 gezeigten Beispiel kompensiert die Wärmequelle an der Position  $p_{WQ,0,1}$  den Wärmestrom der Ausgangs-Wärmequelle der Position  $p_{WQ,0,-1}$  bezüglich der oberen Bauteilfläche. Die Wärmequellen an den Positionen  $p_{WQ,-1,-1}$  und  $p_{WQ,-1,1}$  kompensieren die thermische Wirkung der Wärmequellen an den Positionen  $p_{WQ,0,1}$  und  $p_{WQ,0,-1}$  auf die untere Bauteilfläche. Die Spiegelungen (1,1) und (1,-1) wiederum heben die nun entstandene Wirkung der Wärmequellen (-1,1) und (-1,-1) bezüglich der oberen Bauteilfläche auf.

Wie weit die Reihe der Spiegelungen fortgesetzt werden muss, um die gestellten Genauigkeitsanforderungen zu erreichen, hängt von den Wärmequellenparametern, den Werkstückabmaßen und den Werkstoffkennwerten ab. Eine allgemeingültige Aussage hierzu ist nicht möglich, sodass das Intervall der Laufvariablen  $i$  fallspezifisch festgelegt werden muss.

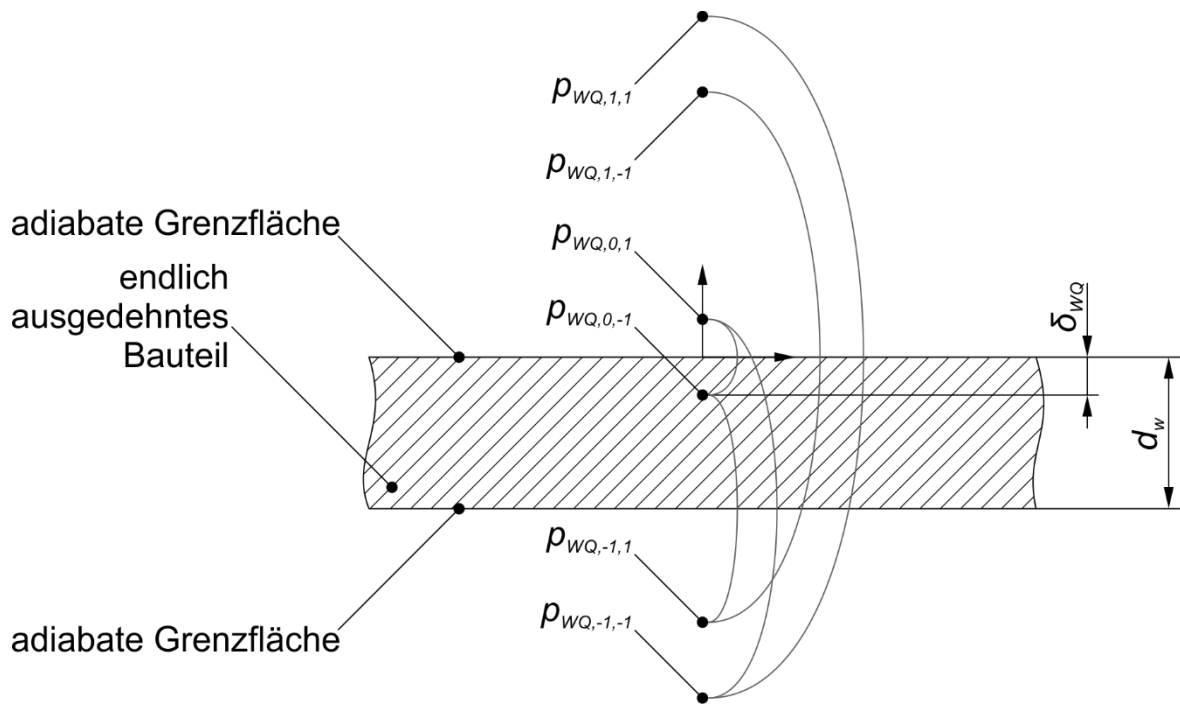


Bild 19: Anordnung der Wärmequellen mit der Spiegelmethode für die Temperaturfeldberechnung in endlich ausgedehnten Körpern mit der MGF

#### Wärmequellenkalibrierung durch Lösung des inversen Wärmeleitungsproblems

Ein weiterer wichtiger Schritt im Zuge der Temperaturfeldberechnung ist die Wärmequellenkalibrierung. Hierunter wird im Allgemeinen die Anpassung des mithilfe der Ersatzwärmequelle berechneten Temperaturfeldes an ein während des Prozesses gemessenes Temperaturfeld oder an gemessene geometrische Eigenschaften der Schweißnaht verstanden. Hierzu muss ein inverses Wärmeleitungsproblem formuliert und gelöst werden, wozu globale oder lokale Optimierungsverfahren (vgl. Abschnitt 2.5, S. 34 ff.) oder eine Kombination beider (PITTNER ET AL. 2010) zum Einsatz kommen können. Für den häufigen Fall, dass ausschließlich Temperaturmessdaten zur Kalibrierung herangezogen werden, ist die Fehlerquadratsumme der Temperaturdifferenzen zwischen Messung und Simulation in Gleichung (61) die Zielfunktion der Problemstellung:

$$\varepsilon = \sum_{l=1}^{n_v} (T_{Mess,l} - T_{Sim,l})^2 < \varepsilon_{Stop} \quad (61)$$

Werden neben den Temperaturmessdaten noch weitere experimentelle Daten berücksichtigt, muss eine kombinierte Zielgröße im Sinne der Gleichung (32) (vgl. S. 36) formuliert werden. Zudem wird üblicherweise der Variationsbereich der Systemparameter auf physikalisch sinnvolle Werte (z. B. geometrische Parameter einer Wärmequelle sind positiv) beschränkt, indem eine Strafwerte-Funktion summativ in die Gleichung der Zielgröße eingeht. Diese Strafwertfunktion erhöht den Fehlerwert künstlich, sobald ein Systemparameter seinen Definitionsbereich verlässt (PITTNER ET AL. 2010).

Ein gegenüber der Simulation des Temperaturfeldes mithilfe einer äquivalenten Ersatzwärmequelle vollkommen unterschiedlicher Ansatz ist die Berücksichtigung der Strahl-Stoff-Wechselwirkung im Sinne der Prozesssimulation. Für den Fall des Laserstrahl-Tiefschweißens muss eine solche Simulation in erster Linie die Ausbildung der Dampfkapillare umfassen.

#### **3.3.2 Dampfkapillarberechnung**

Die Strahl-Stoff-Wechselwirkung und die daraus resultierende Bildung einer Dampfkapillare ist seit vielen Jahren Gegenstand der Forschung. Bis heute wurde eine Reihe unterschiedlicher Kapillarmodelle entwickelt und publiziert (COURTOIS ET AL. 2013, FABBRO & CHOUF 2000B, FABBRO & CHOUF 2000A, KAPLAN 1994A, KAPLAN 1994B, KAR & MAZUMDER 1995, KI ET AL. 2001, KROOS ET AL. 1993, MICHEL, RADAJ ET AL. 1996, SEMAK ET AL. 1999, SOLANA & NEGRO 1997, SOLANA & OCANA 1997, SUDNIK ET AL. 1996, SUDNIK ET AL. 1998, VOLPP 2012, VOLPP & VOLLERTSEN 2013), deren Beschreibung im Rahmen dieser Arbeit aus Gründen des Umfangs weder möglich noch für das Verständnis nötig ist.

Die vorliegende Arbeit baut auf dem Modell von SCHULZ (1999) auf, welches von PFEIFFER (2010) untersucht und weiterentwickelt wurde. Dessen Grundzüge werden im Folgenden beschrieben.

#### *Problemformulierung*

Das Modell von SCHULZ (1999, S. 33 ff.) nimmt den Abtrag durch Verdampfen des metallischen Werkstoffs auf der Oberfläche der Dampfkapillare als Basisprozess des Laserstrahl-Tiefschweißens an, welcher eine Reihe von Folgeprozessen (z. B. konduktiver Wärmetransport oder Schmelze- und Gasströmung mit konvektivem Wärmetransport) verursacht. Er wird allerdings „in einem technisch relevanten Bereich der Verfahrensparameter von den Folgeprozessen nur schwach beeinflusst“ (SCHULZ 1999, S. 34), sodass keine Modellierung der Rückkopplung der Folgeprozesse auf den Basisprozess erforderlich ist.

Um den Abtrag an der Kapillaroberfläche zu modellieren, wird die Bilanz zwischen der eingestrahlten Leistungsdichte  $I$  und dem aufgenommenen Wärmestrom  $q_a$  aufgestellt, welche Teil der in Bild 20 veranschaulichten freien Randwertaufgabe ist.

Im Volumen der festen Phase gilt die Wärmeleitungsgleichung (62):

$$\rho_m \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{th} \cdot \Delta T \quad (62)$$

Die Gleichungen (63) bis (67) geben die zur Lösung nötigen Strom- und Temperatur-Randbedingungen an. In weitem Abstand von der Prozesszone herrscht in dem als halbumendlich angenommenen Kontinuum die Temperatur  $T_\infty$  vor. An dem Übergang zwischen Feststoff und Schmelze liegt Schmelztemperatur  $T_M$  vor und auf dem Rand der Kapillare Verdampfungstemperatur  $T_V$ . Über die Oberfläche des Kontinuums wird auf den Rändern der Schmelze- und der Feststoffphase ein bestimmter Anteil der eingestrahlten Laserleistung als Wärmestrom  $q_a$  eingekoppelt, während die Bodenseite adiabat ist. Es gelten:

$$T(x, y, z, t) = T_\infty \text{ für } \|x, y\| \rightarrow \infty \quad (63)$$

$$T(x, y, z, t) = T_M \text{ auf } \Gamma_M(t) \quad (64)$$

$$T(x, y, z, t) = T_V \text{ auf } \Gamma_V(t) \quad (65)$$

$$\lambda_{th} \cdot \nabla T = 0 \text{ auf } \Gamma_{BS}(t) \quad (66)$$

$$\lambda_{th} \cdot \nabla T = q_a(x, y, z, t) \text{ auf } \Gamma_{TS}(t), \Gamma_{TL}(t) \quad (67)$$



Zusätzlich gilt auf der Kapillaroberfläche die STEFAN-Bedingung (PFEIFFER 2010, S. 51), welche die Bilanz zwischen der absorbierten Laserleistung, dem Wärmeleitungsverlust und der zum Abtrag nötigen Leistungsdichte aufstellt:

$$\lambda_{th} \cdot \nabla T \cdot \mathbf{e}_n = q_a(x, y, z, t) \cdot \mathbf{e}_n - \rho_m \cdot H_M \cdot v_b(x, y, z, t) \text{ auf } \Gamma_V(t) \quad (68)$$

Darin ist  $\mathbf{e}_n$  der lokale Normalenvektor des freien Kapillarrandes  $\Gamma_V$ ,  $H_M$  die Schmelzenthalpie des Werkstoffes und  $v_b$  die normal zum Rand orientierte, lokale Abtragsgeschwindigkeit.

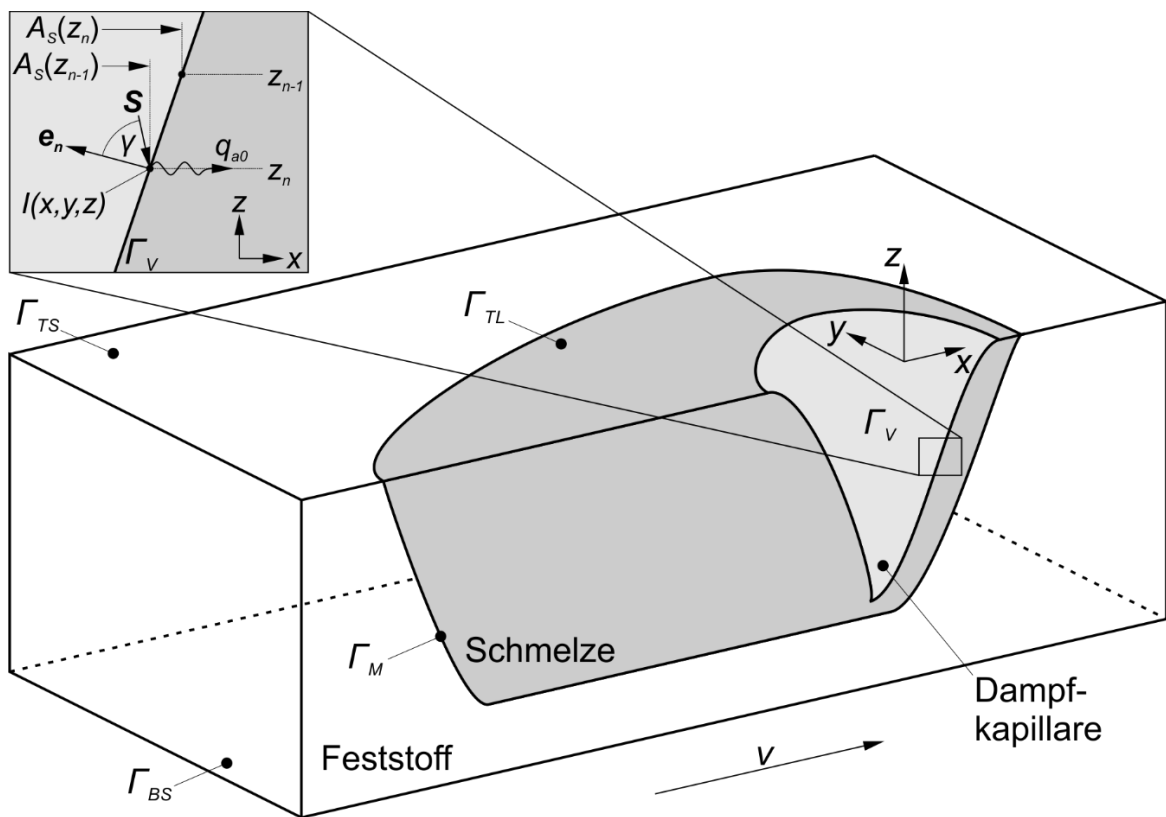


Bild 20: Schematische Darstellung der freien Randwertaufgabe (in Anlehnung an SCHULZ 1999, S. 41 und PFEIFFER 2010, S. 54)

*Modellannahmen und -vereinfachungen*

Um zu der in den Gleichungen (62) bis (68) gegebenen Problemformulierung zu gelangen, wurden unterschiedliche Vereinfachungen und Annahmen getroffen:

- Der Werkstoff wird als homogen und isotrop angenommen. Seine thermischen Kennwerte (Wärmeleitfähigkeit, spezifische Wärmekapazität) sowie seine Dichte sind temperaturinvariant.
- Konvektive und radiative Energieverluste über die Werkstoffränder werden nicht berücksichtigt, da sie verglichen mit der hohen lokalen Energieeinbringung über die Laserstrahlung vernachlässigbar klein sind (PFEIFFER 2010, S. 51 f.).
- Ein konvektiver Wärmetransport aufgrund der ungleichförmigen Schmelzbadströmung um die Kapillare wird nicht modelliert, da dieser nur in einem sehr kleinen Bereich um die Kapillare Werte in der Größenordnung der konduktiven Wärmeleitung annimmt (PFEIFFER 2010, S. 57 f.).
- Die feste und die flüssige Phase werden zusammengefasst, sodass einerseits die Verdampfungsenthalpie aus der STEFAN-Bedingung gestrichen wird und andererseits die Schmelzenthalpie an der Abtragsfront wirkt. Dies ist gerechtfertigt, da der verdampfte Werkstoffanteil deutlich kleiner ist als der geschmolzene. Die zum Schmelzen erforderliche Energiemenge ist folglich, trotz geringerer spezifischer Enthalpie, in Summe deutlich höher als die zum Verdampfen benötigte Energiemenge. (PFEIFFER 2010, S. 64 ff.)
- Es findet keine Strahlungsabsorption oder Streuung der Laserstrahlung im Metall Dampf beziehungsweise Metall Dampfplasma statt. Da der Absorptionskoeffizient für inverse Bremsstrahlung mit der dritten Potenz der Wellenlänge korreliert, ist diese Annahme nach PFEIFFER (2010, S. 66 ff.) und HÜGEL & GRAF (2009, S. 154) insbesondere für Festkörper-Laserstrahlung ( $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ) gerechtfertigt.
- Die Absorption der Laserstrahlung auf den Rändern des Kontinuums entsprechend den Gesetzen von FRESNEL (vgl. Abschnitt 2.3, S. 14 ff.) wird als ausschließlicher Energieaufnahmemechanismus berücksichtigt.
- Mehrfachreflexionen werden vernachlässigt, wodurch nach PFEIFFER (2010, S. 107) insbesondere bei
  - hohen Vorschubgeschwindigkeiten,
  - einer dementsprechend flachen Kapillargeometrie und

- einer ausgeprägten Lokalisierung der Leistungsdichte um die Strahlachse (z. B. bei  $TEM_{00}$ ) nur geringe Fehler in Kauf genommen werden müssen.
- Wärmeleitung findet ausschließlich in der  $xy$ -Ebenen statt (SCHULZ 1999, S. 46 ff.).

Um die Lösung des Randwertproblems zu finden, werden zwei Schritte durchlaufen. Zunächst werden die Größe und die Lage der Kapillaröffnung an der Oberseite des Kontinuums ermittelt, indem die sogenannten Vorheizpunkte bestimmt werden. Sind diese gefunden, dann dienen sie als Startwerte zur Berechnung der Lage der Abtragsfront im Zuge der axialen Kopplung.

#### *Bestimmung der Vorheizpunkte*

Um denjenigen Abstand zur Laserstrahlachse zu finden, in welchem der Werkstoff bei gleichförmiger Vorschubgeschwindigkeit  $v$  des Laserstrahls über das Kontinuum erstmals Verdampfungstemperatur erreicht, wird ein eindimensionales Wärmeleitungsproblem im sogenannten Vorheizstreifen (VHS) formuliert. Der VHS befindet sich in direktem Vorlauf des Laserstrahls an der Oberfläche des Kontinuums in positiver  $x$ -Richtung. Der gesuchte Punkt wird als Vorheizpunkt (VHP) bezeichnet. Weil nach SCHULZ (1999, S. 45) in diesem Bereich im Vorlauf des Laserstrahls die Wärmeleitung in  $z$ -Richtung dominiert, kann das zeitabhängige Wärmeleitungsproblem als eindimensional angenommen werden. Modelliert wird ein halbunendlicher Stab (Wärmeleitung kann nur in Richtung der Stabachse stattfinden), der an der Oberfläche des Kontinuums im Punkt  $(x_{Stab}, y, 0)$  endet, in negative  $z$ -Richtung zeigt, den Wärmestrom  $q_{ap}(t)$  absorbiert und diesen in  $z$ -Richtung ableitet.

Bild 21 verdeutlicht diesen Zusammenhang für den Fall, dass die Laserstrahlung eine Grundmode-Verteilung besitzt (vgl. Abschnitt 2.2.2, S. 8 f.).

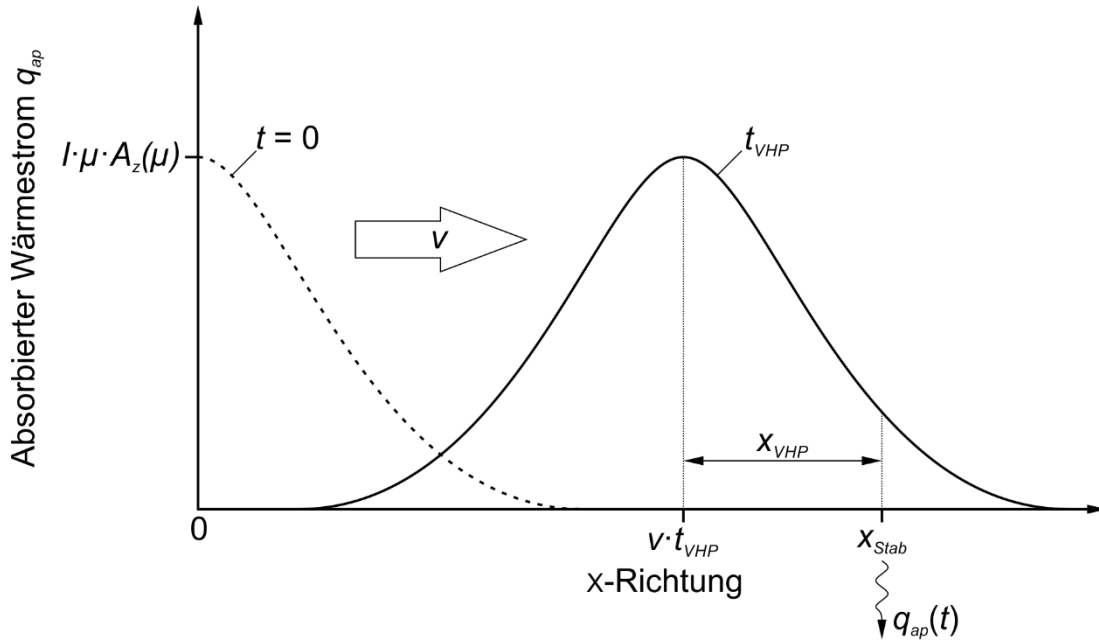


Bild 21: Schematische Darstellung der Bewegung des Laserstrahls über den Vorheizstreifen (VHS)

Der zeitabhängige Wärmestrom des bewegten Laserstrahls kann mithilfe der Gleichungen (7) und (13) hergeleitet werden:

$$q_{ap}(t) = \mu \cdot A_z(\mu) \cdot I(x_{Stab}, y, 0, t) = \mu \cdot A_z(\mu) \cdot I_0 \cdot e^{\frac{-2 \cdot ((x_{Stab} - v \cdot t)^2) + y^2}{\omega_0^2}} \quad (69)$$

Die Temperatur am Stabende  $T_{Stab}$  kann nach PFEIFFER (2010, S. 74 f.) durch Lösung des folgenden Systems gekoppelter DGL bestimmt werden, wobei  $\delta_{Stab}$  die Temperatureindringtiefe in z-Richtung und die Konstante  $b_2 = 0,1$  (SCHULZ 1999, S. 69) ist:

$$\frac{\partial T_{Stab}(t)}{\partial t} = \frac{\kappa}{(1 - b_2) \cdot \delta_{Stab}} \cdot \left( \frac{q_{qp}(t)}{\lambda_{th}} - b_2 \cdot \frac{T_{Stab}(t) - T_\infty}{\delta_{Stab}} \right) \quad (70)$$

$$\frac{\delta_{Stab}(t)}{\partial t} = \frac{1}{T_{Stab}(t) \cdot T_\infty} \cdot \left( \frac{\kappa \cdot q_{qp}(t)}{\lambda_{th}} - \frac{\partial \delta_{Stab}(t)}{\partial t} \cdot \delta_{Stab}(t) \right) \quad (71)$$

Die Temperatur  $T_{Stab}$  kann in Abhängigkeit der Zeit beispielsweise mit dem expliziten EULER-Verfahren (QUARTERONI & SALERI 2006, S. 166 ff.) ermittelt werden, wobei es genügt, die Berechnung soweit fortzuführen, bis erstmals die Verdampfungstemperatur überschritten wurde. Durch Interpolation zwischen dem letzten und dem vorletzten Zeitschritt kann nun die gesuchte Zeit  $t_{VHP}$  berechnet werden. Die Lage des Scheitelpunktes der kreisförmig angenommenen Dampfkapillaröffnung befindet

sich folglich an der Koordinate  $x_{VHP}$ , die sich als Differenz der Stabposition und der vom Laserstrahl bereits zurückgelegten Strecke ergibt:

$$x_{VHP} = x_{Stab} - v \cdot t_{VHP} \quad (72)$$

Um die Geometrie der Dampfkapillaröffnung vollständig zu beschreiben, muss zudem der Kapillarkreisradius ermittelt werden. Dies geschieht, indem die gleiche Berechnung an einem zweiten VHS wiederholt wird, welcher sich an der Position  $y = \omega_0/2$  befindet. Der Radius der Kapillaröffnung ergibt sich in der Folge aus geometrischen Überlegungen zu:

$$r_0 = \frac{[x_{VHP}(y = 0) - x_{VHP}(y = \omega_0/2)]^2 + \left(\frac{\omega_0}{2}\right)^2}{2 \cdot [x_{VHP}(y = 0) - x_{VHP}(y = \omega_0/2)]} \quad (73)$$

Die Werte  $x_{VHP}(y = 0)$  und  $r_0$  stellen die Startwerte für die Berechnung der Geometrie der Kapillare im Inneren des Kontinuums mithilfe der axialen Kopplung dar.

#### *Axiale Kopplung*

Im Modell von SCHULZ (1999) wird davon ausgegangen, dass die Geometrie der Dampfkapillare in einem Schnitt in jeder beliebigen Tiefe  $z$  einem Kreis gleicht, der sich über die Lage seines Schnittpunktes mit der  $xz$ -Ebene, des sogenannten Scheitelpunktes  $A_s(z_n)$ , und seinen Radius  $\alpha(z_n)$  vollständig beschreiben lässt. Beide Größen sind dimensionslos definiert, wobei Längenangaben auf den Strahlradius  $\omega_0$  bezogen werden. So haben die Startwerte in der Schicht  $z_0$  (Bauteiloberfläche) ihre dimensionslosen Äquivalente:

$$A_s(z_0 = 0) = \frac{x_{VHP}(y = 0)}{\omega_0} \quad (74)$$

$$\alpha(z_0 = 0) = \frac{r_0}{\omega_0} \quad (75)$$

Die Vorschubgeschwindigkeit  $v$  wird zur PÉCLET-Zahl

$$Pe = \frac{\omega_0}{\kappa} \cdot v \quad (76)$$

und die Entdimensionierung der Schmelzenthalpie  $H_M$  erfolgt durch Verknüpfung

mit der spezifischen Wärmekapazität und der Differenz zwischen Verdampfungs- und Umgebungstemperatur:

$$h_M = \frac{H_M}{c_p \cdot (T_V - T_\infty)} \quad (77)$$

Die dimensionslose Zeit berechnet sich zu

$$\tau = \frac{\kappa}{\omega_0^2} \cdot t \quad (78)$$

und die dimensionslose Temperaturskala reicht von  $T_\infty$  bis  $T_V$ . Die entdimensionierte Temperatur berechnet sich demnach wie folgt:

$$\Theta = \frac{T - T_\infty}{T_V - T_\infty} \quad (79)$$

Formal lässt sich der instationäre, zeitabhängige Fall der Strahl-Stoff-Wechselwirkung mithilfe einer Energiebilanz auf dem Kapillarrand  $\Gamma_V$  bei  $y = 0$  in jeder  $z$ -Ebene (PFEIFFER 2010, S. 52) über das folgende System gekoppelter DGL beschreiben:

$$\frac{\partial \delta_x}{\partial \tau} = q_{a0} - (1 + h_M) \cdot \frac{\partial A_s}{\partial \tau} \quad (80)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial \tau} = \frac{1}{1 + h_M - b_1} \cdot \left( q_{a0} - \frac{b_1}{\delta_x} \right) \quad (81)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} = \frac{1}{1 + h_M} \cdot \left[ \left( q_{a2} - \frac{b_2}{\delta_x} \right) + \frac{1 + h_M + b_2}{1 + h_M - b_1} \cdot \left( q_{a0} - \frac{b_1}{\delta_x} \right) \right] \quad (82)$$

Darin ist  $\delta_x$  die dimensionslose Temperatureindringtiefe in  $x$ -Richtung. Die Konstanten wurden von SCHULZ (1999, S. 69) zu  $b_1 = 0,6$  und die  $b_2 = 0,1$  ermittelt.  $q_{a0}$  ist die dimensionslose Form des am Scheitelpunkt eingekoppelten Wärmestroms und  $q_{a2}$  die zweite Ableitung des winkelabhängigen dimensionslosen Wärmestroms, auf dessen Berechnung später ausführlich eingegangen wird.

Ist nicht das transiente Verhalten, sondern lediglich der stationäre Fall mit zeitlich unveränderlicher Vorschubgeschwindigkeit und Intensitätsverteilung von Interesse, dann gelten die in den Gleichungen (83) bis (85) formulierten Randbedingungen:

$$\frac{\partial A_s}{\partial \tau} = Pe \quad (83)$$

$$\frac{\partial \delta_x}{\partial \tau} = 0 \quad (84)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} = 0 \quad (85)$$

Hierbei wird davon ausgegangen, dass sich die Kapillargeometrie nicht mehr mit der Zeit ändert, sodass die zeitliche Ableitung des Kapillarradius null ist. Da sich die Kapillare gleichförmig mit  $Pe$  durch das Kontinuum bewegt und die Geometrie unveränderlich ist, bewegt sich auch die Scheitelposition mit  $Pe$  fort. Ferner wird davon ausgegangen, dass sich ein gleichbleibendes Temperaturfeld ausgebildet hat, sodass es keine zeitliche Änderung der Temperatureindringtiefe gibt.

Mit den Randbedingungen (83) bis (85) vereinfacht sich das Gleichungssystem ((80) bis (82)) deutlich und wird zeitinvariant:

$$\delta_x^{stat} = Pe^{-1} \quad (86)$$

$$q_{a0}^{stat} = (1 + h_M) \cdot Pe \quad (87)$$

$$q_{a2}^{stat} = -(1 + h_M) \cdot Pe \quad (88)$$

Dieses System nicht-linearer Gleichungen wird nun in aufeinanderfolgenden, diskreten  $z$ -Ebenen gelöst. Die Startebene liegt bei  $z = 0$ , wobei die Lösung bereits aus der Bestimmung der Vorheizpunkte bekannt ist. Der entdimensionierte absorbierte Wärmestrom  $q_{a0}^{stat}$  ist dabei jeweils vom Winkel  $\gamma$  zwischen dem lokalen POYNTING-Vektor  $\mathcal{S}$  und der Oberflächennormal  $\mathbf{e}_n$  sowie vom daraus resultierenden Absorptionsanteil nach FRESNEL  $A_z$  (vgl. Abschnitte 2.2, S. 7 ff. und 2.3, S. 14 f.) abhängig, wie die Detailansicht in Bild 20 (vgl. S. 77) veranschaulicht. Somit ergibt sich aus den Gleichungen (7), (10), (13) und (87) folgender Zusammenhang für  $q_{a0}^{stat}$ , der numerisch, z. B. mit dem NEWTON-Verfahren (QUARTERONI & SALERI 2006, S. 42 ff.), nach der Scheitelposition  $A_s(z_n)$  aufgelöst werden kann:

$$q_{a0}^{stat}(z_n, z_{n-1}) = (1 + h_M) \cdot Pe = A_z(A_s(z_n, z_{n-1})) \cdot \frac{I(A_s(z_n), 0, z_n)}{I_0} \quad (89)$$

Der Kapillarradius in der Ebene  $z = z_n$  wird mithilfe der Gleichung (88) über die Berechnung der Krümmung der Wärmestromdichte  $q_{a2}$  ermittelt. Aufgrund der Symmetrie der Kapillare zur  $xz$ -Ebene lässt sich die zweite Ableitung der Wärmestromdichte durch Gleichung (90) ausdrücken:

$$q_{a2}^{stat}(z_n, z_{n-1}) = \frac{\partial^2 q_{a0}}{\partial \psi^2} \approx \frac{q_{a1}(\psi) + q_{a1}(-\psi) - 2 \cdot q_{a0}}{\psi^2} = 2 \cdot \frac{q_{a1}(\psi) - q_{a0}}{\psi^2} \quad (90)$$

Darin ist  $\psi$  der Rotationswinkel um eine Parallele zur  $z$ -Achse durch den Mittelpunkt des Kapillarkreises in der Ebene  $z_n$ , wie Bild 22 veranschaulicht.

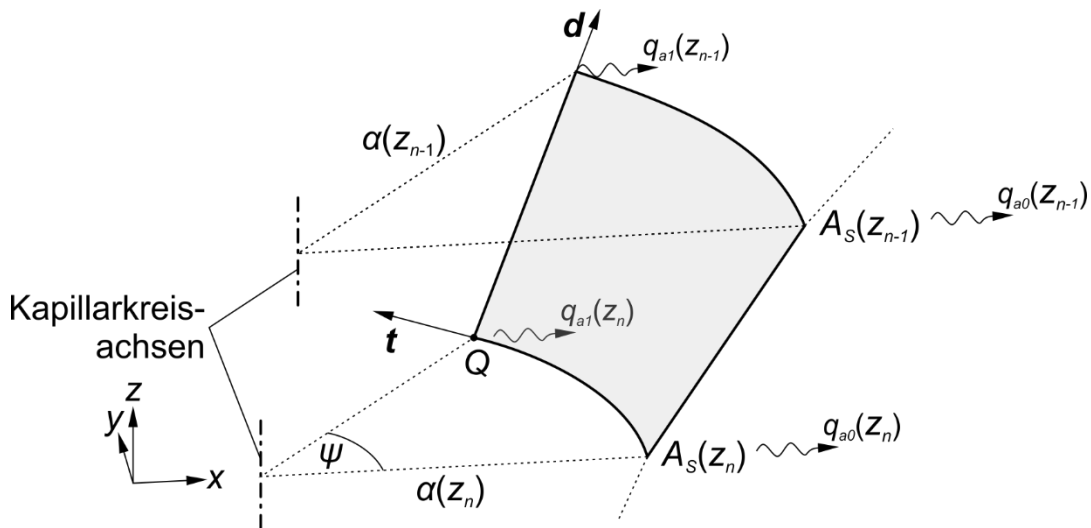


Bild 22: Schematische Darstellung der Energiebilanz am Punkt  $Q$  zur Bestimmung der zweiten Ableitung des Wärmestroms  $q_{a2}$

Durch Verknüpfung der Gleichungen (88) und (90) lässt sich auch in diesem Fall eine numerische Nullstellensuche durchführen, um die richtige Lage des Punktes  $Q$  anzunähern, wobei  $\alpha(z_n)$  veränderlich ist. Der absorbierte Anteil der in  $Q$  einfallenden Leistungsdichte, welcher in dem enddimensionierten Wärmestrom  $q_{a1}$  resultiert, wird hierbei durch Kenntnis des Normalenvektors in  $Q$  und mit den Gleichungen von FRESNEL (vgl. Abschnitt 2.3, S. 14 f.) bestimmt. Der Normalenvektor wiederum ergibt sich aus dem Kreuzprodukt des Tangentialvektors  $\mathbf{t}$  und des Vektors  $\mathbf{d}$ , welche aufgrund ihrer geometrischen Beziehung zu  $A_S$  bekannt sind.



Entsprechend dem oben beschriebenen Vorgehen kann die Kapillargeometrie also schrittweise berechnet werden. Bild 23 zeigt dies anhand eines beispielhaften Parametersatzes. Die Kenntnis aller Scheitelpunkte und Radien ist zudem Voraussetzung, um das die Kapillare umgebende Temperaturfeld berechnen zu können.

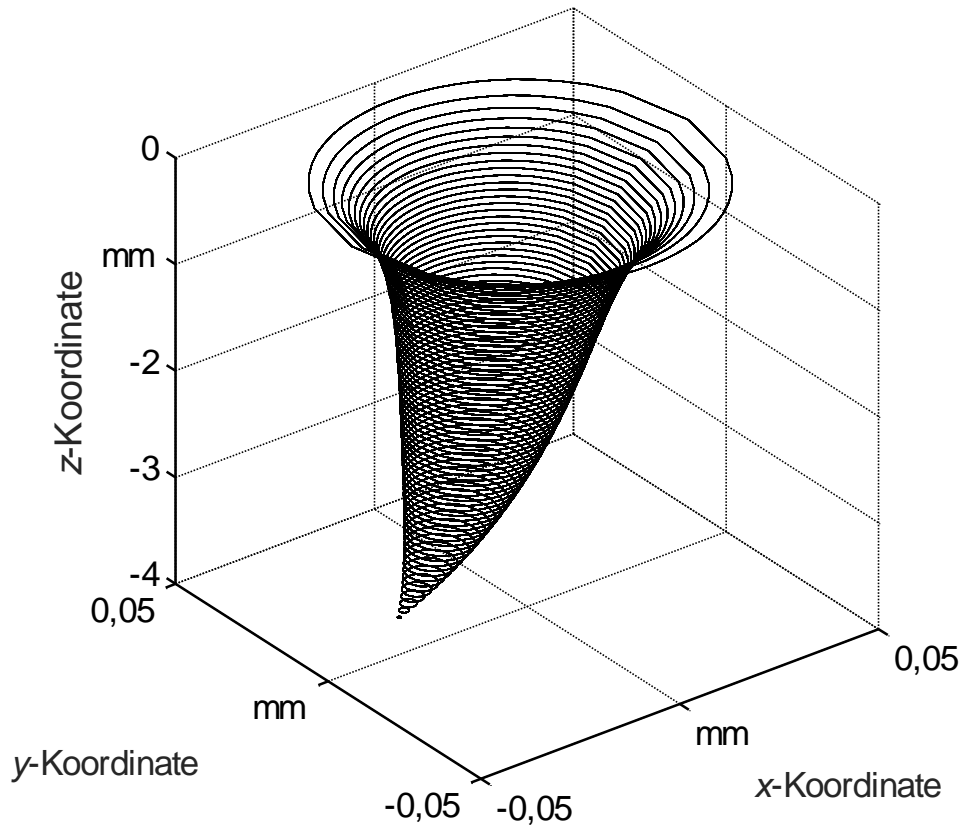


Bild 23: Mit dem Modell von SCHULZ (1999) berechnete Dampfkapillar-Geometrie für das Schweißen des Werkstoffs X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) mit  $P = 3000 \text{ W}$ ,  $v = 0,167 \text{ m/s}$ ,  $w_0 = 25 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $TEM_{00}$

#### Temperaturfeldberechnung

Zur Temperaturfeldberechnung wird auf die sogenannte Zylinderquellenlösung zurückgegriffen (ZEFFERER 1997, BEYER 1995, S. 137 ff.), welche von einer gleichförmigen Bewegung einer zylinderförmigen Wärmequelle durch das Kontinuum ausgeht, wobei die Temperatur auf dem Zylinderradius  $T_V$  beträgt. Unter der Annahme rein zweidimensionaler Wärmeleitung in den  $xy$ -Ebenen wird das dimensionslose Temperaturfeld in jeder Ebene mit der Koordinate  $z_n$  durch Gleichung (91) beschrieben:

$$\begin{aligned}
 \Theta(\rho_{pol}, \varphi_{pol}, z_n) &= e^{-\frac{Pe}{2} \rho_{pol} \cos(\varphi_{pol})} \\
 &\cdot \sum_{n_B=0}^{\infty} \left[ (2 - \delta_{0,n_B}) \cdot \frac{I_{n_B} \left( \frac{Pe \cdot \alpha(z_n)}{2} \right)}{K_{n_B} \left( \frac{Pe \cdot \alpha(z_n)}{2} \right)} \cdot K_{n_B} \left( \frac{Pe}{2} \cdot \rho_{pol} \right) \right. \\
 &\quad \left. \cdot \cos(n_B \cdot \varphi_{pol}) \right] \tag{91}
 \end{aligned}$$

Darin sind  $\rho_{pol}$  und  $\varphi_{pol}$  die dimensionslosen Polarkoordinaten im Koordinatensystem des Zylinderkreises der Ebene  $z = z_n$ . Sie lassen sich durch die Gleichungen (92) und (93) in das kartesische Koordinatensystem der Strahlachse transformieren:

$$\varphi_{pol} = \frac{\sqrt{(x_{kar} + \alpha(z_n) \cdot \omega_0 - A_s(z_n))^2 + y_{kar}^2}}{\omega_0} \tag{92}$$

$$\varphi_{pol} = \tan^{-1} \left( \frac{y_{kar}}{x_{kar} + \alpha(z_n) \cdot \omega_0 - A_s(z_n)} \right) \tag{93}$$

Ferner ist  $\delta_{0,n_B}$  das KRONECKER-Delta<sup>8</sup> und  $I_{n_B}$  die modifizierte BESSEL-Funktion erster Art und  $n_B$ -ter Ordnung.  $K_{n_B}$  ist die modifizierte BESSEL-Funktion zweiter Art und  $n_B$ -ter Ordnung (ABRAMOWITZ 2007, S. 355). Ein beispielhaftes mithilfe der Zylinderquellenlösung berechnetes Temperaturfeld ist in Bild 24 dargestellt. Der Kapillarradius  $\alpha$  und die Scheitelkoordinate  $A_s$  des Beispiels gehen auf die in Bild 23 gezeigte Kapillarberechnung zurück. Auf die gezeigte Art und Weise lassen sich recheneffizient Temperaturfelder eines Laserstrahl-Tiefschweißprozesses bestimmen, jedoch nur im Rahmen der vorangehend beschriebenen Modellannahmen und -vereinfachungen.

Einen Modellierungsansatz, der auf dem Modell von SCHULZ (1999) aufbaut, jedoch ohne die Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der thermischen Werkstoffkennwerte auskommt, entwickelte PFEIFFER (2010).

---

<sup>8</sup> Das KRONECKER-Delta  $\delta_{ij}$  ist definitionsgemäß 0 für  $i \neq j$  und 1 für  $i = j$ .

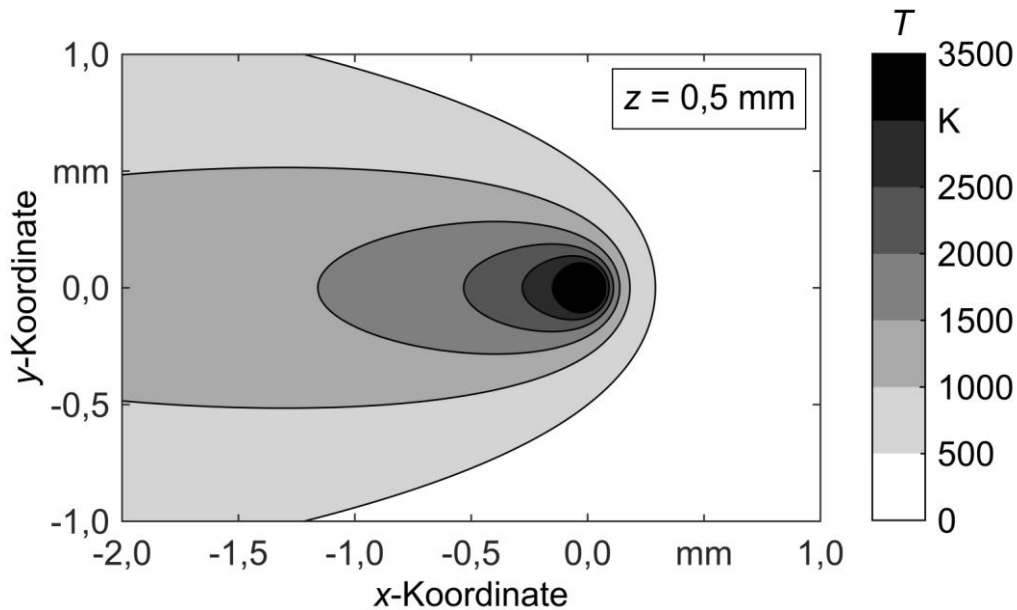


Bild 24: Mit dem Kapillarmodell von SCHULZ (1999) und der Zylinderquellenlösung berechnetes Temperaturfeld in einer Tiefe von  $z = 0,5$  mm für das Schweißen des Werkstoffs X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) mit  $P = 3000$  W,  $v = 0,167$  m/s,  $w_0 = 25$   $\mu$ m,  $TEM_{00}$

### 3.3.3 Hybride Modellierung

Die Kopplung des Prozesssimulationsmodells von SCHULZ (1999) mit einer numerischen Wärmeleitungssimulation auf Basis der FEM bezeichnet PFEIFFER (2010, S. 77 ff.) als hybride Prozessmodellierung. Sie folgt den in Bild 25 gezeigten grundlegenden Schritten.

Ausgehend von einer diskretisierten Schweißtrajektorie verläuft die Simulation schrittweise über alle Stützpunkte beziehungsweise Zeitschritte dieser Trajektorie. Dabei wird zunächst jeweils eine lokal gültige Dampfkapillargeometrie mit dem Modell von SCHULZ (1999) (vgl. Abschnitt 3.3.2) berechnet.

Die Rückkopplung des Einflusses des momentan vorherrschenden Temperaturfeldes auf die Ausbildung der Dampfkapillare kann laut PFEIFFER (2010, S. 119 f.) und JANSEN (2009, S. 64 f.) durch Berücksichtigung der sogenannten äquivalenten Vorlauftemperatur aus dem vergangenen Zeitschritt, die dann als Umgebungstemperatur  $T_\infty$  in die Berechnung der aktuellen Kapillare eingeht, gelingen.

Ist die Kapillargeometrie gefunden, wird automatisiert ein FE-Netz generiert, in welchem die Kapillaroberfläche in korrekter Lage zum aktuellen Stützpunkt der Trajektorie als Rand enthalten ist.

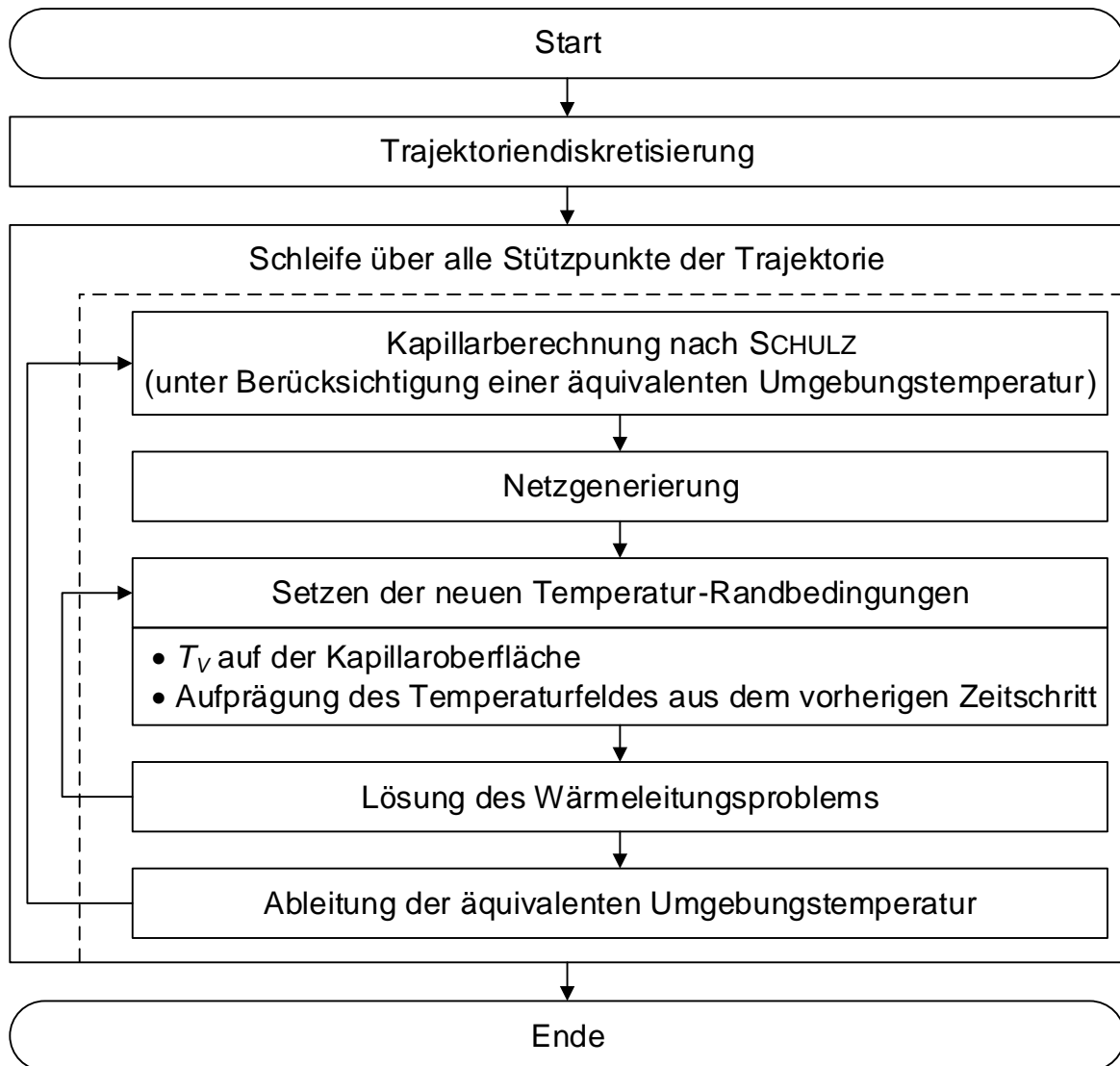


Bild 25: Ablaufdiagramm nach Norm DIN 66001 der Temperaturfeldberechnung mit dem hybriden Modellierungsansatz von PFEIFFER (2010)

Dieses Netz wird anschließend mit neuen Temperaturrandbedingungen beaufschlagt. Dabei wird zum einen die Kapillaroberfläche mit einer DIRICHLET-Temperaturrandbedingung versehen, welche gewährleistet, dass der Rand während des gesamten zu simulierenden Zeitschritts konstant Verdampfungstemperatur besitzt. Zum anderen wird das Temperaturfeld des vergangenen Zeitschrittes auf das neu generierte Netz mittels Interpolation übertragen.

Damit ist die Problemformulierung abgeschlossen und das Temperaturfeld kann numerisch berechnet werden. Ist das neue Temperaturfeld gefunden, muss erneut die äquivalente Vorlauftemperatur ermittelt werden, bevor zum nächsten Zeitschritt beziehungsweise zur nächsten Stützstelle der Trajektorie übergegangen werden kann.

Dieser Ablauf wiederholt sich, bis schließlich die gesamte Trajektorie simuliert wurde. Mit diesem Modellierungsansatz, der ohne die abstrakte Formulierung einer äquivalenten Ersatzwärmequelle auskommt, ist es also möglich, die Temperaturabhängigkeit der thermischen Werkstoffkennwerte und deren Einfluss auf die Wärmeleitung im Bauteil zu berücksichtigen, auch wenn der zeitliche Aufwand zur Lösung des Temperaturfeldes aufgrund des numerischen Lösungsverfahrens und der häufigen und feinen Neuvernetzung erheblich steigt.

### **3.4 Spritzerbildung beim Laserstrahlschweißen**

Die Bildung von Schmelzespritzern nahe der Prozesszone ist ein bekanntes Problem des Laserstrahlschweißens (HÜGEL & GRAF 2009, S. 262). Schmelzespritzer gilt es aus drei wesentlichen Gründen durch eine geeignete Prozessführung zu vermeiden:

- Sie können die optischen Elemente im Strahlengang verschmutzen, worunter deren Reflexions- oder Transmissionseigenschaften leiden. Dies kann zu einer ungewollten thermisch bedingten Verschiebung der Fokusslage führen.
- Sofern keine wirksamen Gegenmaßnahmen ergriffen werden, verunreinigen Schmelzespritzer die Spanntechnik, wodurch deren Funktion beeinträchtigt werden kann.
- Schmelzespritzer gehen zwangsläufig mit einem Werkstoffverlust in der Schweißzone einher. Dies kann unter Umständen zu nicht akzeptablen Schweißnahteigenschaften (Geometrie, Lackierbarkeit, optische Anmutung, Festigkeit) führen.

Der folgende Abschnitt stellt deshalb ausgewählte Forschungsarbeiten zur Spritzerbildung während des Laserstrahlschweißens vor, die den Kontext für dahingehende Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit bilden.

CAI & XIAO (2011) verglichen die Spritzerbildung beim Schweißen der Aluminiumlegierung AlMg1SiCu (EN AW6061-T6; 3.3211) mit CO<sub>2</sub>- und Faserlaserstrahlung. Als Vergleichsgrößen zogen sie die Spritzergeschwindigkeit, welche durch manuelle Auswertung von Hochgeschwindigkeits-Bildserien ermittelt wurde, und die Größe aufgefangener Spritzer heran. Mithilfe statistischer Methoden wurden vergleichende Aussagen über die beiden Messgrößen und ihre Verteilung möglich. Sie stellten fest, dass die Geschwindigkeit der Spritzer beim Schweißen mit Faserlaserstrahlung höher war, während ihre Größe im Mittel vergleichsweise kleiner war. Ebenso verhielt es sich mit der Schwankungsbreite der beiden Größen. Während die Varianz der Spritzergeschwindigkeit beim Schweißen mit Faserlaserstrahlung etwa drei Mal so hoch ausfiel wie beim Schweißen mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung, schwankten die gemessenen Spritzergrößen in deutlich geringerem Maße.

Eine alternative Messmethode zur Bewertung des Spritzerverhaltens stellt die Messung des Masseverlustes einer Schweißprobe dar. GÄRTNER & WEBER (2009) nutzten diese, um den Einfluss der Schweißgeschwindigkeit und der Laserleistung auf die Spritzerbildung beim Verschweißen verzinkter Bleche zu quantifizieren. Sie ermittelten, dass die kumulierte Spritzermasse mit zunehmender Schweißgeschwindigkeit sank. Wurde jedoch die Laserleistung angehoben, um bei den höheren Geschwindigkeiten eine identische Einschweißtiefe zu erreichen, dann stieg das Spritzeraufkommen überproportional an. Sie folgerten, dass eine höhere Produktivität mit einer höheren Anzahl an Spritzern erkauft werden muss.

WEBERPALS & DAUSINGER (2007) und WEBERPALS (2010, S. 92 ff.) nutzten Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen, um den Ablöswinkel der Spritzer zu erfassen. Dabei konnte gezeigt werden, dass ein direkt proportionaler Zusammenhang zwischen der Neigung der Dampfkapillar-Frontwand und dem Ablöswinkel der Spritzer besteht. Da der Frontwandwinkel wiederum durch die Strahlanstellung und weitere Schweißparameter gesteuert werden kann, ist dadurch eine Einflussnahme auf den Spritzerablöswinkel möglich. Eine quantitative Aussage zum Einfluss der Prozessparameter auf die Spritzeranzahl wurde nicht getroffen. Diesen Einfluss ermittelte OEFELE (2012, S. 102 f.). Er zeigte, dass eine hohe Laserleistungen von über 6 kW das Sprit-

zeraufkommen tendenziell stark erhöht, während eine Steigerung der Schweißgeschwindigkeit das Spritzeraufkommen senkt, und er bestätigte damit die tendenziellen Aussagen von GÄRTNER & WEBER (2009).

HEIDER ET AL. (2013A) und HEIDER ET AL. (2013B) leisteten einen Beitrag zur Erklärung der Spritzerentstehung beim Laserstrahlschweißen von schwer schweißbaren Werkstoffen (Kupfer und Bronze), indem sie seitliche Hochgeschwindigkeits-Röntgen-Aufnahmen anfertigten. Sie identifizierten einen immer gleichen Mechanismus vor dem Auswurf von großen Spritzern im nachlaufenden Schmelzbad, der durch die Ablösung einer Prozesspore im unteren Bereich der Kapillare initiiert wird. Diese Pore expandiert schließlich beim Durchgang durch das nachlaufende Schmelzbad schlagartig, wodurch ein Schmelzeauswurf hervorgerufen wird.

Einen umfassenden Überblick über bisherige Forschungsarbeiten zur Spritzerbildung gaben KAPLAN & POWELL (2010) und KAPLAN & POWELL (2011), indem sie die recherchierten Arbeiten in grafische Ursache-Wirkung-Ketten einordneten. Hierdurch war es ihnen möglich, die Spritzermechanismen zu kategorisieren und Abhilfeschläge für jede Kategorie zu formulieren.

Mit dem Ziel, eine robuste Methode zur Qualitätssicherung von Laserstrahl-Punktschweißungen zu entwickeln, beobachteten STACHE ET AL. (2007) den Laserstrahl-Schweißprozess mit gepulster Strahlung koaxial durch die Bearbeitungsoptik mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera. Sie beschrieben einen Bildverarbeitungsalgorithmus, der zuverlässig die Position und den Durchmesser eines Schweißpunktes ermitteln kann und zudem Spritzer detektiert.

JÄGER ET AL. (2008) hatten ebenfalls das Ziel, Spritzer zuverlässig im Verlauf eines Laserstrahl-Schweißprozesses über koaxiale Beobachtungen zu detektieren. Da die ihnen zur Verfügung stehenden Bilddaten stark rauschten, verfolgten sie die detektierten Objekte im Verlauf der Bildserie, um falsche Detektionen zu vermeiden. Als Konzept für die Objektverfolgung schlugen sie einen KALMAN-Filter-basierten Ansatz vor, der die Zustandsgrößen *Position* und *Geschwindigkeit* umfasst und mit welchem die Rate falscher Detektionen auf 2,7 % gesenkt werden konnte.

Auch ZHANG ET AL. (2013), YOU ET AL. (2013) und YOU ET AL. (2014) arbeiteten an einem System zur Prozessbeobachtung, welches in der Lage ist, Spritzer in Bildsequenzen zu verfolgen. Ihr Ansatz war dem von JÄGER ET AL. (2008) ähnlich, jedoch verzichteten sie auf die Formulierung eines Zustandsraum-Modells. Stattdessen wurden konditionale Abfragen genutzt, um die segmentierten Regionen aus zwei aufeinanderfolgenden Bildern einander zuzuordnen.

Die oben genannten Beobachtungsansätze haben gemein, dass sie nur zweidimensionale Informationen erfassen und verarbeiten können. Durch den Einsatz einer zweiten zeitsynchronisierten und kalibrierten Kamera verfolgten OKAMOTO ET AL. (2012) die Spritzer beim Laserstrahl-Feinschneiden in drei Dimensionen. Somit war es ihnen möglich, die Verteilung der Spritzerablösewinkel und der Geschwindigkeiten zu ermitteln.

Einen nahezu identischen Versuchsaufbau nutzten HOFMANN ET AL. (2013) mit dem Ziel, die Verteilung von Spritzergrößen und -geschwindigkeiten für unterschiedliche Werkstoffe zu finden. Dabei stellten sie fest, dass beim Schweißen von Stahlwerkstoffen mit überlagerter Strahloszillation im Durchschnitt sowohl höhere Spritzergeschwindigkeiten als auch höhere Spritzerdurchmesser zu verzeichnen waren als beim Schweißen unterschiedlicher Aluminiumlegierungen. Im Vordergrund dieser Untersuchung stand also der Vergleich unterschiedlicher Werkstoffe, während der Einfluss der Oszillationsparameter außer Acht blieb.

Auch MÜLLER ET AL. (2014) analysierten das Spritzerverhalten beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation anhand von Stirnkehlnähten. Mit einer nicht näher beschriebenen bildbasierten Messmethode werteten sie die Anzahl großer Spritzer ( $> 0,3$  mm) im Verlauf von Schweißversuchen aus. Sie konnten zeigen, dass im Bereich hoher Vorschubgeschwindigkeiten ( $> 7$  m/min) die Anzahl großer Spritzer durch die Strahloszillation reduziert werden kann.

Punktuelle Aussagen zur Spritzerbildung beim Schweißen mit stark fokussierter Grundmode-Laserstrahlung und überlagerter Strahloszillation präsentierten STANDFUSS & BEYER (2012) anhand von Videos eines Schweißprozesses mit und ohne Oszillation bei sonst gleichen Schweißparametern. Dabei wurde klar ersichtlich,



dass die Anzahl der Spritzer durch die Strahloszillation ( $A = 0,2 \text{ mm}$ ,  $f = 4000 \text{ Hz}$ ) reduziert werden konnte. Diese These wurde im Bericht DVS (2004, S. 56 ff.) und von ENGLER (2014) bestätigt. Quantitative Aussagen zum Einfluss der Strahloszillation und ihrer Parameter auf die Spritzerbildung sind bis dato jedoch nicht bekannt.

### **3.5 Fazit und Handlungsbedarf**

Die Zusammenstellung der Forschungsarbeiten zum Laserstrahlstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation (vgl. Abschnitt 3.2) macht deutlich, dass eine Reihe von Forschern und Forschergruppen mit der Untersuchung dieser alternativen Verfahrensvariante befasst sind. Das Spektrum an Anwendungen, die hinter den einzelnen Arbeiten stehen, ist weit und beinhaltet unter anderem höchst unterschiedliche und aktuelle Fragestellungen, wie das Fügen von Komponenten der Mikroelektronik (z. B. SCHMITT ET AL. 2008), das Kontaktieren von Lithium-Ionen-Batteriezellen (z. B. SCHMIDT ET AL. 2012, SCHMIDT 2015), das Verschweißen schwer (strahl-)schweißbarer Werkstoffe und ihrer Kombinationen (z. B. KRAETZSCH ET AL. 2011), die Reduktion von Prozessporen (z. B. MARTUKANITZ ET AL. 2005) und die Verbesserung der Nahtoberflächeneigenschaften (z. B. BEREND ET AL. 2005). Jedoch besitzen die in den referenzierten Arbeiten vorgestellten Erkenntnisse in vielen Fällen nur punktuelle Gültigkeit, denn ihre Gewinnung geschah experimentell und der Versuch einer induktiven Übertragung hin zu allgemeingültigen Aussagen blieb bisher aus.

Die Entwicklung und die Auslegung von (Laserstrahl-)Schweißprozessen wird heute in vielen Fällen durch den Einsatz der Simulation unterstützt, wie im Abschnitt 3.3 gezeigt wurde. Für das Laserstrahlschweißen existiert eine Vielzahl von Modellierungsansätzen und Simulationsmodellen, keines jedoch für die Verfahrensvariante mit überlagerter Strahloszillation. Lediglich die Arbeiten zur Berechnung der Energiedeposition von MAHRLE & BEYER (2007A) und MAHRLE & BEYER (2007B) gehen einen ersten Schritt in Richtung einer simulativen Betrachtung, wobei in ihrer Arbeit die Strahl-Stoff-Wechselwirkung ausgeklammert blieb. Das fehlende Prozessverständnis und die Absenz von Simulationsmodellen ist mitunter ein Grund dafür, dass die Verfahrensentwicklung bis heute ausschließlich auf experimentellem Wege erfol-

gen muss und aufgrund des fehlenden allgemeingültigen Verständnisses für das Zusammenwirken der einzelnen Prozessparameter viel Zeit und Ressourcen in Anspruch nehmen kann. Dieses Hemmnis kann unter Umständen gegen die Einführung der Verfahrensvariante sprechen.

Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 einleitend erläutert wurde, spielt die geeignete Systemtechnik eine grundlegende Rolle für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation. Diese Tatsache spiegelt sich in den an dieser Stelle diskutierten Arbeiten und Schutzrechte wider. Die in den Berichten DVS (2004, S. 61 ff.) und BMBF (2012) sowie von POPRAWE ET AL. (2009) und SCHWEIER ET AL. (2011) angesprochene Dämpfung der mit einem Galvanometer-Laserscanner ausgebbaren Oszillationsamplitude wurde bisher nur beobachtet und teilweise quantifiziert. Eine Kompensation der Amplitudendämpfung ist jedoch nur mit dem in BMBF (2012) vorgestellten, geschlossen geregelten System möglich. Über einen allgemeingültigen Ansatz zur Quantifizierung und Kompensation der Amplitudenabweichung bei höheren Oszillationsfrequenzen wurde noch nicht berichtet.

Nahezu alle Forschungsarbeiten zum Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation beschränken sich auf die Analyse von nach dem Prozess beobachtbaren Qualitätskriterien wie bspw. der Schweißnahtgeometrie. Über das In-Prozess-Verhalten und insbesondere die Untersuchung der Spritzerbildung wurde bisher nicht berichtet. Die Erfassung von Daten über die Spritzerbildung im Verlauf von Laserstrahl-Schweißprozessen ist Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten (z. B. YOU ET AL. 2013). Eindeutige Zusammenhänge zwischen den Prozessparametern beim Schweißen mit überlagerter Strahloszillation und der Bildung von Spritzern sind jedoch noch nicht bekannt. Der beispielhafte Bericht von STANDFUSS & BEYER (2012) über die positive Auswirkung der Strahloszillation auf das Spritzeraufkommen motiviert deshalb dazu, Forschungsarbeiten anzustellen, um diese Wissens- und Verständnislücke bezüglich des Einflusses der Oszillationsparameter auf die Spritzerbildung zu schließen. Dies wird in der vorliegenden Arbeit aufgegriffen.

## 4 Vorgehensweise und Aufbau dieser Arbeit

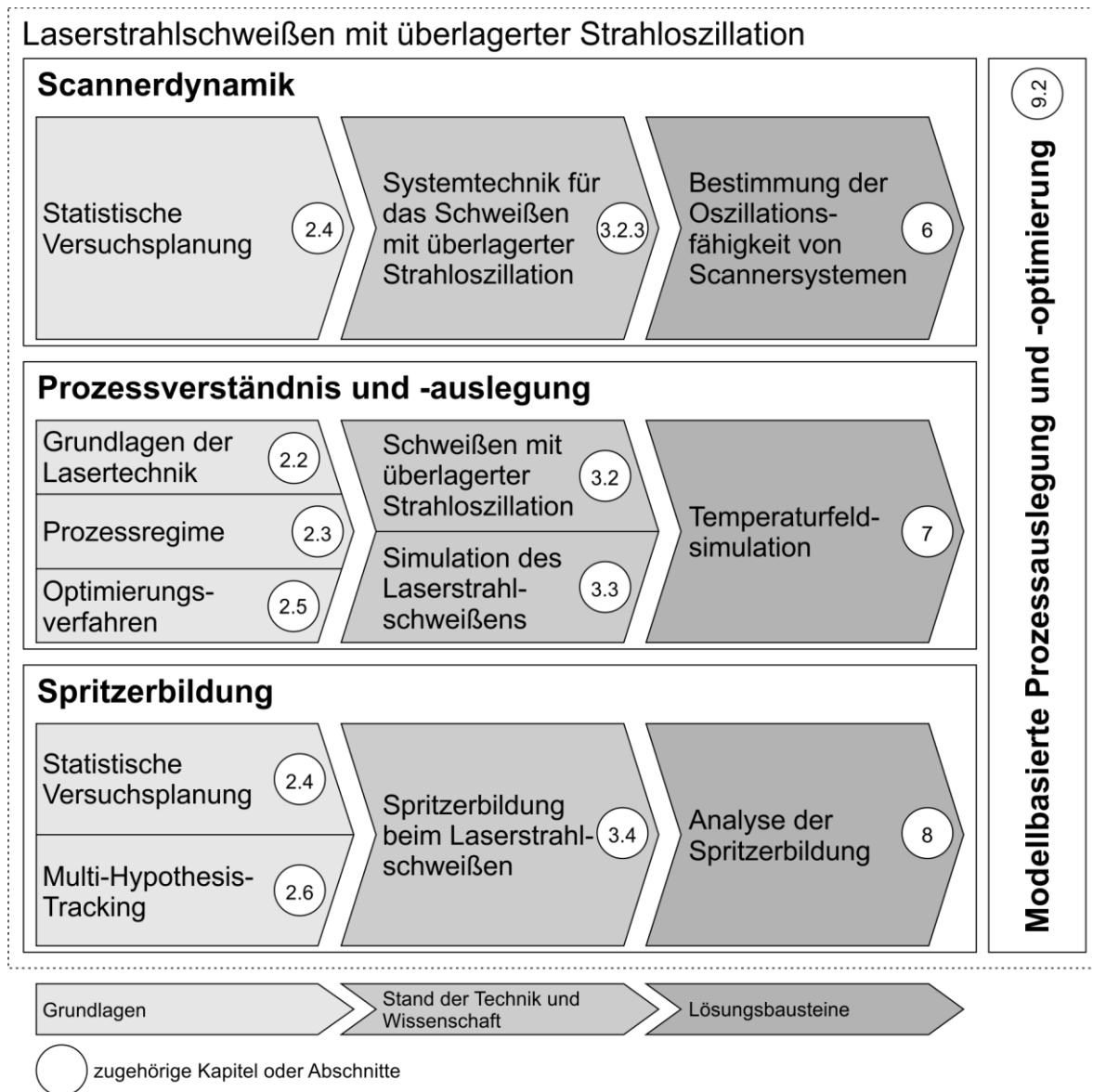
Die vorliegende Arbeit zielt darauf ab, einen Beitrag zum Verständnis der Zusammenhänge zwischen den Prozessparametern und dem Prozessverhalten beim Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation zu leisten, um damit die Prozessentwicklung und -auslegung zu vereinfachen (vgl. Abschnitt 1.3, S. 5 f.). Hierdurch soll wiederum die industrielle Anwendbarkeit und Verbreitung der Verfahrensvariante gefördert werden. Dieses Ziel wird verfolgt, indem drei Themengebiete, welche gemäß derzeitigem Stand der Wissenschaft (vgl. Kapitel 3, S. 45 ff.) bisher defizitär untersucht wurden, adressiert werden. Im Einzelnen sind dies die Bewertung der Scannerdynamik, die Simulation des Temperaturfeldes und die Analyse der Spritzerbildung beim Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation. Die Zuordnung der im Kapitel 2 (vgl. S. 7 ff.) vermittelten Grundlagen und des im Kapitel 3 (vgl. S. 45 ff.) erörterten Standes der Wissenschaft und Technik zu diesen Themengebieten und den drei im Rahmen dieser Arbeit vorgeschlagenen Lösungsbausteinen (vgl. Kapitel 6, S. 107 ff. bis 8, S. 169 ff.) zeigt das Bild 26.

Ausgangspunkt für das Schweißen mit überlagerter Strahloszillation und der zur Untersuchung des Verfahrens notwendigen Experimente ist ein funktionsfähiges Scannersystem, dessen dynamische Eigenschaften bekannt und verstanden sind. Aus diesem Grund wird im Themengebiet der Scannerdynamik eine Methode vorgestellt (vgl. Kapitel 6, S. 107 ff.), die auf statistischer Versuchsplanung (vgl. Abschnitt 2.4, S. 19 ff.) basiert und zur quantitativen Untersuchung und Beschreibung der dynamischen Grenzen eines solchen Galvanometer-Scannersystems dient. Dabei wird insbesondere ein Kompensationsmodell für die aus dem Stand der Wissenschaft und Technik bekannte Amplitudendämpfung (vgl. Abschnitt 3.2.3, S. 50 ff.) entwickelt und beispielhaft für das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Scannersystem (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.) parametrisiert.

Ferner soll durch die vorliegende Arbeit ein besseres Verständnis für den Prozess des Schweißens mit überlagerter Strahloszillation geschaffen werden, um die Prozessauslegung zu erleichtern. Dazu werden in Kapitel 7 (vgl. S. 123 ff.) zwei Modelle für die

#### 4 Vorgehensweise und Aufbau dieser Arbeit

Simulation des transienten Temperaturfeldes beim Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation vorgestellt. Zum Verständnis der Modellbildung ist die Kenntnis der in Abschnitten 2.2 (vgl. S. 7 ff.) und 2.3 (vgl. S. 14 ff.) zusammengestellten Formeln zur Beschreibung von Laserstrahlung und ihrer Wechselwirkung mit metallischen Oberflächen notwendig.



*Bild 26: Zuordnung der in dieser Arbeit beschriebenen Grundlagen und Aspekte des Standes der Wissenschaft und Technik zu den Themengebieten und Lösungsbausteinen dieser Arbeit*

Aufbauend auf bisherigen Modellen zur Simulation des konventionellen Laserstrahlschweißens (vgl. Abschnitt 3.3, S. 65 ff.) werden ein auf der Methode der

GREEN'schen Funktionen (MGF) und ein auf der Finite-Elemente-Methode (FEM) basierendes Simulationsmodell für die Verfahrensvariante mit Strahloszillation entwickelt, verglichen und experimentell validiert. Beide Modelle dienen zur Vorhersage des Temperaturfeldes und der daraus resultierenden Schweißnahtgeometrie. Dabei beinhaltet das FEM-basierte Modell weniger starke Modellvereinfachungen, während das MGF-basierte Simulationsmodell rechenzeiteffizient gelöst werden kann. Mithilfe dieser Modelle soll die Beantwortung der im Abschnitt 3.2 (vgl. S. 45 ff.) aufgeworfenen Frage nach einer geeigneten Wahl von Prozessparametern zur Erzeugung einer für die gegebene Aufgabe adäquaten Schweißnahtgeometrie erleichtert werden.

Als drittes Themengebiet wird die Spritzerbildung beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation aufgegriffen. In Kapitel 8 (vgl. 169 ff.) wird hierfür zunächst eine Analyseverfahren für Hochgeschwindigkeits-Bildsequenzen vorgestellt, mit welcher es möglich wird, das Spritzeraufkommen zu quantifizieren. Die Grundlage für die Entwicklung dieser Methode liefern die Abschnitte 2.6 (vgl. S. 39 ff.) und 3.4 (vgl. S. 89 ff.). Ein Zusammenhang zwischen der Spritzerbildung und den Einstellgrößen des Laserstrahlschweißprozesses wird mithilfe der statistischen Versuchsplanung (vgl. Abschnitt 2.4, S. 19 ff.) abgeleitet.

Im Ausblick (vgl. Abschnitt 9.2, S. 200 ff.) wird ein Konzept vorgestellt, das die Erkenntnisse und Modelle aus den Bereichen Scannerdynamik, Temperaturfeldsimulation und Spritzerbildung verknüpft und auf eine gesamtheitliche modellbasierte Prozessoptimierung abzielt. Die Anwendungsbezogene Bewertung in Abschnitt 9.3 (vgl. S. 206 f.) schließt die Arbeit mit weitergehenden Überlegungen zur industriellen Anwendbarkeit der Verfahrensvariante und der entwickelten Methoden und Modelle.



## 5 Versuchseinrichtung, Werkstoff und Software

### 5.1 Überblick

Um die im vorangegangenen Kapitel in Aussicht gestellten Lösungsbausteine zu erarbeiten, wurden experimentelle und simulative Untersuchungen durchgeführt. Das vorliegende Kapitel beschreibt die hierfür verwendete Versuchseinrichtung und die eingesetzte Software. Außerdem werden die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften des korrosionsbeständigen Edelstahls X5CrNi18-10 (AISI 304; 1.4301), der als einziger in den Experimenten verwendet wurde, zusammengefasst.

### 5.2 Versuchseinrichtungen

Alle im Rahmen dieser Arbeit benötigten Schweißproben wurden an einer Laserstrahl-Schweißanlage angefertigt, die einen Grundmode-Faserlaser und ein dafür geeignetes Scannersystem beinhaltet. Im Folgenden werden diese beiden Hauptkomponenten der Versuchsanordnung beschrieben.

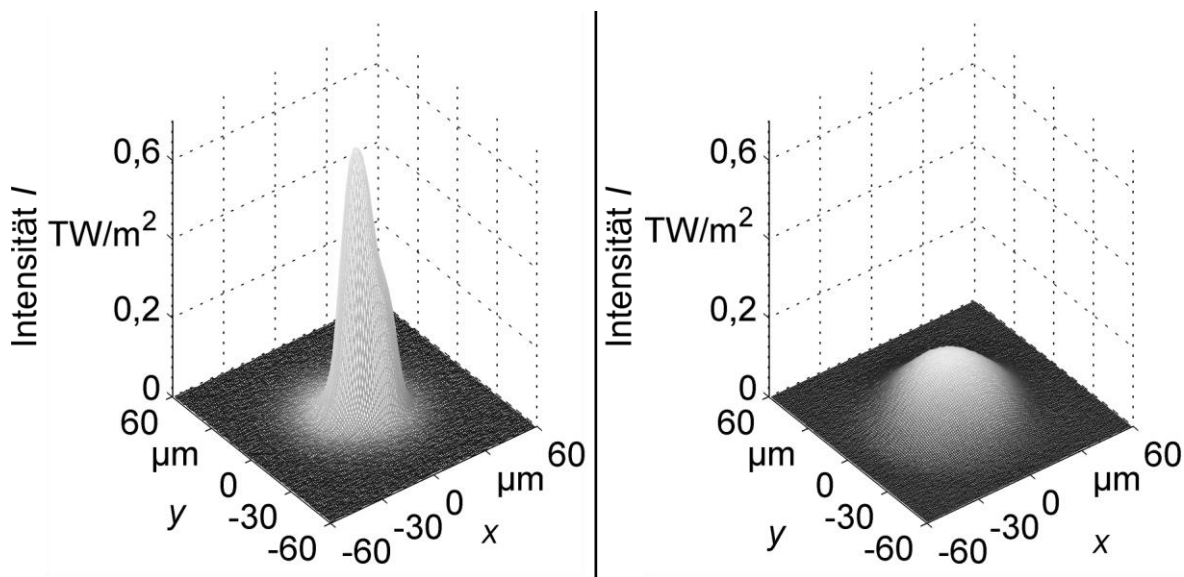
#### *Laserstrahlquelle YLR-3000 SM*

Bei der Laserstrahlquelle YLR-3000 SM der Fa. IPG LASER GMBH handelt es sich um einen kontinuierlich strahlenden Grundmode-Faserlaser mit sechs Ytterbium-dotierten YAG<sup>9</sup>-Resonatorfasern mit einem Faserkerndurchmesser von jeweils 30 µm. Die maximale Ausgangsleistung der emittierten Strahlung beträgt 3000 W in einem Wellenlängenspektrum von 1068 bis 1080 nm, wobei das bei der Inbetriebnahme gemessene Wellenlängenmaximum bei 1072 nm lag. Die Beugungsmaßzahl (vgl. Abschnitt 2.2.3, S. 9 ff.) der emittierten Strahlung beträgt laut Herstellerangabe typischerweise  $M^2 = 1,1$  und liegt damit nahe der theoretischen Beugungsgrenze. Mit

---

<sup>9</sup> YAG: Yttrium-Aluminium-Granat

einem MicroSpotMonitor der Fa. PRIMES GMBH (PRIMES 2015) wurde auf der minimal emittierbaren Leistungsstufe<sup>10</sup> bei  $P = 300 \text{ W}$  eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1,19$  gemäß Norm DIN EN ISO 11146 gemessen. Der Strahldurchmesser<sup>11</sup> am Austritt aus der Transportfaser wurde in dieser Messung zu  $30,8 \text{ }\mu\text{m}$  bestimmt. Nach der optischen Abbildung durch das Scannersystem weitete sich dieser auf eine Größe von  $2\omega_0 = 56,6 \text{ }\mu\text{m}$ . Bild 27 zeigt die zugehörige Leistungsdichteverteilung in der Fokusebene nach der Transportfaser und nach dem Scannersystem.



*Bild 27: Interpolierte Leistungsdichteverteilung der von der Strahlquelle emittierten Laserstrahlung nach der Transportfaser (links) und nach dem Scannersystem Fiber Elephant 36 SiC (rechts) in der Fokusebene bei einer Leistung von  $P = 300 \text{ W}$*

<sup>10</sup> Die Messung der Strahlparameter wurde auf einer möglichst niedrigen Leistungsstufe durchgeführt, um den Einfluss einer thermisch bedingten Verlagerung der Fokusebene während der bis zu zwei Minuten andauernden Messung auf das Ergebnis zu minimieren. Diese Alternative wurde gegenüber Messungen auf hohen Leistungsstufen – und damit unvermeidlich hohen Fokusverschiebungen – bevorzugt, da angenommen wurde, dass eine thermisch bedingte Verschiebung der Fokusebene im Verlauf der Schweißversuche, bei denen die Emissionszeit immer weniger als 2 s betrug, eine untergeordnete Rolle spielt.

<sup>11</sup> Der Strahldurchmesser ist entsprechend der Norm DIN EN ISO 11146 so definiert, dass sich innerhalb der durch den Strahldurchmesser vorgegebenen Kreisfläche 86 % der emittierten Leistung befinden.



### Scannersystem Fiber Elephant 36 SiC

Bei der in Bild 28 gezeigten Optik Fiber Elephant 36 SiC der Fa. ARGES GMBH handelt es sich um den Prototyp eines hochdynamischen Post-Objective-Scannersystems (ZAEH ET AL. 2010), der speziell für die Führung von Grundmode-Laserstrahlung und für die Überlagerung einer Strahloszillation konzipiert und gebaut wurde. Die Optik besitzt eine Apertur von 36 mm. Der Arbeitsabstand beträgt 500 mm, und durch die Spiegelauslenkung wird ein Arbeitsbereich von  $450 \times 450 \text{ mm}^2$  aufgespannt. Ergänzend zu dem großen Arbeitsabstand, der große Versatzbewegungen des Brennflecks bei vergleichsweise kleinen Drehwinkeln der Motoren ermöglicht, wurden spezielle Leichtbauspiegel mit einer geringen Massenträgheit aus Siliciumkarbid (SiC) eingebaut, wodurch hohe Oszillationsfrequenzen bei gleichzeitig geringer Leistungsaufnahme der Galvanometermotoren erreicht werden, wie die dynamische Charakterisierung in Kapitel 6 (vgl. S. 107 ff.) zeigt.

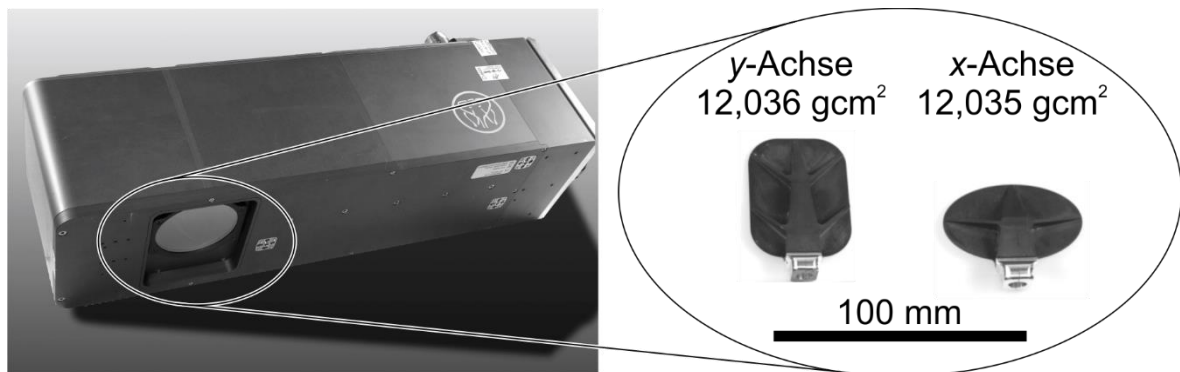


Bild 28: Prototyp des Scannersystems Fiber Elephant 36 SiC und Siliciumkarbid-Ablenkspiegel mit Massenträgheitsmomenten um die Rotationsachse

### 5.3 Werkstoff X5CrNi18-10

Für alle experimentellen Untersuchungen kam der korrosionsbeständige Edelstahl X5CrNi18-10 (AISI 304; 1.4301) gemäß Norm DIN EN 10088-1 als warmgewalztes Blech ohne vorherige Kaltverfestigung und mit seidenmatter Oberfläche (1K) zum Einsatz (DIN EN 10088-2). Aufgrund seiner chemischen Zusammensetzung (vgl. Tabelle 7) mit einem Chromgehalt zwischen 17,5 und 19,5 Gew.-Prozent ist der Werkstoff gegen den Angriff korrosiver Medien weitgehend beständig. Der hohe Nickelgehalt zwischen 8,0 und 10,5 Gew.-Prozent garantiert trotz des geringen Anteils an

Kohlenstoff eine rein austenitische Erstarrung nach dem Schweißvorgang (SCHAEFFLER 1949, DILTHEY 2005). Der Werkstoff gilt mit allen Verfahren ohne besondere Maßnahmen als schweißgeeignet, wobei zu kurze Schmelzzyklen die für Cr-Ni-Stähle typischen Erstarrungsrisse zur Folge haben können (HASE ET AL. 2008). Die für die simulativen Untersuchungen benötigten Kennwerte des Werkstoffs sind im Folgenden zusammengestellt.

<b>Zulässiger Massenanteil der Elemente (Gew.-%)</b>											
	C	Si	Mn	P	S	N	Cr	Cu	Mo	Nb	Ni
min.	-	-	-	-	-	17,5	17,5	-	-	-	8,0
max.	0,07	1,00	2,00	0,045	0,015	19,5	19,5	-	-	-	10,5

Tabelle 7: Chemische Zusammensetzung des Werkstoffs X5CrNi18-10 (AISI 304; 1.4301) entsprechend Norm DIN EN 10088-1

*Phasenübergangstemperaturen und temperaturinvariant angenommene Kennwerte*

Die thermischen Simulationen mit der MGF und die Temperaturberechnung mit dem Kapillarmodell von SCHULZ (1999) erfordern die Linearisierung der allgemeinen Wärmeleitungs-DGL (vgl. Abschnitte 3.3.1, S. 69 ff. und 3.3.2, S. 75 ff.). Die hierfür angenommenen Werkstoffkennwerte und deren Herkunft zeigt die Tabelle 8.

<b>Kennwert</b>	<b>Symbol</b>	<b>Wert</b>	<b>Einheit</b>	<b>Quelle</b>
dielektrische Leitfähigkeit	$\epsilon_{el}$	0,25	-	(PFEIFFER 2010)
Schmelzenthalpie	$H_M$	$2,77 \cdot 10^5$	$\text{Jkg}^{-1}$	
Schmelztemperatur	$T_M$	1793	K	(BECKER 1995)
Verdampfungstemperatur	$T_V$	3133	K	
Umgebungstemperatur	$T_\infty$	300	K	-
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda_{th}$	28,92	$\text{W(mK)}^{-1}$	Mittelwert der Daten aus (SYSWELD 2012) <sup>12</sup>
Dichte	$\rho_m$	7361	$\text{kgm}^{-3}$	
spezifische Wärmekapazität	$c_p$	668	$\text{J(kgK)}^{-1}$	

Tabelle 8: Phasenübergangstemperaturen und temperaturinvariant angenommene Werkstoffkennwerte des korrosionsbeständigen Edelstahl X5CrNi18-10 (AISI 304; 1.4301)

<sup>12</sup> Software der Fa. ESI GMBH für die Simulation des Temperaturfeldes und des Schweißverzugs

*Temperaturvariant angenommene Kennwerte*

In der FEM-Simulation können Temperaturabhängigkeiten der Werkstoffkennwerte hingegen berücksichtigt werden. Die Verläufe der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ , der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{th}$  und der Dichte  $\rho$  über der Temperatur wurden der Materialdatenbank der Simulationssoftware SYSWELD (2012) der Fa. ESI GMBH entnommen. Das folgende Bild 29 zeigt die in dieser Arbeit verwendeten Werkstoffkennwerte und vergleicht sie mit den Angaben in VDI (2006) und von MILLS ET AL. (2004). Um die Energieaufnahme des Werkstoffs beim Schmelzen – trotz der fehlenden Modellierung des Übergangs von der festen in die flüssige Phase – korrekt abzubilden, wurde – wie unter anderem von DAUB (2012, S. 69 f.) vorgeschlagen – der Verlauf der spezifischen Wärmekapazität im Umfeld der Schmelztemperatur manipuliert. Durch eine additive Überlagerung der Wärmekapazität mit dem Produkt aus einer GAUSS'schen Normalverteilung und der Schmelzenthalpie  $H_M$  wird die Energieaufnahme korrigiert und gleichzeitig ein stetiger Verlauf der korrigierten spezifischen Wärmekapazität  $c_{p,korr}$  beibehalten. Dem liegt die Gleichung (94) zugrunde:

$$c_{p,korr}(T) = c_p(T) + \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{T-T_M}{\sigma_T}\right)^2}}{\sigma_T \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot H_M \quad (94)$$

Die darin enthaltene Größe  $\sigma_T$  spiegelt die Standardabweichung der Normalverteilung wider und ist somit ein Maß für die Breite der Überlagerung.

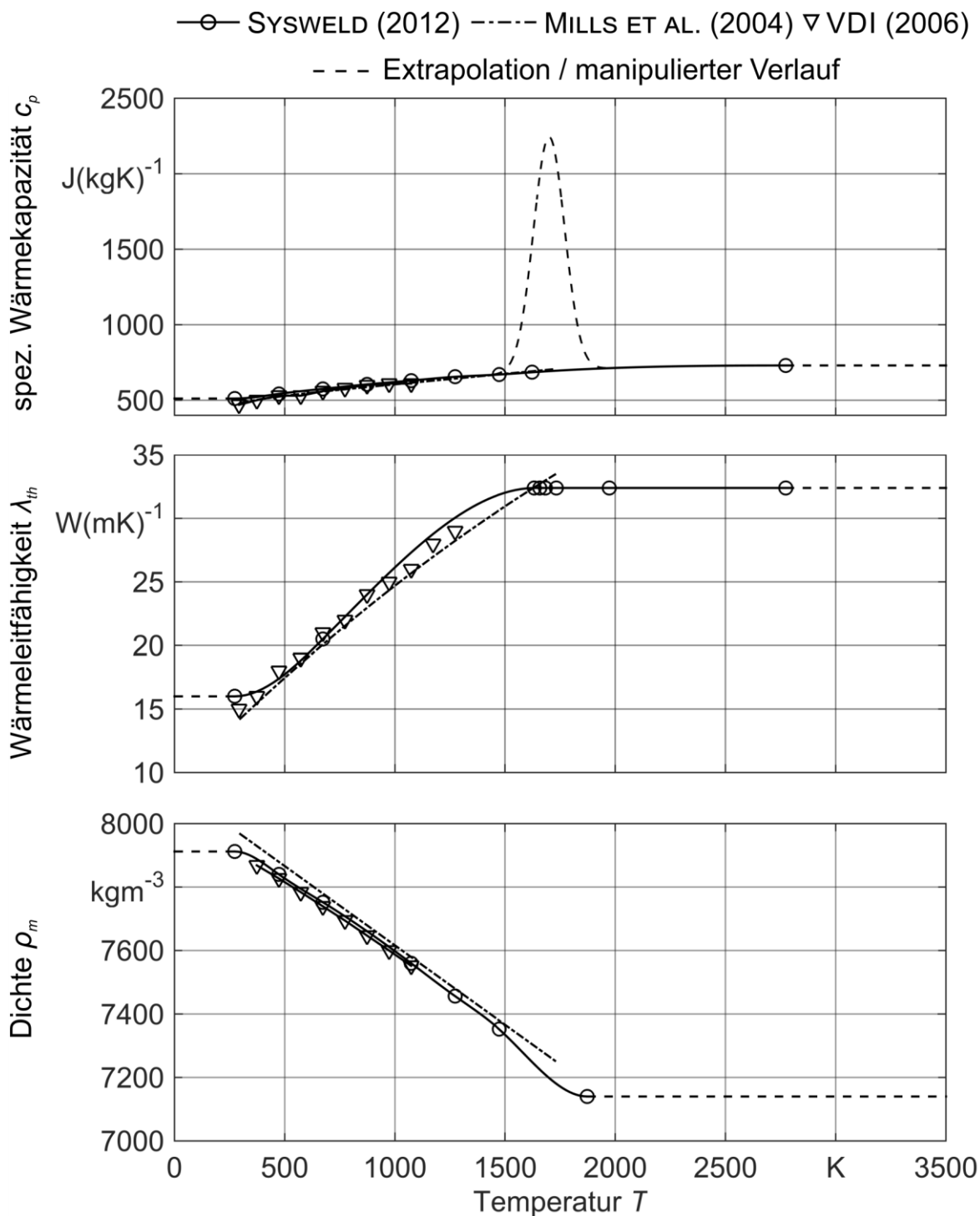


Bild 29: Mittels kubischer Spline-Interpolation aus den in SYSWELD (2012) hinterlegten Daten abgeleiteter Verlauf der temperaturabhängigen Kennwerte des Werkstoffs X5CrNi18-10 (AISI 304; 1.4301) im Vergleich zu den Angaben in VDI (2006) und von MILLS ET AL. (2004)

## 5.4 Software

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen und Simulationen wurden mit zwei kommerziell erhältlichen Computerprogrammen realisiert. Für die Umsetzung der thermischen Simulation mithilfe der MGF in Form eines Programms zur automatischen Verarbeitung von Hochgeschwindigkeits-Bildsequenzen und für Datenanalysezwecke (Varianzanalyse, Regression) kam die Entwicklungsumgebung MATLAB zum Einsatz. Die Lösung der numerischen Temperaturfeldsimulation wurde in COMSOL MULTIPHYSICS durchgeführt, wobei die übergeordnete Steuerung des Simulationsablaufs und der automatische Modellaufbau ebenfalls in MATLAB abliefen.

### *MATHWORKS MATLAB*

Die Entwicklungsumgebung MATLAB wird von der Fa. MATHWORKS INC. angeboten. Die im Zuge der vorliegenden Arbeit erstellten Programme wurden im Release MATLAB 2014B erstellt. Dabei wurden ausschließlich Funktionen der in Tabelle 9 gelisteten Toolboxen eingesetzt.

<b>Toolbox</b>	<b>Einsatzzweck</b>
Image Processing	Spritzerverfolgung, Schliffbildverarbeitung
Model-based Calibration	Versuchsplanung und -bewertung
Optimization	Wärmequellenkalibrierung
Parallel Computing	Thermische Simulation
Statistics	Regression, Varianzanalyse

*Tabelle 9: Im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte MATLAB-Toolboxen*

### *COMSOL MULTIPHYSICS*

Das Programmpaket COMSOL MULTIPHYSICS (Version 4.4) der Fa. COMSOL MULTIPHYSICS GMBH stellt Werkzeuge für die Modellierung und Simulation von (gekoppelten) physikalischen Problemen mithilfe der FEM, der FVM, der Randelementemethode und der Partikelverfolgungsmethode bereit. Zur Lösung von Wärmeleitungsproblemen kam in dieser Arbeit das *Heat-Transfer*-Modul zum Einsatz. Die Kopplung mit MATLAB war anhand des Moduls *LiveLink for MATLAB* möglich, sodass

COMSOL lediglich für die Netzgenerierung und die numerische Lösung der Gleichungssysteme verwendet wurde. Die Simulationsmodelle wurden hingegen mit MATLAB generiert und ebenso die Berechnungsergebnisse analysiert und visualisiert.

## 6 Bestimmung der Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen

### 6.1 Einführung in die Problemstellung

Eine Grundvoraussetzung für die Nutzung der Strahloszillation ist die Möglichkeit, den Ort der Strahl-Stoff-Wechselwirkung auf der Werkstückoberfläche hochfrequent modulieren zu können, wofür üblicherweise Scanneroptiken eingesetzt werden. Da zur Strahlablenkung eine trägheitsbehaftete Bewegung eines Spiegels oder beider Spiegel der Scanneroptik ausgeführt werden muss, unterliegt die Dynamik der Strahloszillation beim RLW Restriktionen. Diese sind vor allem durch die Stärke der Galvanometermotoren und deren Regelung sowie das Trägheitsmoment der verbauten Spiegel gegen Rotation bedingt. Üblicherweise werden Galvanometerantriebe mittels PI- oder PID-Gliedern geregelt. Die Regler werden dabei so parametrisiert, dass ein Überschwingen selbst bei großen, instantanen Sollwert-Änderungen vermieden wird. Für den Fall der Strahloszillation bedeutet das, dass die Abweichung zwischen der Sollkontur einer LISSAJOUS-Figur und der tatsächlich auf dem Werkstück erzielten Kontur mit zunehmender Frequenz steigen muss. Dieses Verhalten veranschaulicht die in Bild 30 gezeigte Markierung einer zirkularen Strahloszillation.

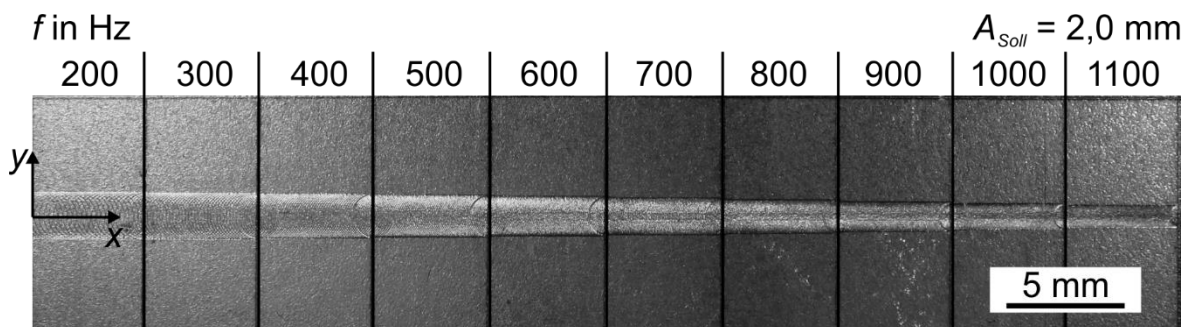


Bild 30: Ergebnis eines Markierungsversuchs mit der Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC; abnehmende Amplitude der Oszillationskontur mit zunehmender Frequenz;  $A_{Soll} = 2,0 \text{ mm} = \text{const.}$

Ähnliche Beobachtungen machten auch LÜTKE (2011, S. 111 ff.) beim Remote-Abtragschneiden kleiner Kreise und POPRAWA ET AL. (2009) im Zuge der Analyse eines Scannersystems für das Laserstrahl-Mikroschweißen. LÜTKE (2011, S. 111 ff.) behalf sich mit einer computergestützten, iterativen Anpassung der Schneidtrajektorie und

konnte somit die Formabweichung beim Schneiden eines Kreises mit 3,0 mm Radius auf 0,1 mm reduzieren.

Im Allgemeinen gilt: Werden an eine Scanneroptik sowohl die Forderung nach hoher Dynamik als auch die Forderung nach Verwendbarkeit mit hohen Leistungsdichten, wie sie bei der Materialbearbeitung mit Grundmode-Laserstrahlung bei hoher Leistung auftreten, gestellt, dann entsteht ein Zielkonflikt. Denn einerseits sollten die Spiegel hierfür möglichst kleine Abmessungen besitzen, um ein geringes Trägheitsmoment – und damit eine hohe Dynamik – zu garantieren. Andererseits ist eine möglichst große Aufweitung des Rohstrahls zur Senkung der Leistungsdichte auf den optischen Komponenten wünschenswert, um die thermische Beeinflussung der Spiegel und Linsen zu reduzieren. Um einen weiten Rohstrahl zu führen, ist jedoch eine hohe Apertur erforderlich, und damit werden auch große Spiegelabmessungen unvermeidbar. KÖGEL (2011) bezeichnet den oben beschriebenen Zusammenhang deshalb als „Dilemma des Optikdesigners“ und verweist auf zunehmende Entwicklungsanstrengungen der Optikhersteller, um beiden Forderungen möglichst gut gerecht zu werden.

Da für die experimentellen Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.) zum Einsatz kam, war es nötig, ihre dynamischen Grenzen und ihr spezifisches Übertragungsverhalten zu charakterisieren. Für diese Charakterisierung wird eine neuartige Methode vorgeschlagen, die im folgenden Abschnitt 6.2 erläutert wird. Anschließend wird in Abschnitt 6.3 die Umsetzung der Methode zur Charakterisierung des oben genannten Scannersystems beschrieben.

### **6.2 Methodische Vorgehensweise**

Die Methode zur Charakterisierung der Scannerdynamik basiert auf Markierungsversuchen, bei denen die resultierende Ist-Amplitude der Oszillation durch eine Laser-Markierungsspur auf einem Versuchsträger sichtbar gemacht wird. Die Markierungsspuren können anschließend lichtmikroskopisch vermessen werden, um die resultie-



rende Ist-Kontur den im Versuch genutzten Schweiß- und Oszillationsparametern zuzuordnen. Ziel ist es also, auf empirischem Wege einen Zusammenhang zwischen den gewählten Oszillationsparametern und der resultierenden Oszillationstrajektorie herzustellen. Die Kenntnis dieses Zusammenhangs wird anschließend genutzt, um die Eingangsgrößen der Oszillation gezielt zu manipulieren und somit durch eine modellbasierte Vorsteuerung die in Bild 30 ersichtliche Amplitudendämpfung zu kompensieren. Erst damit wird die Grundlage für definierte Schweißversuche mit überlagerter Strahloszillation geschaffen.

Neben der Amplitudendämpfung soll ein weiterer restriktiver Effekt berücksichtigt werden. Eine Strahloszillation hat – im Vergleich zu einer Strahlbewegung ohne oszillatorische Komponente – eine deutlich erhöhte Leistungsaufnahme der Antriebe im Scannersystem zur Folge und führt bei ungeeigneter Wahl der Oszillationsparameter zum Auslösen eines scannerinternen Schutzmechanismus, der die Galvanometerantriebe abschaltet. Derjenige Parameterbereich, in dem diese Schutzeinrichtung wirksam wird, steht für das Schweißen folglich nicht zur Verfügung. Aus diesem Grund ist es notwendig, einen Zusammenhang zwischen den Oszillationsparametern und dieser Leistungsaufnahmegrenze zu formulieren.

An den beiden oben genannten Zielstellungen orientiert sich folglich das methodische Vorgehen zur Bestimmung der Oszillationsfähigkeit, das in Bild 31 grafisch veranschaulicht ist. Unter Oszillationsfähigkeit wird in diesem Zusammenhang die Fähigkeit verstanden, in einem bestimmten Parameterbereich eine Strahloszillation dämpfungsfrei auszugeben. Entsprechend der allgemeinen Vorgehensweise in der SVP (vgl. Abschnitt 2.4, S. 19 ff.) werden für die beiden restriktiven Phänomene, also die Amplitudendämpfung und die Leistungsaufnahmegrenze, Regressionsmodelle erstellt. Hierfür wird zunächst jeweils eine Reduktion aller unmittelbar beeinflussbaren Parameter durchgeführt, mit dem Ziel, die für das jeweilige Phänomen signifikanten Faktoren zu identifizieren. Gleichzeitig wird der mögliche Versuchsraum experimentell bestimmt, um Grenzen für die spezifischen Versuchspläne der folgenden Detailuntersuchungen abzuleiten. Das ist insbesondere deshalb nötig, weil die Gültigkeit der abgeleiteten Modelle im Grenzbereich der Leistungsaufnahme sichergestellt wer-

## 6 Bestimmung der Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen

den muss. Anschließend müssen Oszillationsversuche anhand der beiden zuvor abgeleiteten Versuchspläne durchgeführt werden, und mithilfe der Regressionsanalyse werden Modelle für die Leistungsaufnahmegrenze und die Amplitudendämpfung erstellt. Da die Modellbildung darauf abzielt, diejenigen Einstell-Amplituden vorherzusagen zu können, die bei Anwendung bestimmter Oszillationsparameter zu einer gewünschten Soll-Amplitude auf dem Bauteil führen, muss das Modell der Amplitudendämpfung schließlich invertiert werden. Die beiden resultierenden Modelle ergeben zusammen das sogenannte Kompensationsmodell.

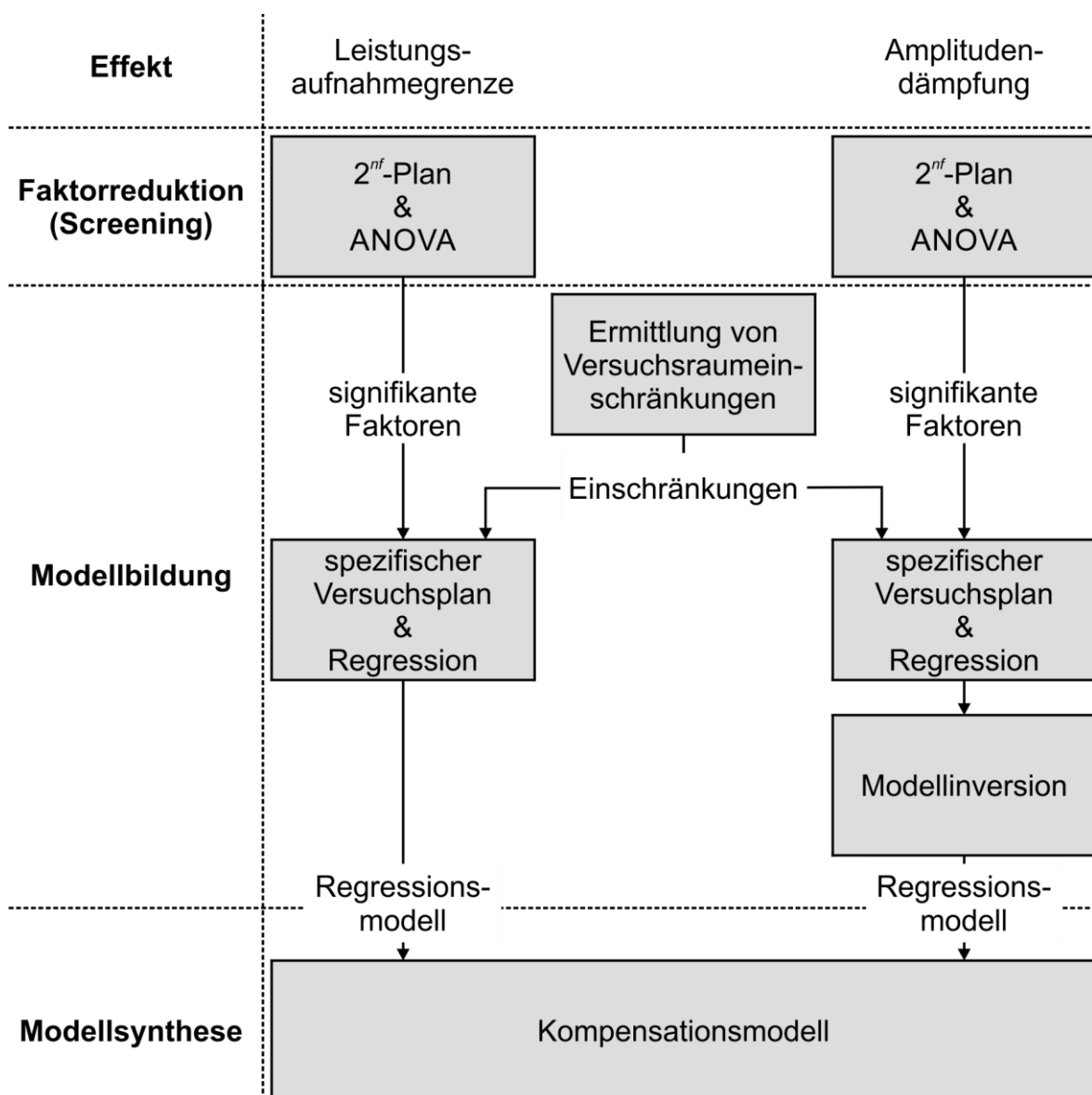


Bild 31: Allgemeine Vorgehensweise zur Bestimmung der Oszillationsfähigkeit einer Scanneroptik

Mithilfe dieses Modells kann vorhergesagt werden, ob eine bestimmte Kombination von Oszillationsparametern mit dem untersuchten Scannersystem ausgegeben werden kann und – falls ja – welche Oszillationsparameter dem System als Einstellwerte vorgegeben werden müssen, um die gewünschten Soll-Trajektorien auf dem Bauteil zu erhalten. Da für die Ableitung der Modelle auf Versuchen basierende Daten verwendet werden, sind die Modelle nur für ein bestimmtes Scannersystem gültig. Das methodische Vorgehen hingegen besitzt allgemeine Gültigkeit, da die Phänomene der Leistungsaufnahmegrenze und der Amplitudendämpfung in allen Galvanometerscannern beschränkend wirken, sofern diese nicht schon durch die Regelungsarchitektur des Systems kompensiert werden (PIECZONA 2014). Im Folgenden werden die Ergebnisse der Charakterisierung des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Scannersystems dargestellt, um die oben beschriebene Methode beispielhaft zu erläutern.

### 6.3 Oszillationsfähigkeit der verwendeten Scanneroptik

#### 6.3.1 Überblick

Anhand der vorangehend genannten Schritte wurde die in Abschnitt 5.2 (vgl. S. 99 ff.) vorgestellte Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC untersucht. Im kommenden Abschnitt wird zunächst dargestellt, welche Parameter des Oszillationsschweißprozesses als signifikant identifiziert wurden. Anschließend wird gezeigt, wie mittels einer Regressionsanalyse unabhängige Modelle hoher Güte für die Leistungsaufnahmegrenze und die Amplitudendämpfung des Scannersystems gefunden wurden. Zuletzt werden diese Modelle zu einem Kompensationsmodell verknüpft, und die Oszillationsfähigkeit der untersuchten Optik wird bewertet.

#### 6.3.2 Faktorreduktion

Um die signifikanten Faktoren zu bestimmen, wurden die in Tabelle 10 gelisteten und in Bild 32 veranschaulichten Parameter auf je zwei Stufen vollfaktoriell variiert. Als Maß für die Leistungsaufnahmegrenze wurde die mit der jeweiligen Parameterkombination maximal mögliche Oszillationsfrequenz  $f_{max}$  ermittelt. Um die Amplituden-

## 6 Bestimmung der Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen

dämpfung quantitativ zu erfassen, wurden die auf der Werkstückoberfläche resultierenden Ist-Amplituden  $A_{Ist}$  mikroskopisch vermessen. Die Lage der Oszillationstrajektorie im Scanfeld wurde mithilfe der Koordinaten  $x$  und  $y$ , ihre Orientierung über den Winkel  $\rho$  abgebildet. Des Weiteren wurde die Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  und die Einstell-Amplitude  $A_{Ein}$  variiert.

Leistungsaufnahmegrenze				Amplitudendämpfung			
Faktor	min.	max.	Einheit	Faktor	min.	max.	Einheit
$x$	0	200	mm	$x$	0	200	mm
$y$	0	200	mm	$y$	0	200	mm
$\rho$	0	90	°	$\rho$	0	90	°
$v_s$	2	10	m/min	$v_s$	2	10	m/min
$A_{Ein}$	6	10	mm	$A_{Ein}$	1	6	mm
$l_{Traj}$	20	50	mm	$f$	100	700	Hz

Tabelle 10: Versuchsraumgrenzen der Screening-Versuchsreihen zur Ermittlung der signifikanten Parameter für die Leistungsaufnahmegrenze und die Amplitudendämpfung

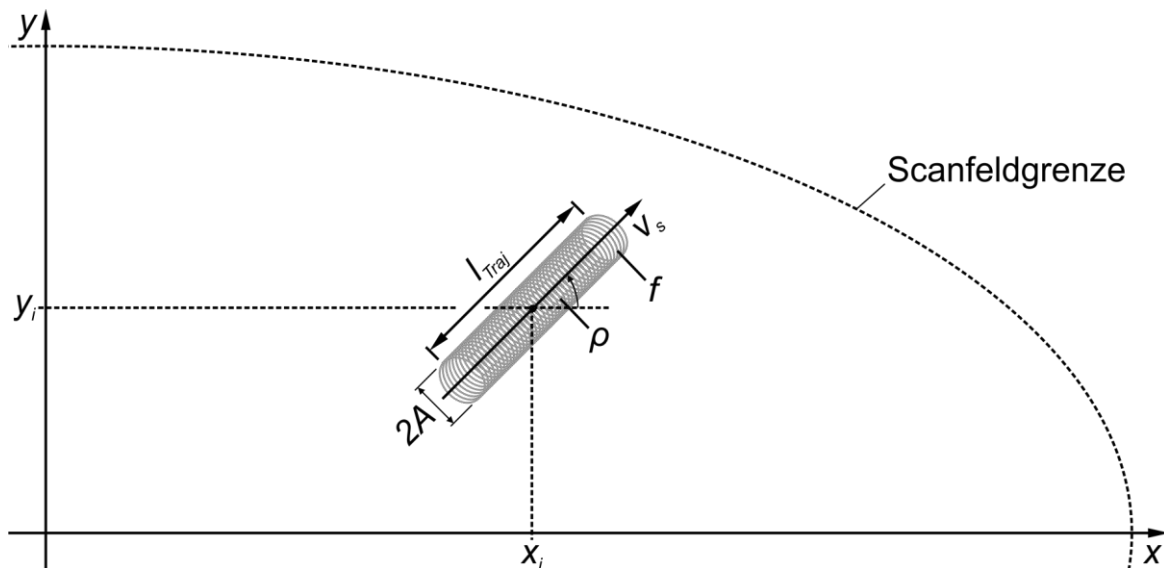


Bild 32: Variierte Einstellgrößen beim Screening der Faktoren für die Leistungsaufnahmegrenze und die Amplitudendämpfung einer zirkularen Oszillation

An die im Screening gemessenen Grenzfrequenzen und Ist-Amplituden wurden anschließend Regressionsmodelle erster Ordnung angepasst und durch eine schrittweise

Varianzanalyse (vgl. Abschnitt 2.4.4.2, S. 32 f.) um nichtsignifikante Terme reduziert. Hierzu wurde – ausgehend von einer linearen Modellgleichung erster Ordnung ohne Wechselwirkungen – in jedem Schritt der Varianzanalyse derjenige Modellterm mit dem größten  $p$ -Wert entfernt und die Modellanpassung erneuert, bis ausschließlich signifikante Terme mit einem  $p$ -Wert kleiner oder gleich 5 % in der Modellgleichung verblieben.

Bild 33 zeigt die anhand dieses Vorgehens gewonnenen Haupteffekte und Koeffizienten für das Phänomen der Amplitudendämpfung. Die Oszillationsfrequenz und die Einstell-Amplitude wurden eindeutig als signifikant identifiziert, während die Lage und die Orientierung der Trajektorie im Scanfeld sowie die Schweiß-Vorschubgeschwindigkeit keinen wesentlichen Beitrag zur Änderung der resultierenden Amplitude leisteten und deshalb für die weitere Modellbildung vernachlässigt wurden.

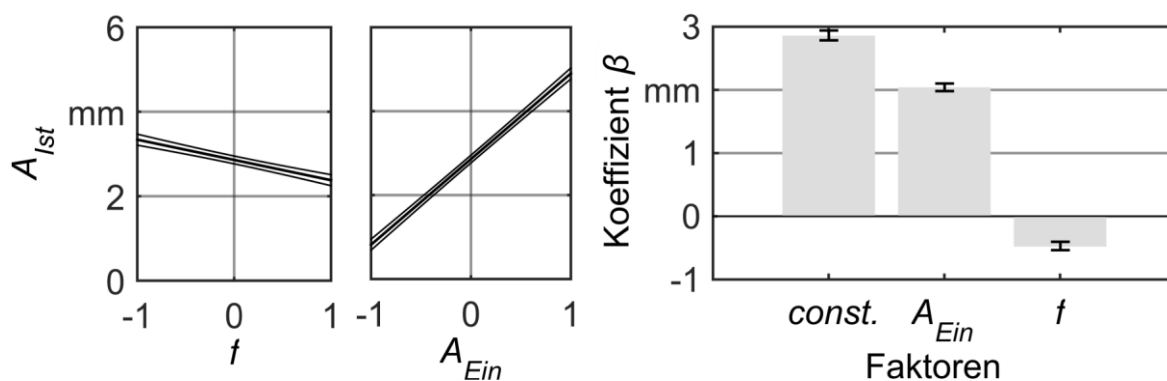


Bild 33: Haupteffekt-Diagramm des reduzierten linearen Modells der Amplitudendämpfung (links) und Koeffizienten der signifikanten Faktoren (rechts), jeweils mit 95%-Konfidenzintervallen; Modellgüte:  $R_{adj.}^2 = 0,9704$

Die geschätzten 95%-Konfidenzintervalle der Vorhersage sind im Vergleich zu den ermittelten Effekten klein, was sich in einer hohen Güte des Modells widerspiegelt. Die Effekte der beiden signifikanten Parameter verhalten sich gegenläufig, sodass mit steigender Oszillationsfrequenz die resultierende Amplitude auf dem Bauteil erwartungsgemäß sinkt (vgl. Bild 30), wohingegen mit steigender Einstellamplitude auch die resultierende Amplitude steigt. Nicht signifikant für die Dämpfung ist demgegen-

## 6 Bestimmung der Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen

über die Orientierung der auszugebenden Oszillation, obwohl die beiden im Scannersystem verbauten Spiegel eine geringfügig unterschiedliche Massenträgheit um ihre Rotationsachse besitzen (vgl. Bild 28, S. 101). Dies lässt vermuten, dass Unterschiede im Übertragungsverhalten der beiden Antriebe bereits durch angepasste Parameter-einstellungen der Motorregler kompensiert wurden.

Die Ergebnisse des Screenings der Parameter zur Identifikation der für die Leistungsaufnahmegrenze signifikanten Faktoren fielen ebenfalls deutlich aus. Von den ursprünglich sechs variierten Parametern wurden drei als einflussreich auf die Grenzfrequenz identifiziert, wie das Bild 34 verdeutlicht.

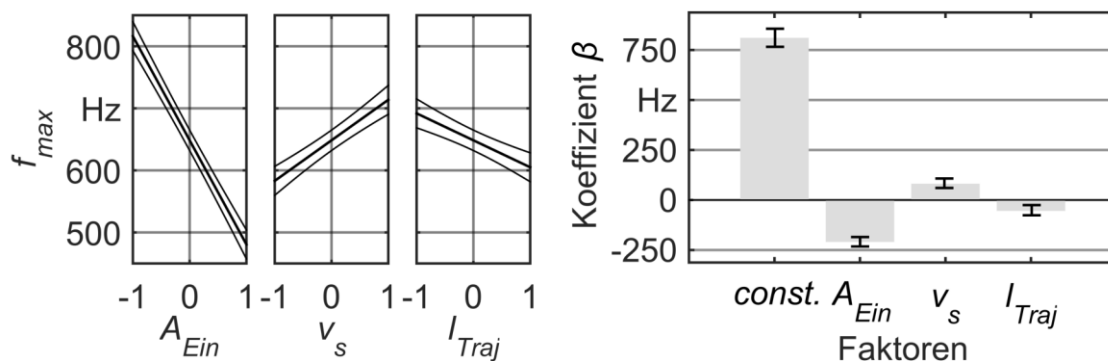


Bild 34: Haupteffekt-Diagramm des reduzierten linearen Modells der Leistungsaufnahmegrenze (links) und Koeffizienten der signifikanten Faktoren (rechts), jeweils mit 95 %-Konfidenzintervallen; Modellgüte:  $R_{adj}^2 = 0,8886$

Bei diesen Parametern handelt es sich um die Einstellamplitude, die Vorschubgeschwindigkeit und die Länge der Trajektorie. Der stärkste Einfluss auf die Grenzfrequenz geht wiederum von der Einstellamplitude aus. Je höher diese gewählt wird, desto geringer ist die mögliche Oszillationsfrequenz. Die Effekte der Vorschubgeschwindigkeit und der Trajektorienlänge verhalten sich gegenläufig zueinander. Mit zunehmender Länge der Trajektorie nimmt die Grenzfrequenz ab, während diese mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit steigt. Letztgenannte Beobachtung legte die Vermutung nahe, dass die Grenzfrequenz als Maß für die Leistungsaufnahmegrenze eigentlich nicht von der Länge und der Geschwindigkeit, sondern von deren Quotienten, also der Schweißzeit abhängt. Dies erscheint plausibel, denn je länger eine gleichbleibende Oszillation aufrechterhalten wird, desto höher ist die Verlustenergie,

die sich in einer Erwärmung des Antriebes äußert und die über Wärmetransport abgeführt werden muss. Diese Vermutung konnte in weiteren Experimenten bestätigt werden, sodass für die folgende Modellierung der Leistungsaufnahmegrenze lediglich die Schweißzeit  $t_{sch}$  berücksichtigt wurde. Die Vorgabe der Schweißzeit als zusätzlicher Prozessparameter erfolgte über direkte Programmierung der Scannersteuerung.

Mit Kenntnis der signifikanten Faktoren für die beiden zu modellierenden Phänomene ließ sich jeweils eine detaillierte Modellbildung durchführen, die im Abschnitt 6.3.3 näher erörtert wird.

### 6.3.3 Modellbildung

#### *Überblick*

Im Zuge der Modellbildung wurden die aus Bild 9 (vgl. S. 20) bekannten Schritte der SVP durchlaufen. Zunächst wurden unabhängige Modelle für die Amplitudendämpfung und die Leistungsaufnahme gebildet, bevor diese im sogenannten Kompensationsmodell, das im Abschnitt 6.3.4 vorgestellt wird, zusammengefasst wurden.

#### *Modellierung der Amplitudendämpfung*

Zielsetzung der Untersuchung war die Anpassung eines Modells der Form

$$A_{Ist} = f(A_{Ein}, f), \quad (95)$$

das die Amplitudendämpfung des vorliegenden Scannersystems mit ausreichender Genauigkeit beschreibt und dabei die resultierende Ist-Amplitude  $A_{Ist}$  der zirkularen Oszillation mit der eingestellten Amplitude  $A_{Ein}$  und der gewählten Frequenz  $f$  verknüpft. Das Modell sollte unter Beachtung prozesstechnischer und systemtechnischer Randbedingungen in einem möglichst großen Bereich der Faktoren Gültigkeit besitzen. Hierzu wurden die in Tabelle 11 enthaltenen Versuchsraumgrenzen gewählt. Die Obergrenze der Einstell-Amplitude wurde mit einem Wert von 5,5 mm so gewählt, dass im gegebenen Frequenzbereich eine Ist-Amplitude von bis zu 1,5 mm realisierbar war. Um einen Kompromiss zwischen den bei maximaler Frequenz darstellbaren

## 6 Bestimmung der Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen

Ist-Amplituden und einer Modellgültigkeit bis hin zu möglichst hohen Frequenzen zu finden, wurde die obere Versuchsraumgrenze für den Faktor *Frequenz* auf 2000 Hz festgelegt.

Faktor	min.	max.	Einheit
$A_{Ein}$	0,1	5,5	mm
$f$	100	2000	Hz

Tabelle 11: Versuchsraumgrenzen für die Untersuchung der Amplitudendämpfung

Im gegebenen Versuchsraum existierten keine Einschränkungen. Mithilfe des Latin-Hypercube-Sampling-Verfahrens (LEARY ET AL. 2003) wurde der Versuchsraum mit 140 quasigleichverteilten Messpunkten gefüllt und anschließend durch 28 D-optimale Punkte erweitert, um etwaige Korrelationen zu reduzieren. Den auf diese Weise konstruierten Versuchsplan zeigt das Bild 35.

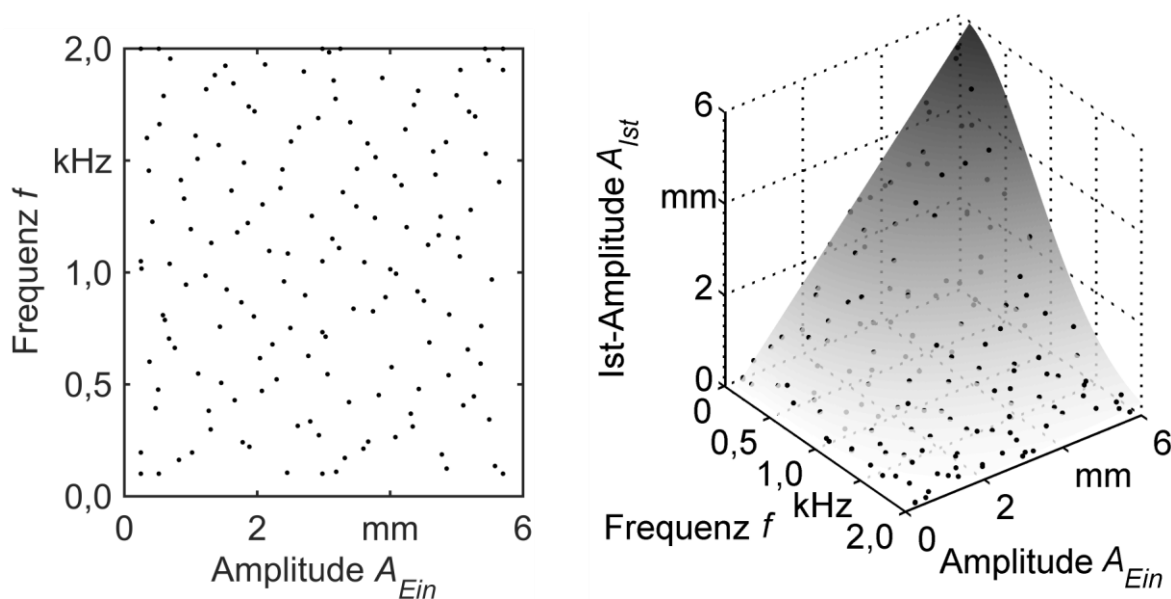


Bild 35: Versuchsplan zur Untersuchung der Amplitudendämpfung (links) und gemessene Ist-Amplituden im Vergleich zum angepassten Vorhersagemodell (rechts); Modellgüte:  $R_{adj.}^2 = 0,9984$

Eine lineare Regressionsanalyse der aufgenommenen Messdaten mit einer polynomi-schen Ansatzfunktion und anschließender ANOVA führte zu keinem zufriedenstel-lenden Ergebnis. Zwar konnte damit eine hohe Modellgüte erreicht werden, jedoch prognostizierten die auf diese Weise angepassten Modelle im Bereich hoher Einstell-



Amplituden und hoher Frequenzen negative Ist-Amplituden. Da ein solches Verhalten aus physikalischen Gründen unmöglich ist, wurde dazu übergegangen, nach nichtpolynomischen Ansatzfunktionen zu suchen, die das beobachtete Systemverhalten besser widerspiegeln und gleichzeitig einen asymptotischen Verlauf der Ist-Amplitude gen hohe Frequenzen gewährleisten.

Eine äußert gute Modellanpassung bei gleichzeitig geringer funktionaler Komplexität bot die Ansatzfunktion

$$A_{Ist} = A_{Ein} \cdot e^{-\left(\frac{f}{\hat{\beta}}\right)^2} \quad (96)$$

mit dem Koeffizienten  $\hat{\beta} = 1129,5$  Hz, dessen 95-%-Konfidenzintervall eine Breite von 10,6 Hz besaß. Bild 35 (rechts) zeigt den Vergleich der Modellprognosen mit den gemessenen Ist-Amplituden. Daraus wird ersichtlich, dass die Soll-Amplitude bei sehr kleinen Frequenzen der Einstell-Amplitude quasi linear folgt. Wird allerdings die Frequenz weiter erhöht, wird das lineare Übertragungsverhalten durch eine Dämpfung überlagert. Diese Dämpfung wird über den Exponentialterm der Gleichung (96) abgebildet, sodass die Ist-Amplitude bei hohen Einstell-Amplituden einer GAUSS'schen Glockenkurve folgt. Der Koeffizient  $\hat{\beta}$  genügt also, um die Dämpfung des geregelten Scannersystems zu beschreiben. Es gilt der allgemeine Zusammenhang: Je stärker die Dämpfung ausfällt, desto kleinere Werte nimmt  $\hat{\beta}$  an.

#### *Modellierung der Leistungsaufnahmegrenze*

Aufbauend auf den während des Screenings (vgl. Abschnitt 6.3.2) gemachten Beobachtungen zielte die Untersuchung der Leistungsaufnahmegrenze darauf ab, ein Modell der Form

$$f_{Grenz} = f(A_{Ein}, t_{Sch}) \quad (97)$$

abzuleiten, das die Grenzfrequenz mit der Einstell-Amplitude  $A_{Ein}$  und der Schweißzeit  $t_{Sch}$  verknüpft. Hierin ersetzt die Schweißzeit die im Screening als signifikant geprüften Faktoren Vorschubgeschwindigkeit und Trajektorienlänge. Bei der Versuchsplanung zur Modellierung der Leistungsaufnahmegrenze wurden einige im

## 6 Bestimmung der Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen

Vorfeld beobachtete, scannerspezifische Sachverhalte berücksichtigt, sodass der in Bild 36 gezeigte Versuchsplan aus 50 quasigleichverteilten und 15 D-optimalen Faktorkombinationen abgeleitet werden konnte:

- Wenn eine Oszillation für mindestens 1,5 s ausgegeben werden kann, dann kann sie beliebig lange ausgegeben werden, ohne dass die Leistungsaufnahmegrenze erreicht wird.
- Da das Dämpfungsmodell nur für Oszillationsfrequenzen kleiner 2 kHz Gültigkeit besitzt, müssen Grenzfrequenzen jenseits dieses Wertes nicht berücksichtigt werden. Sie können deshalb aus dem Versuchsplan ausgespart werden.

Aus der Lage der Versuchsraumgrenze in Bild 36 wird ersichtlich, dass Einstell-Amplituden unterhalb von 4,0 mm bei der Modellbildung nicht berücksichtigt wurden, weil die resultierenden Grenzfrequenzen bei solch kleinen Einstell-Amplituden – selbst bei der maximalen Schweißzeit von 1,5 s – jenseits der 2 kHz lagen.

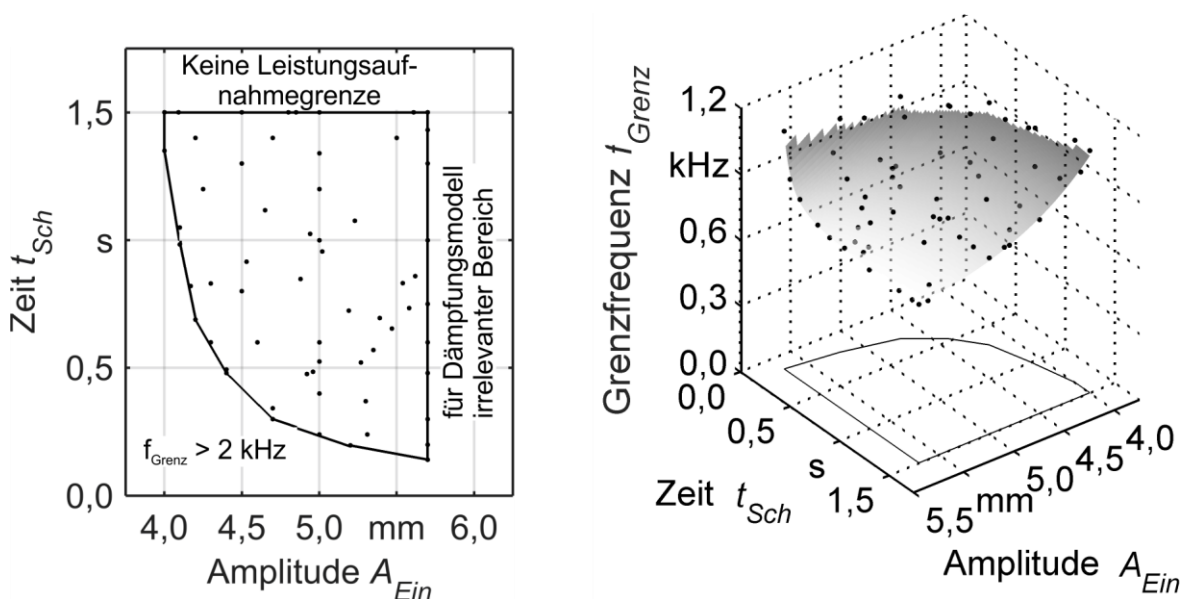


Bild 36: Versuchsplan zur Untersuchung der Leistungsaufnahmegrenze und gemessene Grenzfrequenzen im Vergleich zum angepassten Vorhersagemodell; Modellgüte:  $R_{adj}^2 = 0,9905$

Die obere Versuchsraumgrenze der Einstell-Amplitude wurde entsprechend dem Gültigkeitsbereich des Dämpfungsmodells auf 5,5 mm festgelegt. Um auch für das Modell der Leistungsaufnahmegrenze der Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl.

Abschnitt 5.2, S. 99 ff.) einen zu den gemessenen Grenzfrequenzen passenden, streng monoton fallenden Verlauf der Modellvorhersagen – sowohl gen große Einstell-Amplituden als auch gen große Schweißzeiten – sicherzustellen, wurde erneut eine nichtlineare Ansatzfunktion gewählt. Diese zweidimensional-hyperbolische Ansatzfunktion mit Wechselwirkungsterm zeigt die Gleichung (98). Sie wurde über sechs Koeffizienten  $\hat{\beta}_1$  bis  $\hat{\beta}_6$  mit einer hohen Modellgüte von  $R_{\text{adj}}^2 = 0,9905$  an die vorliegenden Daten angepasst:

$$f_{\text{Grenz}} = \hat{\beta}_1 + \frac{\hat{\beta}_2}{A_{\text{Ein}}} + \frac{\hat{\beta}_3}{t} + \frac{\hat{\beta}_4}{A_{\text{Ein}}^2} + \frac{\hat{\beta}_5}{t^2} + \frac{\hat{\beta}_6}{A_{\text{Ein}} \cdot t} \quad (98)$$

Das Ergebnis der Anpassung ist in Tabelle 12 aufgelistet. Eine grafische Gegenüberstellung des Prognosemodells mit den gemessenen Grenzfrequenzen zeigt das Bild 36 (rechts).

Koeffizient	Wert	Breite des 95%-Konfidenzintervalls	Einheit
$\hat{\beta}_1$	1986,2	669,2	Hz
$\hat{\beta}_2$	-14893,7	6247,1	Hz·mm
$\hat{\beta}_3$	-261,8	101,3	Hz·s
$\hat{\beta}_4$	43705,6	14432,1	Hz·mm <sup>2</sup>
$\hat{\beta}_5$	6,4	3,4	Hz·s <sup>2</sup>
$\hat{\beta}_6$	1521,0	463,1	Hz·mm·s

Tabelle 12: Regressionskoeffizienten des Modells für die Grenzfrequenz

Das beobachtete Verhalten lässt sich durch die benötigte Energieaufnahme der Galvanometerantriebe zur Umsetzung der Oszillation erklären. Denn je höher die Oszillationsamplitude der gewählten Trajektorie ist, desto höher muss auch die Amplitude des alternierenden Antriebsstromsignals sein, das wiederum für die Höhe der mittleren Leistungsaufnahme – und damit auch für die Höhe der Verlustleistung im Antrieb – verantwortlich ist. Diese Verluste steigen also mit zunehmender Amplitude an, weshalb auch die Erwärmung des Antriebs steigen muss. Gleichzeitig steigt mit zunehmender Schweißzeit – also der Zeitspanne, in der die Oszillation aufrechterhalten werden muss – die absolute Menge der abzuführenden Verlustenergie im Antrieb.

Aus diesem Grund sinkt die Grenzfrequenz mit zunehmender Schweißzeit. Durch ein rechtzeitiges Abschalten des Systems soll eine thermische Schädigung der Motoren verhindert werden.

Mit den nun vorliegenden Modellen für die Amplitudendämpfung und die Grenzfrequenz wurde das Systemverhalten ausreichend charakterisiert, um das Kompensationsmodell zu synthetisieren, mit dem die Oszillationsfähigkeit des Scannersystems beschrieben werden kann.

### 6.3.4 Modellsynthese

Für die praktische Anwendung der Strahloszillation ist ein Modell zur Vorhersage der Ist-Amplitude nicht ausreichend. Vielmehr interessiert, wie durch gezielte Vorsteuerung des Amplitudenwertes eine gewünschte Amplitude auf dem Bauteil erreicht werden kann. Hierzu ist es nötig, die aus Gleichung (96) bekannte Beziehung umzukehren, um eine Vorhersage für die Einstell-Amplitude zu erhalten:

$$A_{Ein} = A_{Ist} \cdot e^{\left(\frac{f}{\beta}\right)^2} \quad (99)$$

Mithilfe der Gleichung (99) ist es nun möglich, für eine bestimmte Oszillationsfrequenz  $f$  und eine bestimmte gewünschte Ist-Amplitude  $A_{Ist}$  die benötigte Einstell-Amplitude  $A_{Ein}$  vorherzusagen. Des Weiteren kann mit dem Modell für die Grenzfrequenz eine Aussage darüber getroffen werden, ob eine bestimmte Kombination von Einstell-Amplitude und Frequenz mit dem charakterisierten Scannersystem ausgegeben werden kann und – falls ja – wie lange die vorgegebene Oszillation aufrechterhalten werden kann, bevor die Schutzeinrichtung aufgrund zu hoher Leistungsaufnahme greift.

Beide Modelle wurden in einem Programm verknüpft, das neben punktuellen Aussagen zu bestimmten Parameterkombinationen auch in der Lage ist, eine sogenannte Oszillationsfähigkeitskarte (OFK) auszugeben, wie sie beispielhaft für die in diesem Abschnitt untersuchte Scanneroptik in Bild 37 dargestellt ist. Diese OFK beschreibt das dynamische Verhalten des Scannersystems im Hinblick auf die Fähigkeit, eine Oszillation auszugeben. Über der gewünschten Soll-Amplitude und der Frequenz

wird die benötigte Einstell-Amplitude aufgetragen, sodass ein charakteristisches Kennfeld entsteht. Der für eine Schweißzeit spezifische Bereich zu hoher Leistungsaufnahme, der mit dem Modell der Leistungsaufnahmegrenze ermittelt werden kann, wird im Diagramm ausgeblendet. Damit wird direkt erkennbar, welche Parameterkombinationen für den Schweißbetrieb zur Verfügung stehen.

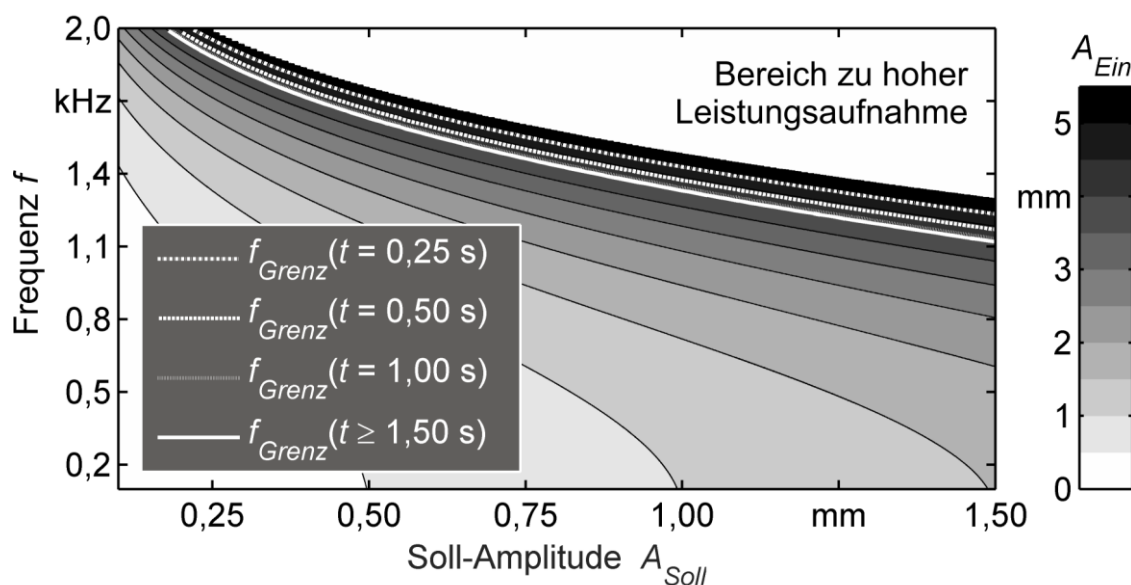


Bild 37: Oszillationsfähigkeitskarte des untersuchten Scannersystems Fiber Elephant 36 SiC der Fa. ARGES GMBH

## 6.4 Fazit

In Kapitel 6 wurde eine methodische Vorgehensweise zur Charakterisierung der Oszillationsfähigkeit von Scanneroptiken erläutert und deren exemplarische Anwendung auf die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Scanneroptik beschrieben. Es wurde gezeigt, dass zwei Phänomene die Oszillationsfähigkeit von Galvanometer-Scannern einschränken. Dabei handelt es sich um die regelungstechnisch begründete Amplitudendämpfung und die Leistungsaufnahmegrenze, die bei großen Oszillationsamplituden und hohen Frequenzen erreicht wird. Für beide Phänomene wurde gezeigt, wie auf Basis von Experimenten ein empirisches Modell abgeleitet werden kann, das lediglich die für das jeweilige Phänomen signifikanten Einflussparameter berücksichtigt. Die Kombination beider Modelle führt zu einem sogenannten Kompensationsmodell, das genutzt werden kann, um vorherzusagen, ob eine bestimmte

Oszillation darstellbar ist und welche Soll-Amplitude dem Scannersystem vorgegeben werden muss, um das gewünschte Resultat auf dem Bauteil zu erhalten.

Das vorliegende Kompensationsmodell bildet somit die Grundlage für die in den Kapiteln 7 (vgl. S. 123 ff.) und 8 (vgl. S. 169 ff.) folgenden simulativen und experimentellen Untersuchungen zum Prozessverhalten beim Schweißen mit überlagerter Strahloszillation, weil es einerseits die Begrenzung des Versuchsraumes vorgibt und andererseits die Kompensation der Amplitudendämpfung in Schweißversuchen erlaubt.

## 7 Temperaturfeldsimulation

### 7.1 Überblick

Die Simulation des beim Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation entstehenden Temperaturfeldes soll in erster Linie zur Vorhersage der resultierenden Schweißnahtgeometrie beziehungsweise des aufgeschmolzenen Werkstoffvolumens dienen. Da die Geometrien des Schweißnaht-Querschnittes und der Anbindungsfläche einer Überlapp-Verbindung wichtige Anforderungsgrößen bei vielen Schweißaufgaben sind, lässt sich durch ihre Vorhersage eine erste, prinzipielle Aussage zur Eignung der gewählten beziehungsweise simulierten Prozessparameter treffen, auch wenn mit der rein thermischen Simulation keine Vorhersage zu weiteren Qualitätsaspekten, wie beispielsweise der Spritzer- oder Porenbildung, möglich ist.

Das Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation unterscheidet sich grundsätzlich dadurch vom konventionellen Laserstrahlschweißen, dass im Verlauf der Schweißoperation die Leistungseinbringung örtlich moduliert wird. Es ist also nicht zu erwarten, dass sich zu einem bestimmten Zeitpunkt nach dem Prozessbeginn ein quasistationärer Zustand, in dem ein quasistationäres Temperaturfeld<sup>13</sup> vorliegt, im direkten Umfeld der Strahl-Stoff-Wechselwirkung einstellt. Da diese insbesondere für analytische Modellierungskonzepte typische Annahme hier nicht erfüllt ist, werden im Folgenden zwei Ansätze vorgestellt, die dennoch eine Simulation des transienten Temperaturfeldes während des Schweißprozesses mit überlagerter Strahloszillation erlauben. Den beiden Modellierungsansätzen ist gemein, dass keine experimentell ermittelten Daten als Eingangsgrößen erforderlich sind. Während das in Abschnitt 7.2 beschriebene MGF-basierte Modellierungskonzept darauf abzielt, eine schnelle, zeitlich und örtlich flexible Durchführung der Simulationsrechnung zu ermöglichen, wird im Abschnitt 7.3 ein FEM-basiertes Modellierungskonzept vorgestellt, bei dem zulasten der Rechenzeit weniger Vereinfachungen getroffen werden.

---

<sup>13</sup> Wenn von einem quasistationären Temperaturfeld im Umfeld der Prozesszone gesprochen wird, wird das thermische System in einem LAGRANGE'schen Bezugssystem, dessen Ursprung sich mit dem Fokuspunkt des Laserstrahls fortbewegt, betrachtet.

Im Abschnitt 7.4 folgt der Vergleich der Aussagen der Modelle untereinander und mit experimentellen Ergebnissen.

### **7.2 Simulation mit der Methode der GREEN'schen Funktionen**

#### **7.2.1 Allgemeines**

Wird eine einzige sich gleichförmig und linear durch ein unendliches Kontinuum bewegende, zeitlich unveränderliche Wärmequelle betrachtet, dann kann mit der MGF das zugehörige quasistationäre Temperaturfeld berechnet werden (vgl. Abschnitt 3.3.1, S. 69 ff.). Beim Schweißen mit Strahloszillation ist sowohl die Annahme einer gleichförmig linearen Bewegung als auch die einer zeitlich unveränderlichen Wärmequelle unzulässig, weshalb die folgenden Anpassungen des Modellierungskonzeptes erforderlich sind.

#### **7.2.2 Modellierungskonzept, Simulationsablauf und programmtechnische Umsetzung**

##### *Modellierungskonzept*

Dem Modellierungskonzept liegt die Idee von PITTNER (2012, S. 77 ff.) zugrunde, der aufzeigte, wie die Temperaturfeldberechnung mit der MGF auf gekrümmte Trajektorien übertragen werden kann. Die Trajektorie wird hierzu örtlich diskretisiert. Jede der  $n_{Dis}$  zeitlich äquidistanten Stützstellen wird zunächst mit einer Wärmequelle (WQ) besetzt, wie Bild 38 verdeutlicht. Im Rahmen dieser Arbeit wird hierzu die aus Abschnitt 3.3.1 (vgl. S. 69 ff.) bekannte doppelt elliptische WQ verwendet, wobei prinzipiell jegliche Art von WQ herangezogen werden kann, für die eine GREEN-Funktion bekannt ist und für die ein quasistationäres Temperaturfeld berechnet werden kann.

Um die Parameter der einzelnen Wärmequellen festlegen zu können, wird jeweils eine Kalibrierung gegen Temperaturwerte aus dem analytischen Kapillarmodell von SCHULZ (1999) (vgl. Abschnitt 3.3.2, S. 75 ff.) anhand der jeweiligen lokalen Bahngeschwindigkeit an der Position der WQ durchgeführt. Die hierzu nötigen Schritte



werden im Detail in Abschnitt 7.2.4 erläutert. Ferner werden alle Stützstellen – mit Ausnahme der letzten, die die Position der Laserstrahlachse zum Zeitpunkt  $t$  darstellt –, mit Wärmesenken (WS) besetzt.

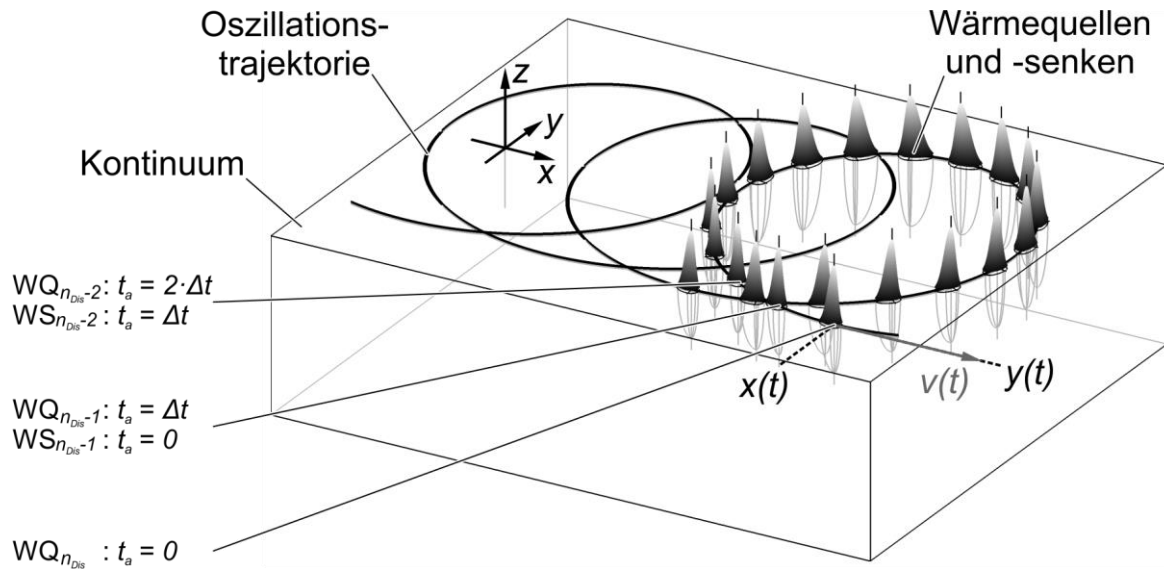


Bild 38: Schematische Darstellung von  $n_{Dis}$  Wärmequellen (WQ) und  $n_{Dis} - 1$  Wärmesenken (WS) auf der Oszillationstrajektorie zum Zeitpunkt  $t$  sowie der zugehörigen Aktivierungszeiten  $t_a$  (abgebildet sind zur besseren Übersicht nur die WQ/WS der letzten Oszillationsperiode)

Diese WS besitzen identische geometrische Parameter wie ihre jeweils korrespondierenden WQ, unterscheiden sich von diesen jedoch im Vorzeichen der maximalen Leistung  $q_0$ . Die Funktion der WS ist es, dem Leistungseintrag der WQ so entgegenzuwirken, dass an der jeweiligen Position der WQ, nachdem der Laserstrahl diese Stelle passiert hat, keine zusätzliche Energie mehr in das Kontinuum eingetragen wird. Ferner darf die WS nicht verhindern, dass sich die Wärme, die bis dahin bereits eingetragen wurde, durch Wärmeleitung noch weiter im Kontinuum ausbreiten kann.

Hierzu wird für jede Wärmequelle und jede Wärmesenke eine sogenannte Aktivierungszeit  $t_{a,i}$  festgelegt, die als obere Integrationsgrenze in die Berechnung des Temperaturfeldbeitrags der  $WQ_i$  beziehungsweise der  $WS_i$  mithilfe der Gleichungen (57) bis (59) (vgl. S. 72) eingeht. Die Aktivierungszeit  $t_{a,i}$  der  $i$ -ten  $WQ_i$  beziehungsweise  $WS_i$  zum globalen Zeitpunkt  $t$  nach Beginn der Schweißoperation lässt sich auf Basis der Anzahl der Stützstellen  $n_{dis}$  anhand der Gleichungen (100) und (101) bestimmen:

$$t_{a,WQ,i} = t - i \cdot \Delta t = n_{dis} \cdot \Delta t - i \cdot \Delta t = \Delta t \cdot (n_{dis} - i) \quad (100)$$

$$t_{a,WS,i} = t - (i + 1) \cdot \Delta t = n_{dis} \cdot \Delta t - (i + 1) \cdot \Delta t = \Delta t \cdot (n_{dis} - i - 1) \quad (101)$$

Dabei wird ersichtlich, dass die Aktivierungszeit der  $i$ -ten  $WS_i$  immer genau um den Wert einer zeitlichen Schrittweite  $\Delta t$  kürzer ist als die der zugehörigen  $WQ_i$ . Anschaulich gesprochen bedeutet dies, dass jede  $WQ_i$  immer genau für die Dauer einer Zeitschrittweite  $\Delta t$ , während derer der Laserstrahl ihre Position passiert, Wärme in das Kontinuum abgibt. Anschließend verhindert die zugehörige  $WS_i$ , dass weitere Wärme in das Material eingetragen wird, wobei die Ausbreitung der bereits eingetragenen Wärme gewährleistet wird. PITTNER (2012, S. 77 ff.) teilt den zeitlichen Verlauf der Temperatur deshalb auch in die Aufheiz- und die Abkühlphase ein. Bild 39 zeigt schematisch die Entwicklung der Temperaturfeld-Anteile der  $WQ_i$  und der  $WS_i$  an einem beliebigen Punkt im Kontinuum.

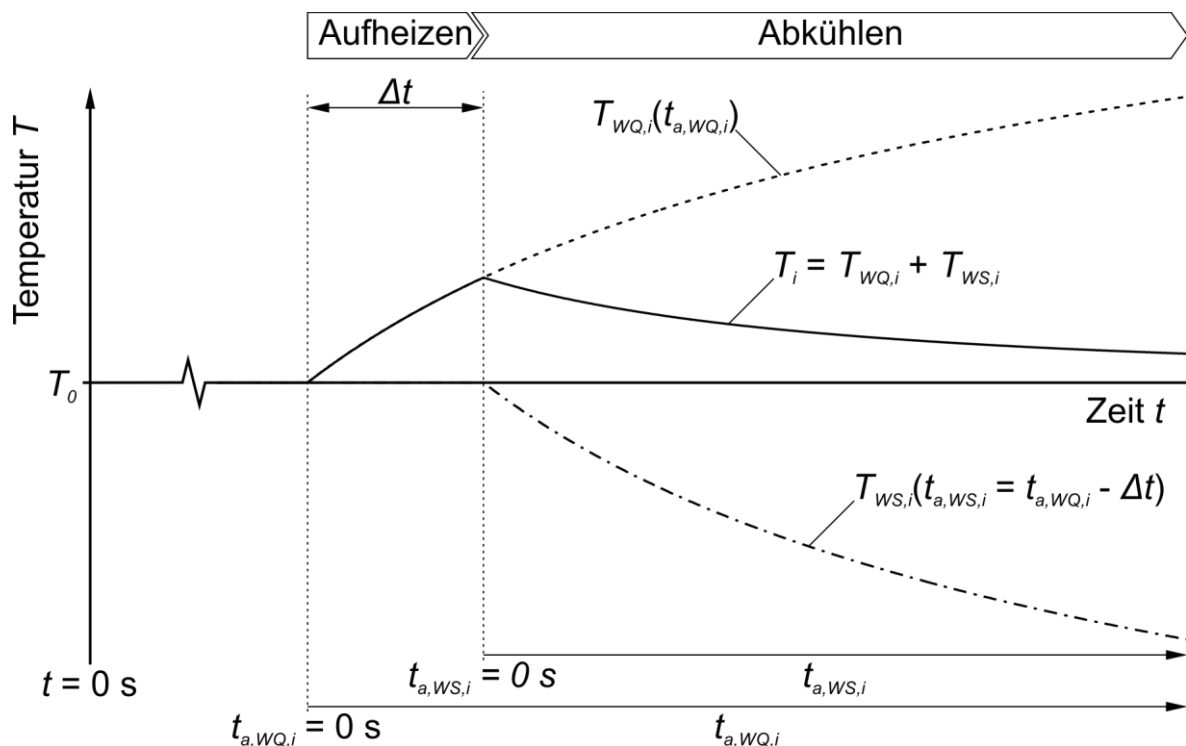


Bild 39: Schema des zeitlichen Verlaufs der Temperaturfeld-Anteile einer Wärmequelle  $WQ_i$  und der zugehörigen Wärmesenke  $WS_i$  sowie der resultierenden Temperatur  $T_i$

Zum Zeitpunkt null beginnt die Aufheizphase, in der die  $WQ_i$  Wärme in das Kontinuum abgibt, wodurch die Temperatur kontinuierlich ansteigt. Ist die Zeitdauer  $\Delta t$

verstrichen, wird zusätzlich die  $WS_i$  aktiviert, woraus ein negativer Temperaturfeld-Anteil resultiert. Aufgrund der um  $\Delta t$  kürzeren Aktivierungszeit  $t_{a,WS,i}$  der Wärmesenke  $WS_i$  überkompensiert diese den Temperaturfeldbeitrag der  $WQ_i$ , sodass in Summe ein exponentiell abklingender Temperaturverlauf resultiert. Dieser Verlauf ist qualitativ für die Wirkung der  $WQ_i$  und der  $WS_i$  auf jeden Punkt des Kontinuums – unabhängig von dessen relativer Lage in Bezug zur  $WQ_i$  – gültig, solange sich die  $WQ$  und die  $WS$  nur im Vorzeichen des Leistungsterms unterscheiden. Lediglich die erreichte Maximaltemperatur und die Abklingrate werden von der relativen Lage des betrachteten Punktes zur betrachteten Wärmequelle beeinflusst.

Um nun die resultierende Temperatur  $T$  eines Punktes im Kontinuum zum Zeitpunkt  $t$  zu berechnen, werden alle  $n_{Dis}$  Temperaturfeldanteile  $T_i$  der einzelnen  $WQ$  und  $WS$  superponiert, wobei vereinfachend davon ausgegangen wird, dass sich die  $WQ$  beziehungsweise ihre Temperaturfeldanteile gegenseitig nicht beeinflussen. Die zugehörige Berechnungsvorschrift ist in Gleichung (102) gegeben:

$$T(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^{n_{Dis}} T_i(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^{n_{Dis}} [T_{WQ,i}(x, y, z, t) + T_{WS,i}(x, y, z, t)] \quad (102)$$

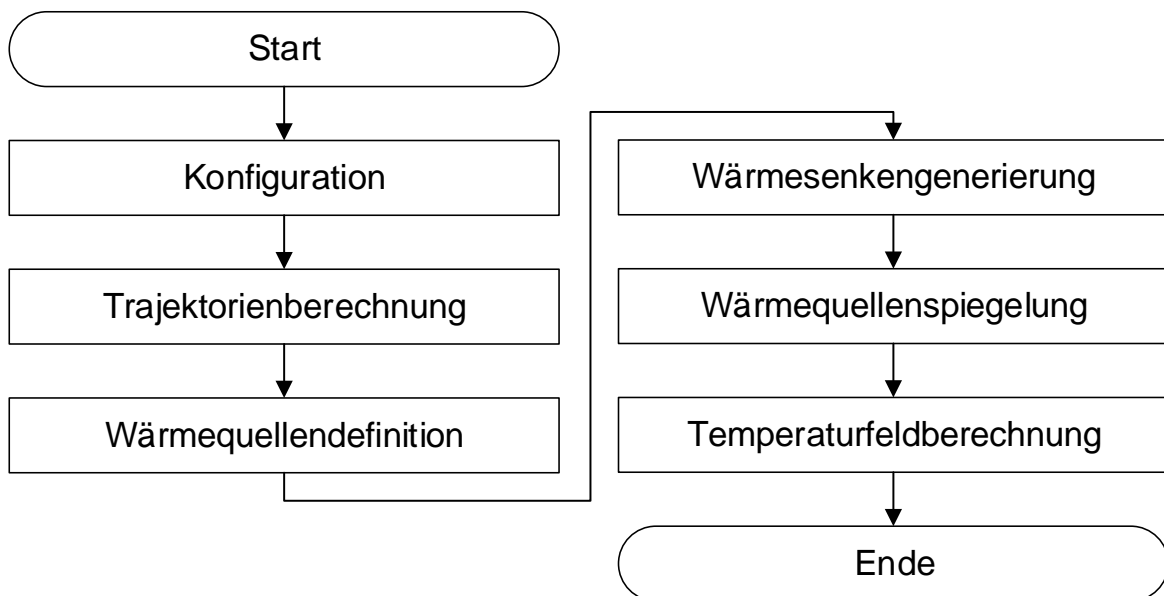
Dabei ist zu beachten, dass die Lösungen der einzelnen Temperaturfeldanteile  $T_{WQ,i}$  und  $T_{WS,i}$  mithilfe der Gleichungen (57) bis (59) zunächst im lokalen LAGRANGE'schen Koordinatensystem der  $WQ_i$  beziehungsweise  $WS_i$  berechnet werden. Deswegen ist eine Koordinatentransformation nötig, auf die im Abschnitt 7.2.3 genauer eingegangen wird. Der einleitend angesprochene wesentliche Vorteil des Modellierungskonzeptes wird anhand der Lösungsstruktur der Gleichung (102) offensichtlich. Da alle Temperaturfeldbeiträge  $T_i(x, y, z, t)$  vom vorangegangenen Zeitschritt unabhängig sind, muss die Berechnung nicht bei  $t = 0$  s starten.

Um das vollständig ausgebildete Schmelzbad vorhersagen zu können, das erst nach einer gewissen Prozessdauer in einer quasistationären und die Schweißnahtgeometrie bestimmenden Form ausgebildet sein kann, müssen also nicht alle Temperaturfelder der vorherigen Zeitschritte bekannt sein. Außerdem sind die Berechnungen der ein-

zelenen Temperaturfeldanteile  $T_i(x, y, z, t)$  unabhängig voneinander und von vorherigen Temperaturfeldern, was bedeutet, dass die Simulationsaufgabe vollständig parallel auf Mehrkern-Prozessoren oder in Rechenclustern gelöst werden kann. Durch die Beschränkung einer Simulationsrechnung auf die relevanten Bereiche (z. B. eine Querschnittsebene) und Zeitpunkte kann die Rechenzeit in vielen Fällen deutlich gegenüber einer FEM-Simulation reduziert werden. Auf Basis des oben erläuterten Modellierungskonzeptes kann ein allgemeingültiger Simulationsablauf formuliert werden, dessen sequentielle Schritte im Folgenden vorgestellt werden.

### *Simulationsablauf und programmtechnische Umsetzung*

Die Simulation eines Modells verläuft entlang der sechs in Bild 40 dargestellten, aufeinanderfolgenden Schritte:



*Bild 40: Ablaufdiagramm nach Norm DIN 66001 der Temperaturfeldsimulation mit Hilfe der MGF*

Als Erstes erfolgt die *Konfiguration*. In diesem Schritt werden wichtige Parameter initialisiert und Modellrandbedingungen festgelegt. Im Einzelnen werden die in Tabelle 13 gelisteten Laserstrahlparameter, Oszillationsparameter, Werkstoffkennwerte und Diskretisierungsparameter in Form eines Konfigurations-Objektes bereitgestellt. Anschließend findet die *Trajektorienberechnung* statt, in der die diskreten Stützstellen der zu simulierenden Oszillationstrajektorie festgelegt werden.

<b>Laserstrahlparameter</b>	<b>Werkstoffkennwerte</b>
Wellenlänge $\lambda$	Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{th}$
Fokusradius $\omega_0$	Dichte $\rho$
Rayleigh-Länge $z_R$	spezifische Wärmekapazität $c_p$
Laserleistung $P$	dielektrische Leitfähigkeit $\varepsilon_{el}$
Fokuslage $\Delta z$	Schmelzenthalpie $H_M$
Beugungsmaßzahl $M^2$	Umgebungstemperatur $T_\infty$
	Schmelztemperatur $T_M$
	Verdampfungstemperatur $T_V$
<b>Oszillationsparameter</b>	<b>Diskretisierungsparameter</b>
Oszillationsfrequenz in $x$ -Richtung $f_x$	Länge des Netzes $L_N$
Oszillationsfrequenz in $y$ -Richtung $f_y$	Breite des Netzes $B_N$
Oszillationsamplitude in $x$ -Richtung $A_x$	Höhe des Netzes $H_N$
Oszillationsamplitude in $y$ -Richtung $A_y$	Punktabstand in $x$ -Richtung $\Delta x_N$
Phasenverschiebung $\Delta\varphi$	Punktabstand in $y$ -Richtung $\Delta y_N$
	Punktabstand in $z$ -Richtung $\Delta z_N$
	Anzahl Stützstellen pro Periode $n_{osz}$
<b>Schweißparameter</b>	
Vorschubgeschwindigkeit $v_s$	
Trajektorienlänge $l_{Traj}$	

Tabelle 13: Skalare Felder eines Konfigurationsobjektes

Zunächst wird hierzu die Zeitschrittweite  $\Delta t$  aus der Trajektorienlänge  $l_{Traj}$ , der Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ , der Anzahl der Stützstellen  $n_{Dis}$  beziehungsweise der Anzahl der Oszillationsperioden  $n_{Per}$  und der Anzahl der Stützstellen pro Periode  $n_{osz}$  mithilfe der Gleichung (103) errechnet:

$$\Delta t = \frac{l_{Traj}}{v_s \cdot n_{Dis}} = \frac{l_{Traj}}{v_s \cdot n_{osz} \cdot n_{Per}} \quad (103)$$

Die Gleichungen (47) und (49) liefern folglich für jeden der  $n_{Dis}$  Zeitschritte  $t_i$  die Eigenschaften eines Trajektorienobjektes der in Tabelle 14 angegebenen Form. Diese Eigenschaften der Trajektorie stellen die Grundlage für die *Definition der Wärmequellen und -senken* dar, die gesammelt in einem Wärmequellen-Objekt gespeichert werden. Zunächst wird für jede Stützstelle eine Wärmequelle angelegt, die die in Tabelle 15 angegebenen Eigenschaften besitzt.

---

**Positionen**

---

$x$ -Komponenten der Stützstellen

$y$ -Komponenten der Stützstellen

---

**Geschwindigkeiten**

---

Geschwindigkeitskomponenten in  $x$ -Richtung  $v_x$

Geschwindigkeitskomponenten in  $y$ -Richtung  $v_y$

Betrag der Bahngeschwindigkeiten  $|\mathbf{v}|$

---

*Tabelle 14: Felder eines Trajektorienobjektes*

Die allgemeinen WQ-Eigenschaften, wie beispielsweise die WQ-Form, sind dabei entweder durch den Nutzer festgelegt oder aber, wie beispielsweise die Position, die Geschwindigkeit oder die Aktivierungszeit  $t_{a,i}$  (vgl. Gleichung (100)), aus dem Schritt der Trajektorienberechnung bekannt.

---

**Allgemeine WQ-Eigenschaften**

---

WQ-Typ (WQ oder WS)

Aktivierungszeiten  $t_{a,i}$

Positionen

$x$ -Komponenten der Stützstellen

$y$ -Komponenten der Stützstellen

Geschwindigkeiten

Geschwindigkeitskomponenten in  $x$ -Richtung  $v_x$

Geschwindigkeitskomponenten in  $y$ -Richtung  $v_y$

Betrag der WQ-Geschwindigkeiten  $|\mathbf{v}|$

WQ-Form (z. B. doppelt elliptisch, linienförmig, punktförmig, etc.)

---

**Spezifische WQ-Eigenschaften (am Beispiel der doppelt elliptischen WQ)**

---

Maximaler Wärmestrom  $q_0$

Geometrische Parameter

Vordere Halbachse in  $x$ -Richtung  $c_{hf}$

Hintere Halbachse in  $x$ -Richtung  $c_{hb}$

Halbachse in  $y$ -Richtung  $a_h$

Halbachse in  $z$ -Richtung  $b_h$

---

*Tabelle 15: Allgemeine und spezifische Eigenschaften jeder WQ beziehungsweise WS innerhalb eines Wärmequellenobjektes am Beispiel der doppelt elliptischen WQ*

Die spezifischen Parameter jeder WQ müssen hingegen automatisch kalibriert werden, um den unterschiedlichen lokalen Bahngeschwindigkeiten an den Positionen der WQ Rechnung zu tragen. Mit der vollständigen Wärmequellenkalibrierung, deren Verlauf in Abschnitt 7.2.4 ausführlich beschrieben wird, ist die *Wärmequellendefinition* abgeschlossen. Sind alle WQ festgelegt, werden diese durch zusätzliche Wärmesenken ergänzt (*Wärmesenkengenerierung*), deren Aktivierungszeiten entsprechend Gleichung (101) angepasst werden müssen. Durch die WQ und WS sowie durch deren jeweilige Aktivierungszeiten ist das Wärmeleitungsproblem aufgrund des Energieeintrages eines oszillierenden Laserstrahls innerhalb eines unendlichen Kontinuums vollständig beschrieben. Endliche Abmessungen des zu simulierenden Kontinuums mit adiabaten Grenzflächen werden durch eine *Wärmequellenspiegelung* modelliert. Anhand der aus Abschnitt 3.3.1 (vgl. S. 69 ff.) bekannten Vorgehensweise werden hierzu die bereits definierten WQ und WS an den als adiabat definierten Grenzflächen gespiegelt. Zur Berechnung der zusätzlichen Positionen der gespiegelten WQ beziehungsweise WS wird die Gleichung (60) (vgl. S. 73) genutzt. Die Lagen der Spiegelebenen beziehungsweise Bauteiloberflächen sind durch die im Konfigurationsobjekt gespeicherten Abmessungen des Netzes bekannt.

Es ist des Weiteren festzulegen, an welchen Flächen gespiegelt werden soll und nach wie vielen Spiegelungen die Reihe der Spiegelwärmequellen beendet wird. Die gespiegelten WQ und WS werden anschließend mit dem bis dahin existierenden Array an Wärmequellen verkettet, um das Wärmequellen-Objekt zu vervollständigen.

Zuletzt folgt die *Temperaturfeldberechnung*, während derer in einer parallelisierbaren Schleife über alle Einträge des Wärmequellenobjektes die jeweiligen Temperaturfeldbeiträge  $T_{WQ,i}$  und  $T_{WS,i}$  simuliert und entsprechend der Gleichung (102) superponiert werden. Im Falle der hier verwendeten doppelt elliptischen Wärmequelle werden die einzelnen Temperaturfeldbeiträge durch adaptive Quadratur (QUARTERONI & SALERI 2006, S. 105 f.) der Gleichung (57) (vgl. S. 72 ff.) bestimmt. Um die einzelnen Temperaturfeldbeiträge ferner in ein einheitliches Bezugssystem zu überführen, bedarf es der im Folgenden beschriebenen Koordinatentransformation.

### 7.2.3 Koordinatentransformation

Wie von PITTNER (2012, S. 80 ff.) beschrieben, müssen die Koordinaten der im Zuge der Temperaturfeldberechnung auszuwertenden Punkte vor der Integration in das lokale Koordinatensystem der jeweiligen WQ oder WS transformiert werden. Diese Berechnung kann mit der von DENAVIT & HARTENBERG (1955) eingeführten Notation auf Basis von Matrizenoperationen durchgeführt werden. Liegt die Oszillations-trajektorie in der  $xy$ -Ebene, dann lässt sich die benötigte Transformation aus einer Translation in der  $xy$ -Ebene und einer Rotation um die  $z$ -Achse zusammensetzen. Bild 41 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen dem lokalen Koordinatensystem der WQ ( $KOS_{WQ}$ ) und dem globalen Koordinatensystem des Kontinuums ( $KOS$ ).

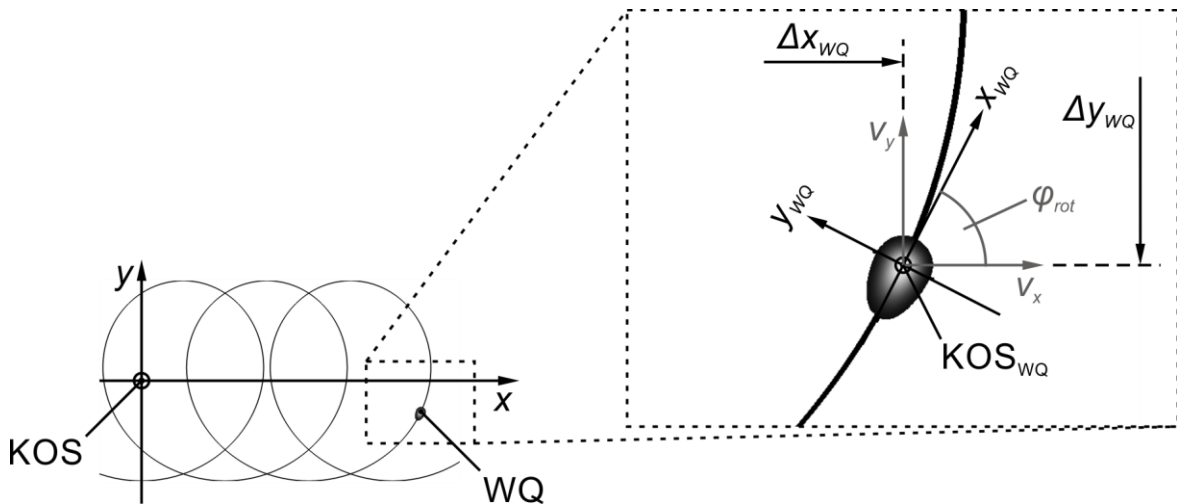


Bild 41 Zusammenhang zwischen dem lokalen Koordinatensystem einer WQ ( $KOS_{WQ}$ ) und dem globalen Koordinatensystem des Kontinuums ( $KOS$ )

Die Verschiebungskomponenten  $\Delta x_{WQ}$  und  $\Delta y_{WQ}$  sind als Position der WQ aus der Wärmequellendefinition und den darauffolgenden Schritten bekannt. Um den Rotationswinkel  $\varphi_{rot}$  zu bestimmen, werden die Geschwindigkeitskomponenten der WQ benötigt:

$$\varphi_{rot} = \tan^{-1} \left( \frac{v_y}{v_x} \right) \quad (104)$$



Die allgemeine Gleichung (105) gibt an, wie die  $N$  auszuwertenden Punkte des Kontinuums aus dem globalen Koordinatensystem KOS in das lokale Koordinatensystem  $\text{KOS}_{WQ}$  transformiert werden:

$$\begin{bmatrix} x_{WQ,1} & y_{WQ,1} & z_{WQ,1} & 1 \\ x_{WQ,2} & y_{WQ,2} & z_{WQ,2} & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_{WQ,N} & y_{WQ,N} & z_{WQ,N} & 1 \end{bmatrix} = \left( \begin{bmatrix} x_1 & y_1 & z_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & z_2 & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ x_N & y_N & z_N & 1 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{M}_{rot}^T \right) \cdot \mathbf{M}_{trans}^T \quad (105)$$

Die darin enthaltenen Matrizen  $\mathbf{M}_{rot}$  und  $\mathbf{M}_{trans}$  für die Rotation und die Translation sind durch die Gleichungen (106) und (107) gegeben:

$$\mathbf{M}_{rot} = \begin{bmatrix} \cos(\varphi_{rot}) & -\sin(\varphi_{rot}) & 0 & 0 \\ \sin(\varphi_{rot}) & \cos(\varphi_{rot}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (106)$$

$$\mathbf{M}_{trans} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \Delta x_{WQ} \\ 0 & 1 & 0 & \Delta y_{WQ} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (107)$$

Mithilfe der zuvor erläuterten Beziehungen ist die Lage aller auszuwertenden Punkte im Bezug zur lokalen Position und Lage jeder Wärmequelle festgelegt. Bevor nun mit der MGF-basierten Simulation Temperaturfelder vorhergesagt werden können, müssen alle Wärmequellen und -senken geeignet parametrisiert werden. Diese Parametrisierung geschieht automatisiert anhand des im Folgenden beschriebenen Ablaufs.

#### 7.2.4 Automatisierte Wärmequellenkalibrierung

Die Kalibrierung aller im Wärmequellenobjekt enthaltenen WQ und WS erfolgt anhand ihrer lokalen Bahngeschwindigkeiten  $|\mathbf{v}|$ . Da sich die Wärmequellen und -senken analog zum Verlauf der Bahngeschwindigkeit (vgl. Bild 14, S. 49) periodenweise wiederholen, genügt es, die Kalibrierung für alle WQ und WS einer vollständigen Periode durchzuführen und die ermittelten Parameter auf diejenigen aller folgenden Perioden zu übertragen. Die Kalibrierung verläuft automatisch für jede WQ beziehungsweise WS einer Periode entlang der in Bild 42 gezeigten Schritte.

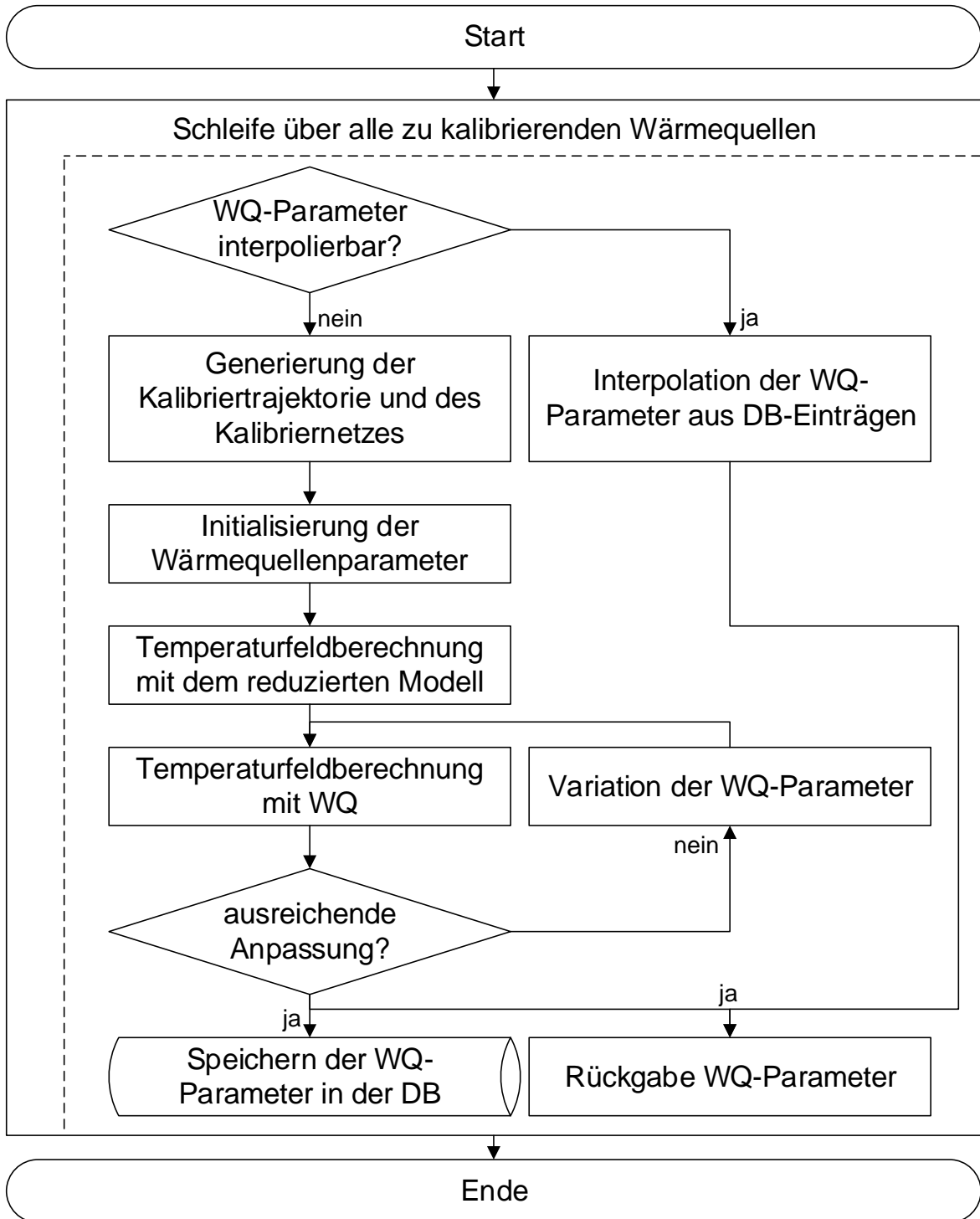


Bild 42: Flussdiagramm nach Norm DIN 66001 der automatischen Wärmequellenkalibrierung

Um die erforderliche Rechenzeit zu minimieren, wird im ersten Schritt geprüft, ob die mit den aktuellen Eingangsgrößen (Laserstrahl-, Schweiß- und Werkstoffparametern) korrespondierenden WQ-Parameter bereits in der Datenbank (DB) aller in der Vergangenheit kalibrierten Wärmequellen und -senken vorliegen oder ob ähnliche,

das heißt, in ihren Eingangsgrößen nur wenig unterschiedliche Wärmequellen beziehungsweise -senken, in der DB vorhanden sind. Ist Ersteres der Fall, dann werden die bereits kalibrierten WQ-Parameter der DB entnommen und zurückgegeben. Sind hingegen nur ähnliche WQ vorhanden, werden die gesuchten Wärmequellenparameter aus den bereits kalibrierten WQ-Parametern durch mehrdimensionale lineare Interpolation abgeleitet (SCHÖBER 2014, S. 64 ff.). Ob eine hinreichende Ähnlichkeit vorliegt, wird anhand von benutzerdefinierten Grenzen für die maximal zulässige Abweichung der Eingangswerte der gesuchten WQ von den nächstgelegenen DB-Einträgen beurteilt.

Liegen keine ähnlichen WQ-Parameter vor, startet die eigentliche Kalibrierung mittels iterativer Optimierung. Hierzu wird zunächst eine geradlinige Kalibriertrajektorie generiert, deren Länge von der Bahngeschwindigkeit  $|\boldsymbol{v}|$  abhängt. Zudem wird ein Punktegitter angelegt, das die im Verlauf der Kalibrierung auszuwertenden Punkte im Raum enthält. Die Größe des Gitters wird anhand des Referenz-Temperaturfeldes aus dem reduzierten Modell (vgl. Abschnitt 3.3.2, S. 75 ff.) festgelegt. Dabei wird sichergestellt, dass das Gitter mindestens so groß ist, dass an seinen Rändern die Umgebungstemperatur nicht überschritten wird. Die im reduzierten Modell verwendete PÉCLET-Zahl wird dabei unter Einbeziehung der lokalen Bahngeschwindigkeit  $|\boldsymbol{v}|$  berechnet:

$$Pe = \frac{\omega_0}{\kappa} \cdot |\boldsymbol{v}| \quad (108)$$

Nachdem das Referenz-Temperaturfeld  $\theta_{RM}$  ermittelt wurde, erfolgt die iterative Simulation des (entdimensionierten) Temperaturfeldes  $\theta_{MGF}$  mithilfe der (doppelt-eliptischen) WQ und der MGF (vgl. Abschnitt 3.3.1, S. 69 ff.).

Die initialen geometrischen WQ-Parameter für die erste Lösung des Temperaturfeldes werden hierbei anhand der Abmessungen der dem Referenz-Temperaturfeld zugrunde liegenden Dampfkapillare festgelegt. Nachdem das (initiale) Temperaturfeld mit der MGF berechnet wurde, wird mit Gleichung (109) beurteilt, ob die Änderung

der Fehlerquadratsummen zwischen dem aktuellen Iterationsschritt  $q$  und dem vergangenen Iterationsschritt  $q - 1$  ausreichend klein ist, sodass von einer adäquaten Anpassung ausgegangen werden kann<sup>14</sup>:

$$|\varepsilon^q - \varepsilon^{q-1}| = \left| \sum_{l=1}^N (\theta_{RM,l} - \theta_{MGF,l}^q)^2 - \sum_{l=1}^N (\theta_{RM,l} - \theta_{MGF,l}^{q-1})^2 \right| < \varepsilon_{Stop} \quad (109)$$

Sofern noch keine adäquate Anpassung erreicht wurde, werden die WQ-Parameter variiert und das Temperaturfeld der nächsten Iteration berechnet. Die Variation erfolgt anhand des aus Abschnitt 2.5 (vgl. S. 34 ff.) bekannten Verfahrens der konjugierten Gradienten (CGM). Wurde schließlich eine adäquate Anpassung erreicht, dann werden die ermittelten WQ-Parameter zusammen mit den zugehörigen Eingangsgrößen in der dafür vorgesehenen DB gespeichert und der aktuellen WQ zugeordnet, bevor zur Kalibrierung der nächsten WQ übergegangen wird.

Bild 43 zeigt ein Beispiel für den Verlauf und das Ergebnis der Anpassung einer Wärmequelle. In diesem Beispiel konnte innerhalb von  $q = 5$  Iterationsschritten die Fehlerquadratsumme der dimensionslosen Temperaturfeld-Abweichungen von einem Startwert von etwa 11 auf einen Wert nahe 1 gesenkt werden, sodass eine ausreichende Anpassung der MGF-Lösung an das Referenz-Temperaturfeld mit einem Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,9867$  erreicht wurde.

---

<sup>14</sup> Das hier formulierte differenzielle Abbruchkriterium hat gegenüber dem in Abschnitt 2.5 (vgl. S. 34 ff.) eingeführten absoluten Abbruchkriterium den Vorteil, dass die iterative Anpassung robust auch dann abgeschlossen werden kann, wenn die Summe der Fehlerquadrate einen gewünschten Grenzwert nicht unterschreitet. Dies ist erforderlich, weil ein statischer Grenzwert für die Summe der Fehlerquadrate aufgrund der starken Variation der zu kalibrierenden WQ auf einer Oszillationstrajektorie und der durch sie erzeugten Temperaturfelder nicht verlässlich zu einer ausreichenden Anpassung der Temperaturfelder führt.

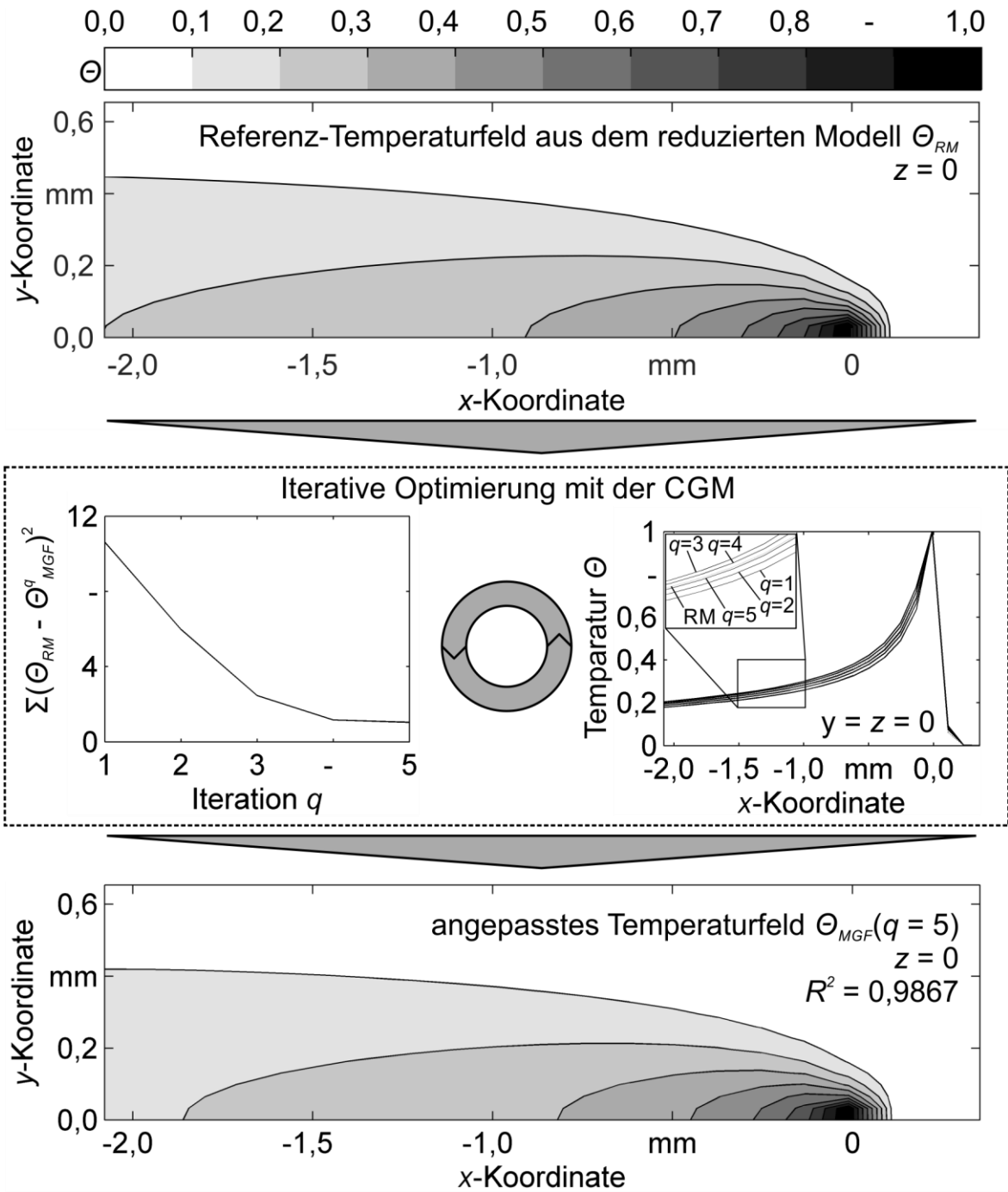


Bild 43: Beispiel für die Anpassung eines Temperaturfeldes  $\Theta_{MGF}$  an das Referenz-Temperaturfeld  $\Theta_{RM}$  aus dem reduzierten Modell (RM) im Zuge der WQ-Kalibrierung (dargestellt ist nur die Ebene  $z = 0$ ); Werkstoff: X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) mit  $P = 1000$  W,  $|\mathbf{v}| = 0,256$  m/s,  $w_0 = 28,3$   $\mu$ m,  $TEM_{00}$

### 7.3 Simulation mit der Finite-Elemente-Methode

#### 7.3.1 Allgemeines

Das FEM-basierte Simulationsmodell für die Temperaturfeldberechnung baut auf dem Ansatz der hybriden Modellierung nach PFEIFFER (2010) (vgl. Abschnitt 3.3.3, S. 87 ff.) auf, wird jedoch um einen für den Prozess des Laserstrahlschweißens mit Strahloszillation wesentlichen Aspekt – eine Temperaturrückkopplung – erweitert. Im Folgenden werden zunächst das Modellierungskonzept und dessen Umsetzung in Form eines Programms beschrieben, bevor die Schritte des Simulationsablaufs im Detail erläutert werden.

#### 7.3.2 Modellierungskonzept und programmtechnische Umsetzung

Die *Trajektorien diskretisierung* ist auch bei der FEM-basierten Temperaturfeldsimulation der erste Schritt. In diesem Schritt wird, analog zur MGF-Simulation, ausgehend von der benutzerdefinierten Anzahl an Diskretisierungsstellen pro Oszillationsperiode und der zu simulierenden Anzahl an Oszillationsperioden, eine diskrete Oszillationstrajektorie berechnet. Das Ergebnis sind die Stützstellen der Trajektorie und die jeweils zugehörigen Bahngeschwindigkeitskomponenten, aus denen sich die lokale Orientierung der Dampfkapillare errechnen lässt. Anschließend wird die in Bild 44 gezeigte Sequenz von fünf Schritten zyklisch für alle Stützpunkte der Trajektorie wiederholt.

Zur Aufprägung der Verdampfungstemperatur in Form einer DIRICHLET-Randbedingung ist die Kapillargeometrie erforderlich (*Dampfkapillarberechnung*). Bestimmt wird diese mit einer Weiterentwicklung des Kapillarmodells von SCHULZ (1999), wobei berechnete Temperaturen (Sensor-Temperaturen) aus dem vorherigen Zeitschritt mit in die Berechnung einfließen (vgl. Abschnitt 7.3.6).

Nachdem sowohl die Trajektorien diskretisierung als auch die Kapillarberechnung in MATLAB erfolgt sind, werden nun die Geometrieinformationen zur Beschreibung der Kapillare an COMSOL übergeben. Dort wird die Kapillargeometrie automatisch aufgebaut und vernetzt (*Netzgenerierung*, vgl. Abschnitt 7.3.3).

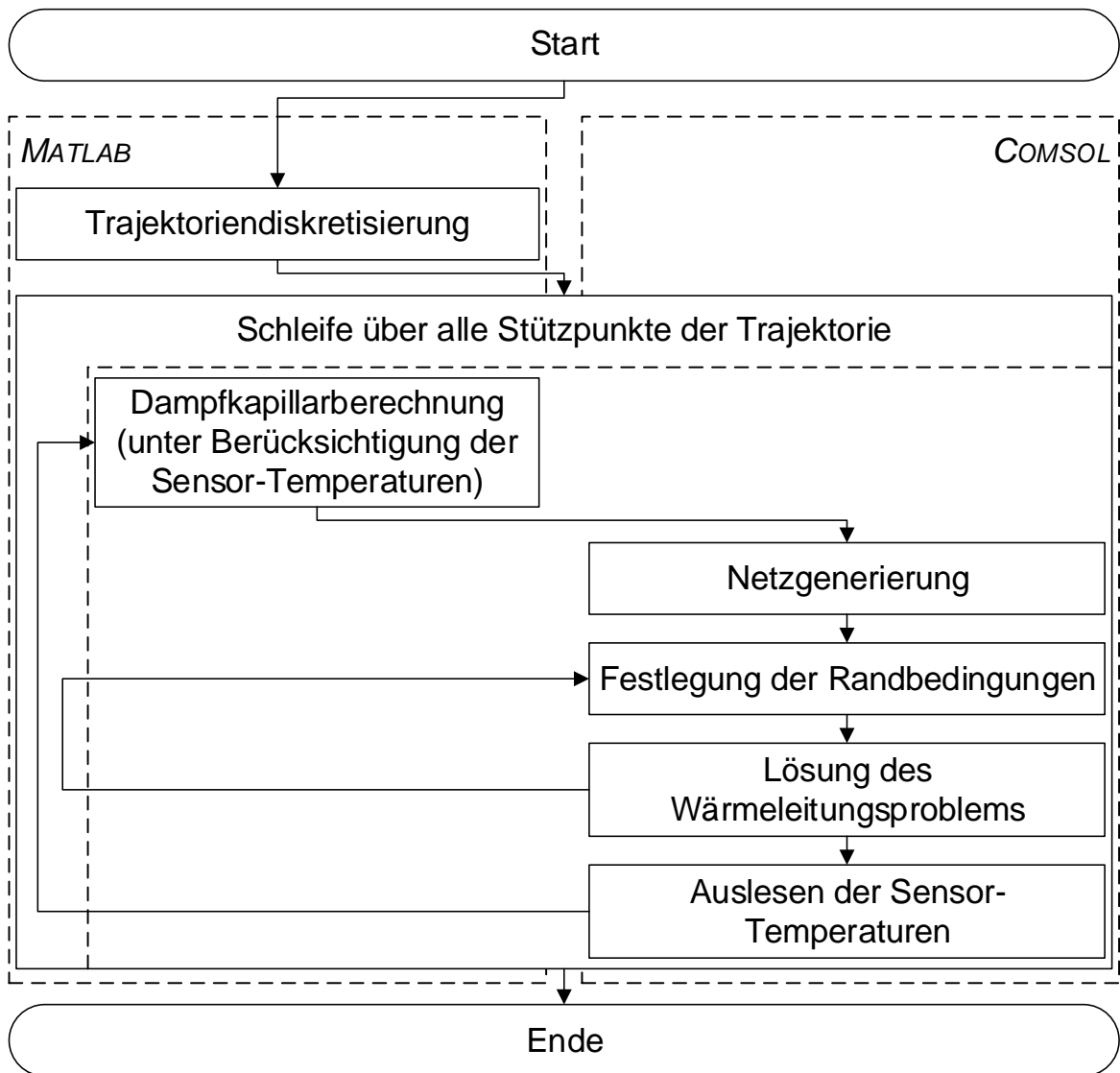


Bild 44: Ablauf der Temperaturfeldberechnung mit dem erweiterten hybriden Modellierungsansatz unter Berücksichtigung rückgekoppelter Sensortemperaturen

Anschließend werden alle zur vollständigen Beschreibung des Wärmeleitungsproblems nötigen *Randbedingungen* (vgl. Abschnitt 7.3.4) festgelegt. Hierzu zählen, neben der bereits angesprochenen Temperaturrandbedingung auf dem Kapillarrand, auch das Start-Temperaturfeld, das aus dem vorangegangenen Zeitschritt übernommen und auf das neu generierte Netz übertragen wird, sowie Randbedingungen aus den zu berücksichtigenden Wärmetransportphänomenen auf den Rändern des FE-Netzes (Konvektions- und Strahlungsverluste).

Schließlich wird das transiente *Wärmeleitungsproblem* für die Dauer eines Zeitschrittes  $\Delta t$  berechnet, um das Temperaturfeld des aktuellen Zeitschrittes zu ermitteln. In

dem simulierten Temperaturfeld werden abschließend an Orten mit definiertem Bezug zur nächsten Dampfkapillarposition *Sensor-Temperaturen ausgelesen* (vgl. Abschnitt 7.3.6), die an MATLAB zurückgegeben werden. Diese stehen damit für die kommende Kapillarberechnung im nächsten Zyklus der Schleife zur Verfügung.

Dieser Ablauf unterscheidet sich also grundlegend von der üblichen Lösung eines Wärmeleitungsproblems mit der FEM. Denn im hier verfolgten Modellierungsansatz wird nicht ein FE-Modell mit unveränderlichem Netz entlang einer Sequenz von extern festgelegten oder vom Löser automatisch ermittelten Zeitschritten transient simuliert. Stattdessen wird in dem hier vorgeschlagenen Ablauf für jede Stützstelle der Trajektorie automatisch ein neues FE-Modell generiert und das darin beschriebene Wärmeleitungsproblem simuliert. Die dabei entstandene Lösung wird anschließend rückgekoppelt und beeinflusst damit den folgenden Zyklus.

### 7.3.3 Netzgenerierung

Im Schritt der Netzgenerierung werden die unter Berücksichtigung der Sensor-Temperaturen berechnete Kapillargeometrie in Form von zwei Vektoren für die Scheitelpunkte  $A_S(z)$  und die Kapillarkreisradien  $\alpha(z)$  (vgl. Abschnitt 3.3.2, S. 75 ff.) sowie die zur Vernetzung benötigten Informationen über die Lage und die Orientierung der Kapillare auf der Oszillationstrajektorie an das FE-Programm COMSOL übergeben. Mit diesen Angaben wird die Kapillare an der richtigen Stelle im Raum aus geometrischen Primitiven aufgebaut. Da als geometrisches Primitiv ein schiefer Zylinderstumpf zur Verfügung steht, muss an dieser Stelle noch keine geometrische Vereinfachung gegenüber dem reduzierten Kapillarmodell in Kauf genommen werden (vgl. Abschnitt 3.3.2, S. 75 ff.). Anschließend werden die einzelnen Kegelstümpfe vereinigt, und das dabei entstandene Volumen wird mit linearen Tetraeder-Elementen automatisch vernetzt. Bild 45 fasst die drei geschilderten Stadien der Netzgenerierung grafisch zusammen.

Bedingt durch die Temperatur-Randbedingung auf der Kapillarwandung sind die höchsten Temperaturen – und damit auch die höchsten Temperaturgradienten – im unmittelbaren Umfeld der Kapillare zu erwarten.



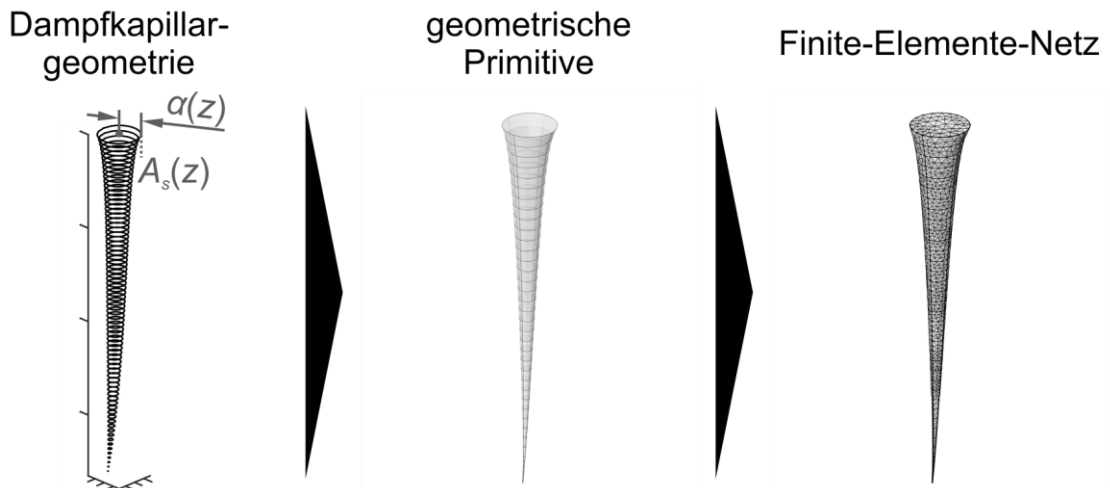


Bild 45: Schema der Geometrieübergabe vom Dampfkapillarmodell an das FE-Programm

Diesem Sachverhalt trägt ein fein vernetzter zylinderförmiger Bereich Rechnung, der die Kapillare umgibt und ihrer Position auf der Oszillationstrajektorie folgt (vgl. Bild 46).

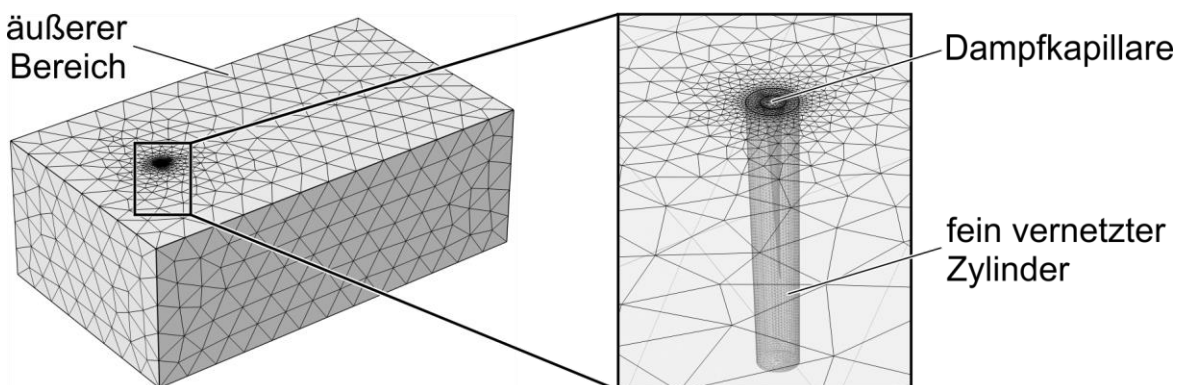


Bild 46: Vernetzungsbereiche des automatisch generierten FE-Netzes

Außerhalb dieses Zylinders beginnt ein sich nach außen hin vergrößerndes freies Tetraeder-Netz, dessen maximale Kantenlänge begrenzt ist. Wesentlicher Treiber für die Anzahl der Freiheitsgrade des FEM-Modells ist die Kapillargeometrie. Je größer – also breiter und tiefer – die Kapillare ist, desto mehr Elemente sind erforderlich, um ihre Geometrie in guter Näherung abzubilden und desto größer fällt auch der fein vernetzte Bereich aus. Typische Elementanzahlen für die im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Schweißsimulationen liegen in der Größenordnung von etwa 6 Mio.

Elementen (etwa 1 Mio. Freiheitsgrade) und folgen einer Größenverteilung, die der in Bild 47 gezeigten ähnlich ist.

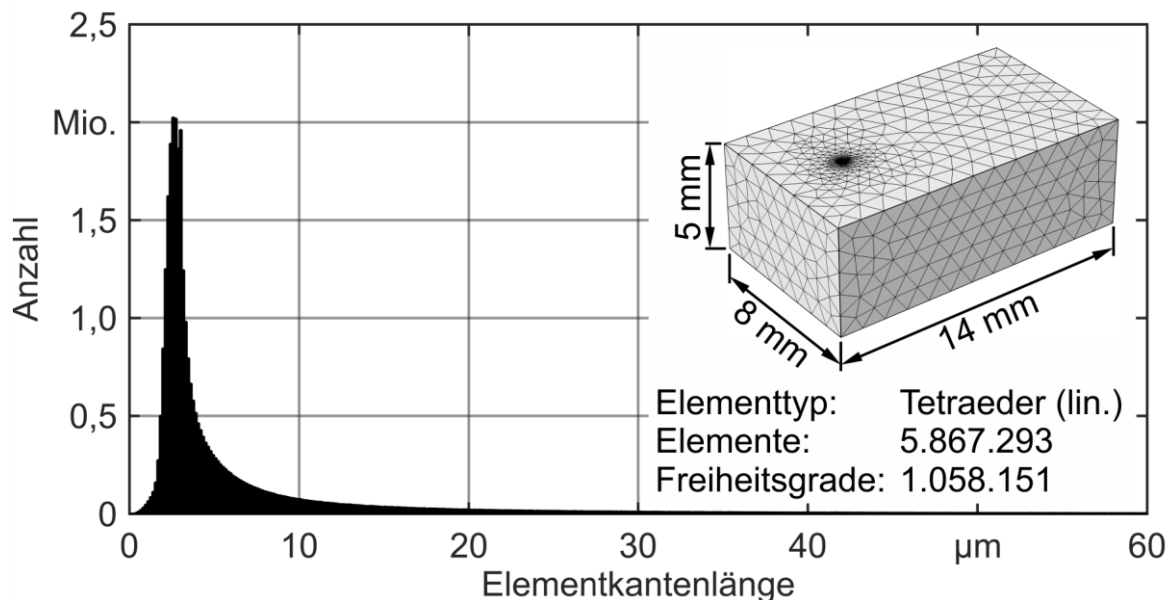


Bild 47: Beispielhafte Verteilung der Elementkantenlängen eines Simulationsmodells mit 5.867.293 linearen Tetraeder-Elementen

### 7.3.4 Randbedingungen

Um das Wärmeleitungsproblem vollständig zu beschreiben, müssen die Ränder des FE-Netzes mit Randbedingungen versehen und Startwerte für die Knotentemperaturen festgelegt werden (vgl. Bild 48). Die Ausgangstemperaturwerte werden durch lineare Interpolation des Temperaturfeldes des vorherigen Zeitschrittes auf das neu generierte Netz übertragen. Ausgeschlossen davon bleibt derjenige Bereich des neuen Netzes, der die Kapillare abbildet. Das darin enthaltene Volumen wird mit Verdampfungstemperatur initialisiert, und auf der Randfläche der Kapillare wird als konstante Randbedingung  $T = T_V$  festgesetzt. Diese Art der Randbedingung macht eine besonders feine Vernetzung des Kontinuums im direkten Umfeld der Kapillare erforderlich. Denn die Lösung eines FE-Problems, in dem eine DIRICHLET-Randbedingung in einem stufenförmigen Temperaturverlauf zum Zeitpunkt  $t = 0$  s resultiert, ist bei kurzen Simulationszeiten aufgrund von zu grober örtlicher Vernetzung für die Vorhersage von zu geringen Temperaturen nahe der Randbedingung anfällig. Zur Erläuterung dieses Sachverhaltes dient das eindimensionale Beispiel in Anhang 12.1 (vgl.

S. 237 f.). Neben der Temperaturvorgabe auf dem Kapillarrand werden die zu simulierenden Wärmetransportphänomene auf den äußeren Rändern des Netzes festgelegt. Da auf der Oberfläche Temperaturen bis hin zu Verdampfungstemperatur auftreten, können an diesem Rand Wärmeverluste durch freie Konvektion und Wärmestrahlung berücksichtigt werden. Alle weiteren Flächen werden als wärmeisoliert gegenüber der Umgebung angenommen, da durch die Abmessungen des FE-Netzes sichergestellt wird, dass dort keine erhöhten Temperaturen auftreten.

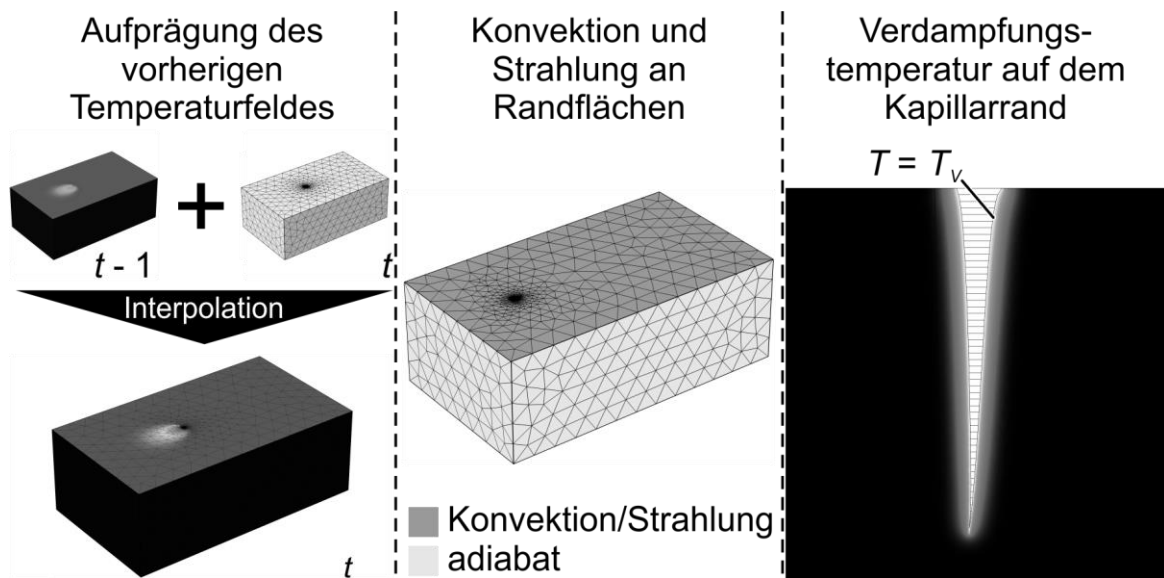


Bild 48: Start- und Randbedingungen des FE-Modells zur Lösung eines Zeitschrittes  $t$

### 7.3.5 Lösung des Wärmeleitungsproblems

Zur Lösung des direkten Wärmeleitungsproblems wird der in COMSOL implementierte Algorithmus PARDISO (engl.: parallel sparse direct solver) (SCHENK ET AL. 2001, SCHENK 2014A) als Mehrgitter-Löser eingesetzt, um die Rechenzeit trotz der hohen Anzahl an Freiheitsgraden gegenüber einer direkten Lösung zu reduzieren. Bei dem Mehrgitter-Verfahren handelt es sich um eine iterative Vorgehensweise, bei der das zu lösende FE-Problem zunächst künstlich vergrößert und gelöst wird. Das so gewonnene Temperaturfeld stellt anschließend die Startwerte für die Berechnung eines feineren FE-Netzes dar. Dieses Vorgehen wird wiederholt, bis schließlich das eigentliche (feinste) Netz dank lösungsnaher Startwerte zeiteffizient simuliert werden kann. Das Verfahren ist also dann hilfreich, wenn die Zeitersparnis bei der Lösung

des feinen Netzes, aufgrund guter Startwerte und der damit einhergehenden Reduktion der Anzahl an benötigten Iterationsschritten, die vorherige Lösung eines oder mehrerer gröberer Netze rechtfertigt. Im Falle der im Rahmen dieser Arbeit angeordneten Simulationen konnte die Rechenzeit pro Zeitschritt durch Verwendung des Verfahrens mit drei Hilfsgittern, die beispielhaft in Bild 49 dargestellt sind, auf etwa ein Drittel reduziert werden.

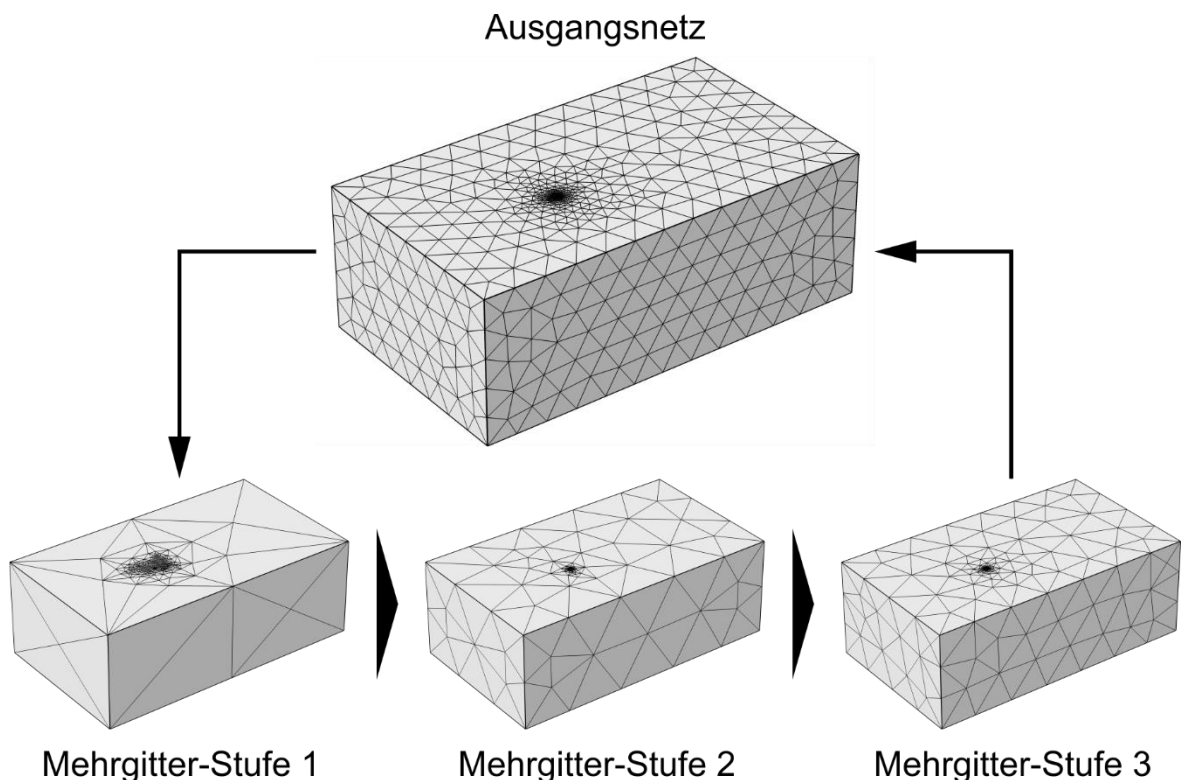


Bild 49: Beispiele für unterschiedliche Stufen des Mehrgitter-Lösers

### 7.3.6 Temperaturrückkopplung

Beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation überstreicht der Laserstrahl regelmäßig bereits erwärmte Werkstoffbereiche. Es ist dabei zu erwarten, dass sich die Form der Kapillare während des Durchgangs durch erwärmten oder geschmolzenen Werkstoff verändert. Tendenziell muss sie mit zunehmender Temperatur größer werden, da die zum Erreichen von Verdampfungstemperatur erforderliche Temperaturdifferenz beim Durchgang durch bereits erwärmtes Material sinkt und damit ein größerer Werkstoffanteil mit der eingekoppelten Laserenergie über diese Schwelle erwärmt werden kann. Dieser Sachverhalt soll durch eine Temperatur-Rückkopplung

modelliert werden, die das aktuell vorherrschende Temperaturfeld bei der Berechnung der Kapillargeometrie an der kommenden Stützstelle der Oszillationstrajektorie berücksichtigt. Hierfür werden aus dem Temperaturfeld des Zeitschrittes  $t$  zunächst Sensor-Temperaturen an bestimmten Punkten ausgelesen, die anschließend in Form von Vektoren an MATLAB zurückgegeben werden. Wie Bild 50 verdeutlicht, gibt es drei Sensorstreifen.

Der Sensorstreifen 1 startet an der kommenden Stützstelle des Zeitpunktes  $t + \Delta t$  und verläuft  $5 \cdot \omega_0$ <sup>15</sup> entlang des dortigen Bahngeschwindigkeits-Vektors. Die in diesem Bereich gemessenen Temperaturen  $\mathbf{T}_{VHS}(x_{VHS}, y_{VHS} = 0)$  dienen der Bestimmung des ersten VHP  $x_{VHP}(y_{VHS} = 0)$ . Der Sensorstreifen 2 verläuft um  $\omega_0/2$  versetzt parallel zum ersten. Mit dem dort berechneten VHP  $x_{VHP}(y_{VHS} = \omega_0/2)$  und den Koordinaten des ersten VHP wird es möglich – analog zum in Abschnitt 3.3.2 (vgl. S. 75 ff.) beschriebenen Vorgehen und mit Gleichung (73) (vgl. S. 81) – den Kapillarkreis-Durchmesser auf der Oberfläche des Kontinuums zu bestimmen. Der Sensorstreifen 3 startet am Schnittpunkt des lokalen Bahngeschwindigkeitsvektors mit dem angenommenen Kapillarkreis auf der Oberfläche des FE-Netzes ( $z = 0$ ) und verläuft entlang der  $z$ -Achse in das FE-Netz hinein. Da der Durchmesser des zukünftigen Kapillarkreises in diesem Schritt der Berechnung noch nicht bekannt ist, wird hierfür näherungsweise der Durchmesser der Kapillaröffnung des aktuellen Zeitschrittes verwendet. Diese Näherung ist bei ausreichend feiner Diskretisierung der Oszillationstrajektorie zulässig, weil sich die die Kapillare beeinflussenden Größen (Bahngeschwindigkeit und Temperaturfeld) stetig verhalten, weshalb keine sprunghaften Änderungen, die zu einer sprunghaften Änderung der Kapillargeometrie führen würden, abgebildet werden müssen. Die im dritten Sensorstreifen ermittelten Temperaturen  $\mathbf{T}_z(z_{Sen})$  werden im Zuge der axialen Kopplung verwendet. Um nun die ausgelesenen Temperaturen  $\mathbf{T}_{VHS}$  und  $\mathbf{T}_z$  in der Kapillarberechnung rückzukoppeln, wurde das in Abschnitt 3.3.2 (vgl. S. 75 ff.) beschriebene Vorgehen erweitert.

---

<sup>15</sup> Da der Kapillarkreisradius  $\alpha$  üblicherweise in der Größenordnung eines Strahlradius  $\omega_0$  liegt, wird durch die verhältnismäßig große Distanz  $5 \cdot \omega_0$  sichergestellt, dass selbst bei stark erhöhten Temperaturen im Vorheizstreifen der gesuchte Abstand  $x_{VHP}$  robust bestimmt werden kann.

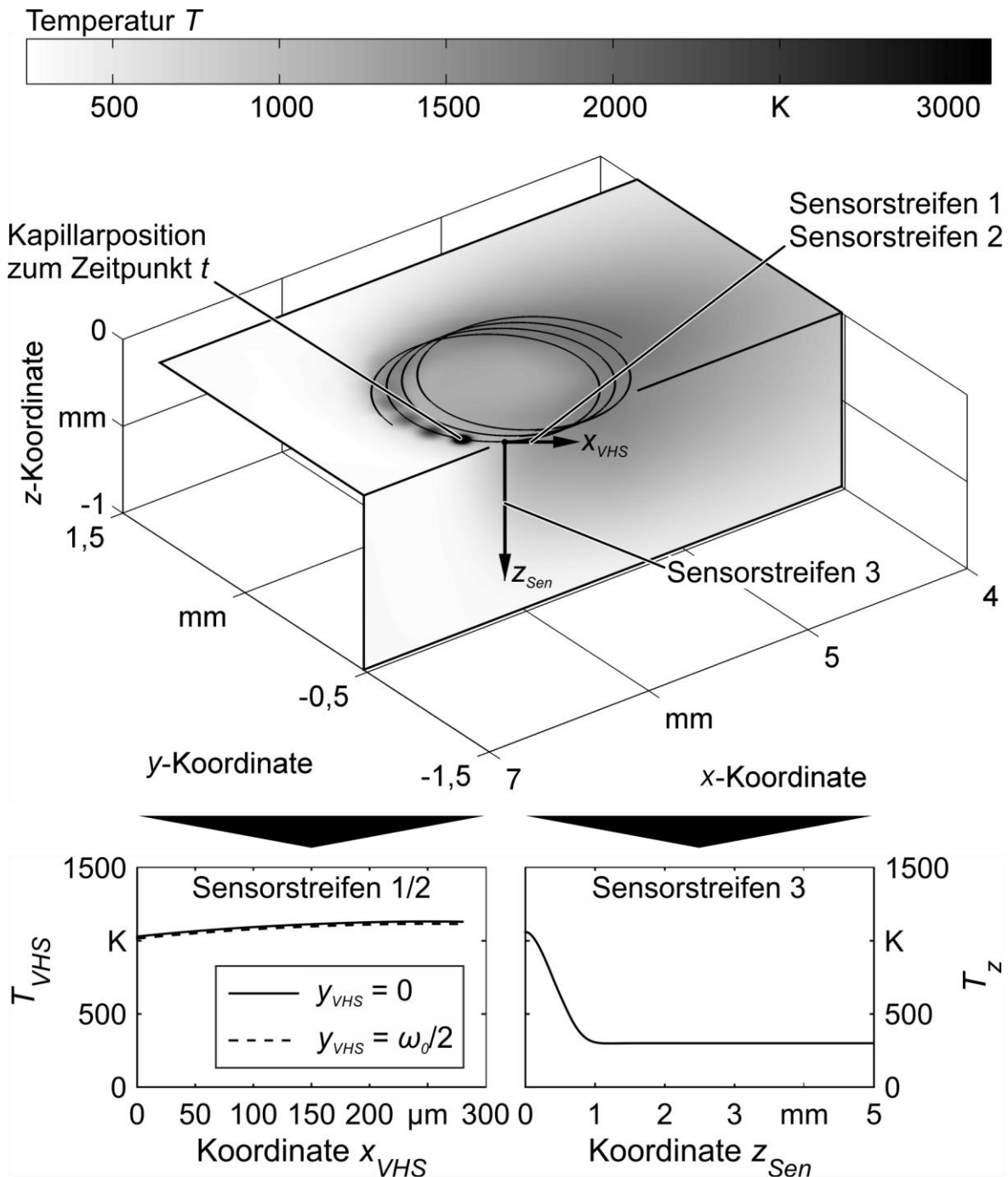


Bild 50: Schematische Darstellung der Lage der Sensorstreifen und Beispiele für ausgelesene Temperaturen in den Sensorstreifen

Zur Bestimmung der Vorheizpunkte werden anstelle des einen, eindimensionalen Wärmeleitungsproblems an der Position  $x_{stab}$  im Vorheizstreifen  $n_{VHS}$  thermisch entkoppelte Wärmeleitungsprobleme entlang des gesamten VHS formuliert und mit dem expliziten EULER-Verfahren (QUARTERONI & SALERI 2006, S. 166 ff.) parallel gelöst (vgl. Bild 51).

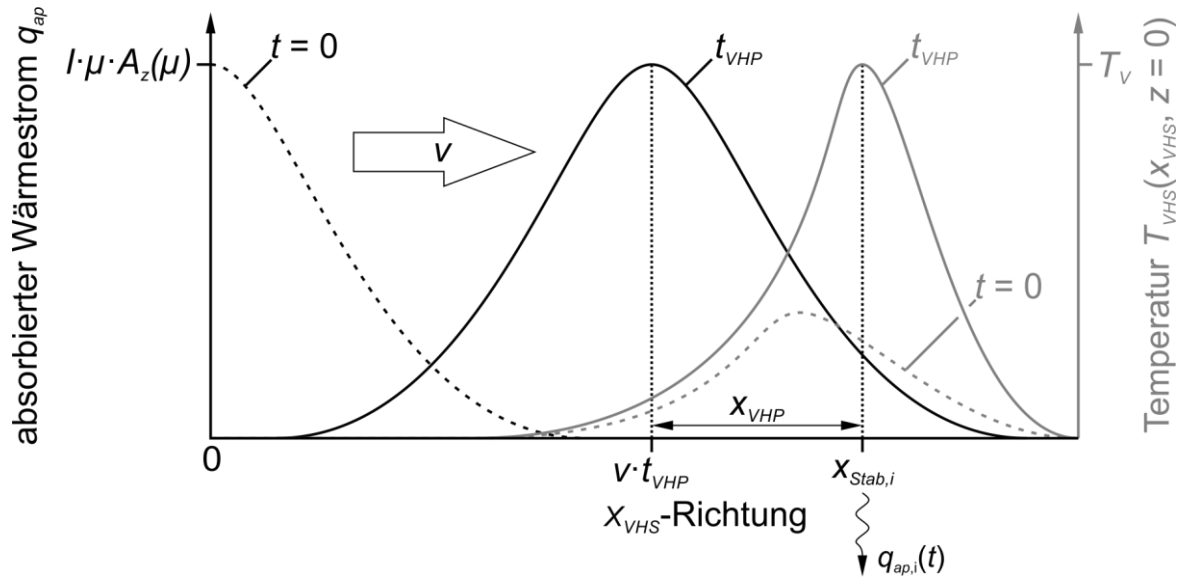


Bild 51: Schematische Darstellung der Bewegung des Laserstrahls über den Vorheizstreifen (VHS) und der daraus resultierenden Temperaturverteilung  $T_{VHS}$

Somit ergibt sich für den  $i$ -ten Stab ( $1 \leq i \leq n_{VHS}$ ) innerhalb des VHS das von den Gleichungen (70) und (71) (vgl. S. 80) abgeleitete System gekoppelter Differenzialgleichungen, in dem die Umgebungstemperatur durch die Sensortemperatur  $T_{VHS,i}(x_{VHS,i}, y_{VHS})$  substituiert wurde:

$$\frac{\partial T_{Stab,i}(t)}{\partial t} = \frac{\kappa}{(1 - b_2) \cdot \delta_{Stab,i}} \cdot \left( \frac{q_{ap,i}(t)}{\lambda_{th}} - b_2 \cdot \frac{T_{Stab,i}(t) - T_{VHS,i}(x_{VHS,i}, y_{VHS})}{\delta_{Stab,i}} \right) \quad (110)$$

$$\frac{\partial \delta_{Stab,i}(t)}{\partial t} = \frac{1}{T_{Stab,i}(t) - T_{VHS,i}(x_{VHS,i}, y_{VHS})} \cdot \left( \frac{\kappa \cdot q_{ap,i}(t)}{\lambda_{th}} - \frac{\partial T_{Stab,i}(t)}{\partial t} \cdot \delta_{Stab,i}(t) \right) \quad (111)$$

Aufgrund der parallelen Lösung liefert das Gleichungssystem nun in jedem Zeitschritt des EULER-Verfahrens, also während sich der Laserstrahl über den Vorheizstreifen hinfort bewegt, nicht mehr nur die Temperatur am Ende des einen Stabes, sondern die Temperaturen an jedem der  $i$  diskreten Stabenden. Die iterative Berechnung endet, sobald die Temperatur am Ende eines simulierten Stabes erstmals die

Verdampfungstemperatur überschreitet. Der dann mit Gleichung (72) (vgl. S. 81) errechnete Abstand  $x_{VHP}$  zwischen der Laserstrahlachse und dem Stab, an dem Verdampfung erreicht wurde, ist die gesuchte Scheitelpunktcoordinate an der Oberfläche und damit Grundlage für die Berechnung des Kapillarkreisradius und Ausgangspunkt für die axiale Kopplung.

In die axiale Kopplung gehen die ausgelesenen Sensortemperaturen  $T_z(z_{Sen})$  über eine für jede z-Schicht spezifische Formulierung der entdimensionierten Schmelzenthalpie  $h_{M,i}(z)$  und eine spezifische Entdimensionierung der Temperatur  $\Theta_i(z)$  ein. Die aus Abschnitt 3.3.2 (vgl. S. 75 ff.) bekannten Gleichungen (77) und (79) (vgl. S. 82) ändern sich deshalb wie folgt, während die numerische Bestimmung der Scheitelpunkte und Radien anhand des Gleichungssystems (86) bis (90) (vgl. S. 83) unverändert beibehalten wird:

$$h_{M,i}(z) = \frac{H_M}{c_p \cdot (T_V - T_{z,i}(z))} \quad (112)$$

$$\Theta_i(z) = \frac{T - T_{z,i}(z)}{T_V - T_{z,i}(z)} \quad (113)$$

Wurden alle Scheitelpositionen und Kapillarkreisradien bestimmt, stehen diese für den folgenden Zeitschritt, beginnend mit der nächsten Netzgenerierung, zur Verfügung.

## 7.4 Modellvergleich und experimentelle Validierung

### 7.4.1 Überblick

Mit einem MGF-basierten und einem FEM-basierten Modellierungskonzept wurden in den vorangehenden beiden Abschnitten zwei Möglichkeiten für die Temperaturfeldsimulation vorgestellt. Diese sollen im Folgenden verglichen und bewertet werden. Hierzu wird als erstes eine qualitative Gegenüberstellung durchgeführt, welche die berücksichtigten physikalischen Effekte und die Modellvereinfachungen, potenzielle Fehlerquellen, die Flexibilität der Simulation sowie tendenzielle Aussagen zu

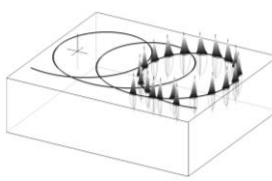
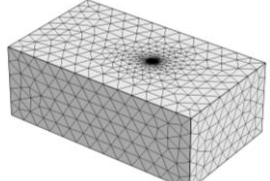


der aus dem Modellierungskonzept resultierenden Rechenzeit zusammenfasst. Anschließend werden ausgewählte Aspekte des Prozessverhaltens, das anhand der beiden Modelle untersucht wird, diskutiert, und es erfolgt ein Vergleich mit Experimenten anhand der resultierenden Schweißnahtgeometrie. Zuletzt wird beispielhaft auf die zur Berechnung der Simulationsmodelle benötigte Zeit eingegangen, die eine für die praktische Anwendung wichtige Größe darstellt, bevor ein Fazit zur weiteren Ver- und Anwendbarkeit der Modelle gezogen wird.

### 7.4.2 Berücksichtigte Effekte und Modellvereinfachungen

Hinsichtlich der berücksichtigten physikalischen Effekte ist die FEM-Simulation der MGF-Simulation eindeutig überlegen, wie der Vergleich in Tabelle 16 zeigt. Denn zur Lösung des Temperaturfeldes mithilfe der MGF ist es notwendig, die in der Tabelle 6 (vgl. S. 70) genannten Vereinfachungen anzuwenden, welche die in die Wärmeleitungsgleichung eingehenden Werkstoffkennwerte (spezifische Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit, Dichte) als temperaturinvariant annehmen (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.). Diese Vereinfachung entfällt bei der FEM-Simulation. Des Weiteren werden bei der MGF keine Enthalpien bei Phasenübergängen berücksichtigt. In der FEM hingegen können diese indirekt – über die aus Abschnitt 5.3 (vgl. S. 101 ff.) bekannte Modifikation des Verlaufs der spezifischen Wärmekapazität – mit einbezogen werden. Da die MGF grundsätzlich von Wärmeleitung in einem unendlich ausgedehnten Kontinuum ausgeht, das mithilfe der WQ-Spiegelung auf endliche Abmaße mit adiabaten Grenzflächen begrenzt wird, bleiben Leistungsverluste über die Grenzflächen unberücksichtigt. Diese Verluste durch Konvektion und Strahlung können mit der FEM modelliert werden, auch wenn deren Einfluss in vielen Fällen vernachlässigbar klein ist. Ferner bietet nur das FEM-basierte Modellierungskonzept eine Möglichkeit, das Überstreichen bereits erwärmter Werkstoffbereiche durch die in Abschnitt 7.3.6 eingeführte Temperaturrückkopplung abzubilden. In der MGF-basierten Simulation hingegen werden die Wirkungen aller WQ vereinfachend als unabhängig voneinander und vom vorherrschenden Temperaturfeld angenommen, wodurch die Lösung parallelisierbar wird.

Mit beiden Modellierungsansätzen gehen potenzielle Fehler einher, die zum Teil auf die bereits genannten Modellvereinfachungen und zum Teil auf die jeweiligen Lösungsverfahren zurückgehen. Sowohl die Modellierung mit der MGF als auch die mit der FEM basieren auf dem Kapillarmodell von SCHULZ (1999), das per se eine Reihe von vereinfachenden Annahmen (vgl. Abschnitt 3.3.2, S. 75 ff.) beinhaltet.

<b>Schematische Darstellung</b>	<b>MGF</b>	<b>FEM</b>
		
<b>Modellierte Effekte</b>		
Wärmeleitung	+	+
Temperaturabh. Werkstoffkennwerte	–	+
Schmelz- und Verdampfungsenthalpie	–	+
Konvektion und Strahlung	–	+
Temperatur-Rückkopplung	–	+
<b>Fehlerquellen</b>		
Kapillarmodell	Ja	ja
WQ-Kalibrierung	Ja	nein
Interpolation	nein	ja
numerische Lösung	Ja	ja
<b>Flexibilität</b>		
geometrisch	–	+
örtlich	+	–
zeitlich	+	–
<b>Rechenzeit</b>		
	+	–
– = nicht modelliert / niedrig	+ = modelliert / hoch	

*Tabelle 16: Qualitativer Vergleich der MGF-basierten und der FEM-basierten Simulation hinsichtlich der modellierten Effekte, möglicher Fehlerquellen, der Flexibilität der Auswertung und der Rechenzeit*

Während die Geometrieübernahme der zum berechneten Zeitschritt gültigen Kapillare in das FE-Netz – abhängig von den gewählten Elementgrößen – nahezu verlustfrei möglich ist, wird die Auswirkung der Kapillare auf das Kontinuum in der MGF-

Simulation nur über den Zwischenschritt der Berechnung der Wärmequellen abgebildet. Diese werden entsprechend der vorherrschenden Bahngeschwindigkeit kalibriert (vgl. Abschnitt 7.2.4). Die dabei entstehende Anpassung der Wärmequellenparameter zur Reproduktion des Temperaturfeldes aus der Zylinderquellenlösung (vgl. S. 86) nach ZEFFERER (1997) oder BEYER (1995, S. 137 ff.) ist ebenfalls fehlerbehaftet. Im Unterschied dazu treten bei der FEM-Simulation Verfälschungen durch die Übertragung des Temperaturfeldes eines Zeitschrittes auf das Netz des folgenden Zeitschrittes per Interpolation auf. Die Höhe dieser Interpolationsfehler ist unmittelbar von der lokalen Feinheit der Vernetzung, der Anzahl der gewählten Stützpunkte auf der Trajektorie  $n_{osz}$  und der Ordnung der Ansatzfunktionen des gewählten Elementtyps abhängig, die ihrerseits wiederum den Zeitbedarf zur Lösung des FE-Problems direkt beeinflussen.

Eine weitere Fehlerquelle der Modellierungsansätze stellt die numerisch-iterative Lösung des Wärmeleitungsproblems dar. Im Falle der Lösung durch die FEM hängt der Fehler hier vorwiegend von der Vernetzung, dem Elementtyp und der zulässigen Lösungstoleranz ab. Der Fehler, der aus der numerischen Integration der Gleichung (57) (vgl. S 72) im Rahmen der MGF resultiert, ist als vergleichsweise gering zu beurteilen, da dieser von der Diskretisierung unabhängig ist und damit nur von der zulässigen Lösungstoleranz der adaptiven Quadratur bestimmt wird.

Auch die Bewertung nach dem Kriterium der Flexibilität unterstreicht die deutlichen Unterschiede der beiden Modellierungsansätze. Die Modellierung mithilfe der FEM ist geometrisch flexibel, weshalb sie prinzipiell auch für die Abbildung komplexer Bauteilgeometrien geeignet ist. Durch die Implementierung einer Temperaturrückkopplung (vgl. Abschnitt 7.3.6) kann auch die Rückwirkung eines Wärmestaus, wie er beispielsweise bei randnahen Schweißungen auftritt, berücksichtigt werden. Demgegenüber ist die MGF-basierte Modellierung stark eingeschränkt. Sie eignet sich nur zur bauteilunabhängigen Simulation des Temperaturverlaufs in einem Quader. Vorteile bietet die Lösung mit der MGF hingegen in Bezug auf die örtliche und zeitliche Flexibilität der Lösung. Hiermit ist gemeint, dass die Temperatur zu jedem beliebigen Zeitpunkt an jedem Ort des Kontinuums unabhängig vom Temperaturfeld eines vorherigen Zeitpunktes beziehungsweise der benachbarten Orte ausgewertet werden

kann. Dies ist mit der FEM nicht möglich, denn diese Lösungsmethode setzt die Kenntnis eines Ausgangstemperaturfeldes voraus und kann nur auf das Netz im Ganzen angewendet werden.

Die hier genannten Aspekte ergeben stark ausgeprägte Unterschiede der beiden diskutierten Modelle. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass mit dem FEM-basierten Modellierungsansatz weit geringere Modellvereinfachungen eingegangen werden müssen, weshalb dessen Genauigkeit höher einzuschätzen ist. Die höhere Genauigkeit wird allerdings mit einer deutlich längeren Rechenzeit erkaufte, wie in Abschnitt 7.4.4 aufgezeigt wird. Somit haben im Spannungsfeld zwischen Rechenzeit und Genauigkeit wohl beide Modellierungsansätze ihre Daseinsberechtigung. Auf Basis des hier formulierten qualitativen Vergleichs ist folglich keine allgemeingültige Aussage zur besseren Eignung des einen oder des anderen Modells möglich. Wie beide Modelle genutzt werden können, um das Prozessverhalten genauer zu untersuchen, zeigt der folgende Abschnitt.

### **7.4.3 Prozessverhalten und Schweißnahtgeometrie**

#### *Überblick*

Im vorliegenden Abschnitt werden drei mittels der beiden Simulationsmodelle gewonnene Erkenntnisse beschrieben. Als Erstes wird beispielhaft darauf eingegangen, wie die im Querschliff beobachtete Schweißnahtgeometrie mithilfe der MGF-Simulation charakterisiert werden kann. Dabei werden zwei gegensätzliche Prozessregime des Laserstrahlschweißens mit Strahloszillation eingeführt und die aus diesen Regimen typischerweise resultierenden Schweißnahtgeometrien erklärt. Anschließend wird die Entwicklung der Kapillargeometrie und der Leistungsaufnahme im Verlauf eines Schweißprozesses anhand von Ergebnissen der FEM-Simulation analysiert und diskutiert, um das Verständnis für die während des Schweißens ablaufenden Mechanismen zu erhöhen. Abschließend erfolgt eine Gegenüberstellung von berechneten und gemessenen Schweißnahtbreiten und -tiefen, und es werden Gründe für die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment erörtert. Diese Ergebnisse basieren auf Experimenten der im Anhang 12.2 (vgl. S. 239) dokumentierten

Versuchsreihe. Alle Schweißungen wurden mit der in Abschnitt 5.2 (vgl. S. 99 ff.) erläuterten Systemtechnik durchgeführt, wobei die Amplitudendämpfung mit dem in Abschnitt 6.3.4 (vgl. S. 120 ff.) entwickelte Modell der Scannerdynamik kompensiert wurde. Als Probenwerkstoff wurde ausschließlich der korrosionsbeständige Edelstahl X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) mit einer Blechdicke von 5 mm eingesetzt. Mit dieser Dicke konnte sichergestellt werden, dass alle Schweißnähte als Blindschweißungen ausgeführt werden konnten und somit die dahin gehende Modellannahme (vgl. Abschnitt 3.3.2, S. 75 ff.) von SCHULZ (1999) erfüllt war.

### *Prozessregime beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation*

Beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation verändert sich die Leistungsaufnahme auf der Oszillationstrajektorie fortwährend. Sie wird dabei zum einen von der sich periodisch ändernden Bahngeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 3.2.2, S. 75 ff.) beeinflusst. Zum anderen wirken sich die erhöhten Temperaturen im nachlaufenden Schmelzbad und im Vorlauf der Prozesszone auf die Ausbildung der Kapillare – und damit auch auf die eingekoppelte Leistung und deren räumliche Verteilung – aus. Bevor im folgenden Abschnitt genauer auf den zeitlichen Verlauf der eingebrachten Leistung eingegangen wird, sollen hier zwei grundsätzlich unterschiedliche Ausprägungen des Prozessverlaufs beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation dargestellt werden. Bei diesen handelt es sich um das *wärmeleitungsdominierte* und das *tiefschweißdominierte* Prozessregime.

Findet der Schweißprozess im wärmeleitungsdominierten Regime statt, dann erfolgt die Leistungsaufnahme oberflächennah, jedoch nicht wie beim konventionellen Wärmeleitungsschweißen rein durch Absorption der Strahlung an der (geschmolzenen) Werkstoffoberfläche (vgl. Abschnitt 2.3, S. 14 ff.). Stattdessen bildet sich als Resultat der hohen Intensität der Laserstrahlung – trotz der vergleichsweise hohen Geschwindigkeit des Laserspots auf der Oszillationsbahn und der dementsprechend kurzen Strahl-Stoff-Wechselwirkungszeit – eine Dampfkapillare aus. Das wärmeleitungsdominierte Regime tritt bei Prozessparameter-Kombinationen mit hohen Werten der Oszillationsparameter ( $f$ ,  $A$ ) auf, die wiederum hohe Bahngeschwindigkeiten bedingen. Weil eine hohe Bahngeschwindigkeit zu einer Dampfkapillare mit geringer Tiefe

(vgl. Anhang 12.3, S. 240) führt, findet die Leistungsaufnahme – ähnlich wie beim konventionellen Wärmeleitungsschweißen (vgl. Abschnitt 2.3, S. 14 ff.) – nur nahe der Bauteiloberfläche statt. Die eingekoppelte Leistung wird ausgehend vom Ort ihrer Aufnahme mittels Wärmeleitung in tiefere Bereiche des Bauteils transportiert und bildet das Schmelzbad, das später zur Schweißnaht erstarrt. Wie vom konventionellen Wärmeleitungsschweißen bekannt, ist die Nahtgeometrie typischerweise halbkreisförmig oder halb elliptisch (vgl. Bild 52 (links)). Charakteristisch für das wärmeleitungsdominierte Prozessregime ist, dass die Dampfkapillare während des Schweißens eine deutlich geringere Tiefe als derjenige Bereich, in dem der konduktive Wärmeeintrag noch zu einem Aufschmelzen des Werkstoffs führt, besitzt. Dies veranschaulicht der Vergleich der simulierten Schweißnahttiefe mit dem Verlauf der Tiefen<sup>16</sup> der nach dem Modell von SCHULZ (1999) berechneten Dampfkapillaren in Bild 52 (links), die der Kalibrierung der WQ für die MGF-Simulation dieses Beispiels dienen. Um die Schmelzisotherme in der MGF-Simulation zu ermitteln, wurden die  $n_{osz}$  Temperaturfelder der fünfzigsten Oszillation betrachtet. Die in diesen dreidimensionalen Temperaturfeldern aufgeschmolzenen Gitterpunkte wurden anhand der Schwelltemperatur  $T_V$  in eine Boole'sche Matrix überführt, mit einer ODER-Bedingung verknüpft und in die Schnittebene projiziert.

Eine geometrisch ähnlich ausgebildete Schweißnaht ist in Bild 52 (rechts) zu sehen. Dass diese im tiefschweißdominierten Regime erzeugt wurde, lässt sich durch visuelle Untersuchung zunächst nicht erschließen. Beim Vergleich der Prozessparameter fällt jedoch auf, dass die mittlere Bahngeschwindigkeit des Brennfleckes (vgl. Gleichung (49), S. 48) in diesem Fall um mehr als die Hälfte geringer war als im links abgebildeten, wärmeleitungsdominierten Fall. Die niedrigere Bahngeschwindigkeit hat einen Wechsel in das tiefschweißdominierte Regime zur Folge, bei dem die Dampfkapillare aufgrund der geringeren Bahngeschwindigkeit eine steilere Absorptions-

---

<sup>16</sup> In den Querschliffen in Bild 52 sind die Tiefen von  $n_{osz}$  separat kalibrierten Wärmequellen, die eine Oszillationsperiode abdecken, dargestellt. Aufgrund der lokal unterschiedlichen Bahngeschwindigkeit auf der Oszillationstrajektorie steigen die Tiefen von links nach rechts geringfügig an.

front besitzt und wesentlich tiefer in den Werkstoff eindringt. Die Laserstrahlung propagiert dabei in der Dampfkapillare in tiefer gelegene Regionen des Werkstückes, in denen die optische Leistung an der Kapillarwandung absorbiert und abgeleitet wird. Da die simulierte Schmelzisotheime ungefähr die von der Dampfkapillare überstrichene Fläche umrandet, kann davon ausgegangen werden, dass Wärmeleitung hier einen untergeordneten Einfluss auf die resultierende Schweißnahtgeometrie ausübte. Stattdessen wurde der Werkstoff nur an denjenigen Stellen aufgeschmolzen, die von der Dampfkapillare direkt passiert wurden. Typischerweise ist die Schweißnahtgeometrie beim tiefschweißdominierten Prozessregime trapezförmig und besitzt steile Flanken.

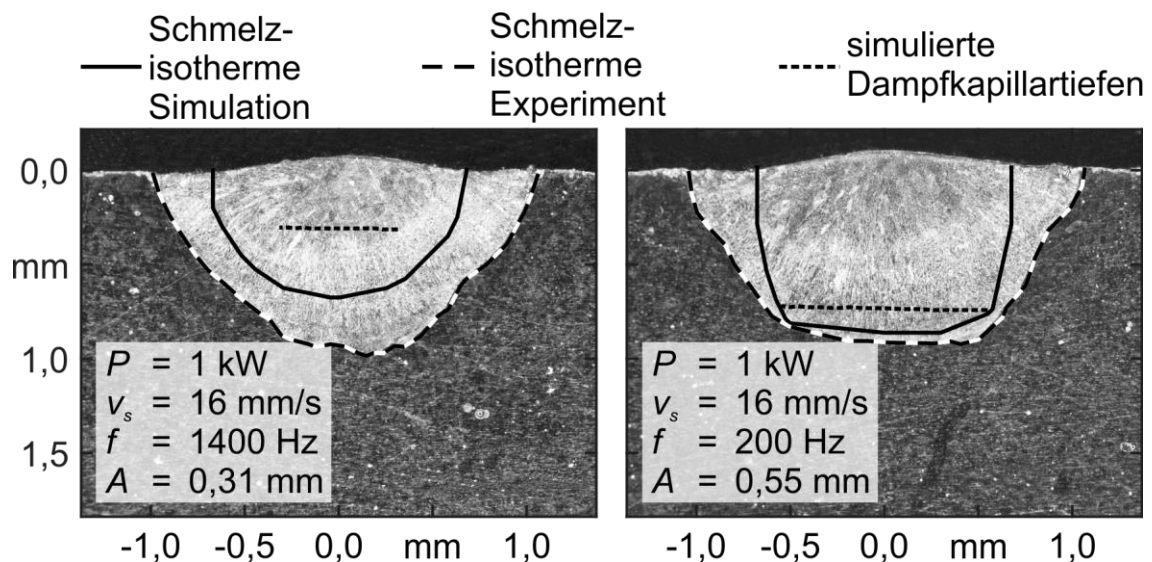


Bild 52: Beispielhafter Vergleich der Schmelzisotheime aus einem Schweißnahtquerschliff und der zugehörigen MGF-Simulation für das wärmeleitungsdominierte (links) und das tiefschweißdominierte Prozessregime (rechts) sowie Verlauf der nach SCHULZ (1999) simulierten Dampfkapillartiefen; Werkstoff: X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.); Laserstrahlquelle YLR-3000 SM und Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.); MGF-Simulation:  $n_{OsZ} = 20$ ,  $n_{Per} = 50$

Zur Unterscheidung der beiden genannten Prozessregime bietet sich demzufolge das Verhältnis von Einschweißtiefe und Kapillartiefe an, das beim tiefschweißdominierten Regime nahe eins liegen sollte und beim wärmeleitungsdominierten Regime deutlich größere Werte als eins annimmt.

Im Gegensatz zum konventionellen Laserstrahlschweißen ist bei der Verfahrensvariante mit Strahloszillation keine schwellenartige Trennung der beiden Regime (vgl. Bild 7, S. 16) erkennbar. Der Grund hierfür ist, dass weitere Phänomene, beispielsweise das Überstreichen bereits aufgeschmolzenen Werkstoffs, ebenfalls einen Einfluss auf die Kapillarausbildung und die Leistungsaufnahme ausüben. Vielmehr ist beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation ein fließender Übergang zu beobachten, wobei die in Bild 52 beschriebenen Ausprägungen Grenzfälle darstellen, die ähnliche Schweißnahtgeometrien ergeben, aber auf ganz unterschiedlichem Wege entstanden sind.

*Verlauf der absorbierten Leistung in der FEM-Simulation*

Zur weitergehenden Prozessanalyse wurde eine ausgewählte Simulation mithilfe des aus Abschnitt 7.3 bekannten FEM-basierten Modellierungskonzeptes durchgeführt. Um eine mit der vorhandenen Rechnerkapazität (vgl. Abschnitt 7.4.4) verarbeitbare Modellgröße zu gewährleisten, wurde dazu der in Tabelle 17 angegebene Parametersatz ausgewählt. Dieser ließ aufgrund der hohen Werte der Oszillationsparameter ( $f$ ,  $A$ ) eine flache Kapillare – und damit auch eine ausreichend geringe Anzahl an Elementen – erwarten (vgl. Abschnitt 7.3.3). Ein für diese Simulation beispielhaftes FE-Netz ist in Bild 47 dargestellt.

<b>Laserleistung</b> $P$	<b>Vorschub- geschwindigkeit</b> $v_s$	<b>Frequenz</b> $f$	<b>Amplitude</b> $A$
3 kW	139 mm/s	1400 Hz	0,55 mm

*Tabelle 17: Prozessparametersatz für den Vergleich von Experiment, MGF- und FEM-Simulation*

Ferner wurden Wärmeabflüsse aufgrund von freier Konvektion und Strahlung vernachlässigt, da abgeschätzt wurde, dass diese im Bereich weniger Watt lägen. Der zugehörige Querschliff in Bild 53 (links) zeigt, dass bei den gewählten Prozessparametern trotz hoher Laserleistung eine weniger als 0,5 mm tiefe Schweißnaht mit einer Breite von etwa 2 mm erzeugt wurde. Qualitativ stimmen die Simulationsergebnisse gut mit denen des Experimentes überein, wobei sowohl in der MGF- als auch in der



FEM-Simulation die Einschweißtiefe geringfügig überschätzt und die Schweißnahtbreite unterschätzt wird (vgl. Bild 53).

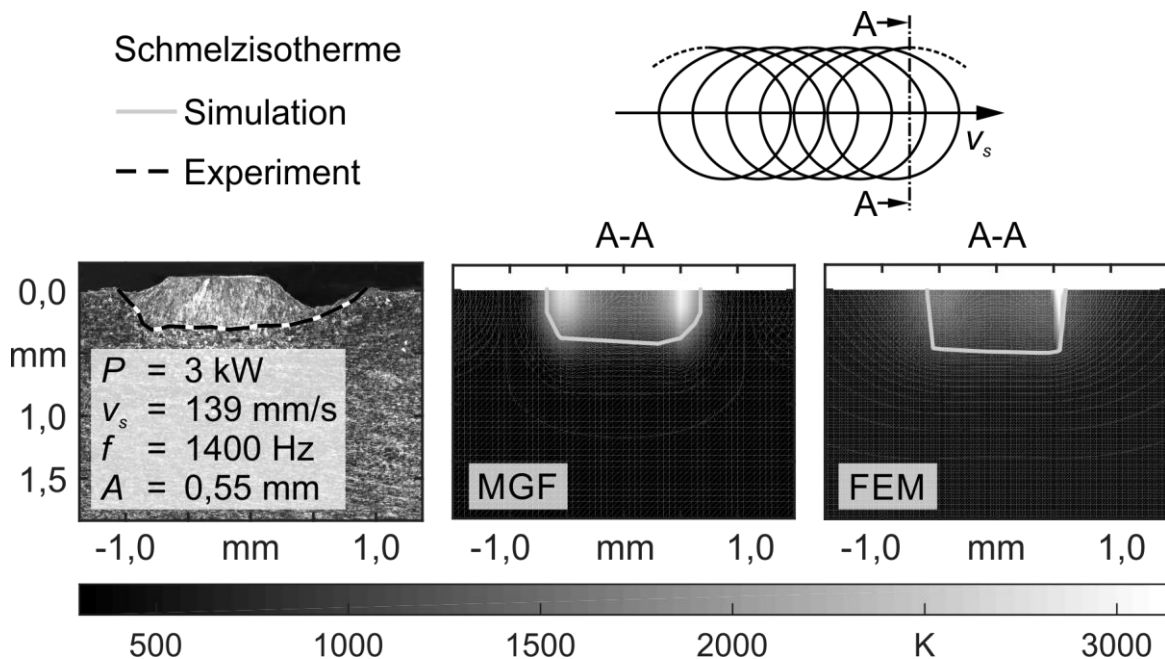


Bild 53: Vergleich des Schweißnahtquerschnitts aus dem Experiment (links) mit den Ergebnissen aus der MGF- (Mitte) und der FEM-Simulation (rechts); Schweißparameter:  $P = 3 \text{ kW}$ ,  $v_s = 0,139 \text{ m/s}$ ,  $f = 1400 \text{ Hz}$ ,  $A = 0,55 \text{ mm}$ ; Werkstoff: X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.); Laserstrahlquelle YLR-3000 SM und Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.); MGF-Simulation:  $n_{OsZ} = 17,5$ ,  $n_{Per} = 50$ ; FEM-Simulation:  $n_{OsZ} = 100$ ,  $n_{Per} = 17,5$

Die MGF- und die FEM-Simulation prognostizieren ähnliche Schweißnahtgeometrien, und auch die Temperaturfelder des gezeigten Zeitschrittes stimmen qualitativ gut miteinander überein, wobei hohe Temperaturwerte in der FEM-Simulation stärker um die aktuelle Position der Kapillare konzentriert sind. Insgesamt ist die mit der MGF-Simulation prognostizierte Schweißnahttiefe konzeptbedingt geringer als die der FEM. Denn die funktionale Beschreibung der doppelt elliptischen WQ (vgl. Gleichung (56), S. 71) sieht vor, dass der Wärmestrom am Ende der Halbachse in  $z$ -Richtung zu null wird. Da gleichzeitig das Referenz-Temperaturfeld der Zylinderquellenlösung wegen der Einschränkung auf Wärmeleitung in den  $xy$ -Ebenen (vgl. Gleichung (91), S. 86) keine Temperaturen unterhalb der Kapillare vorhersagt, ist die MGF nicht dazu geeignet, die Verdampfungstemperatur in der Spitze der Kapillare

abzubilden. Ferner umfasst die FEM-Simulation eine Temperatur-Rückkopplung, die eine Steigerung der Kapillartiefe beim Durchgang durch das bereits erwärmte Kontinuum zur Folge hat. Dies verdeutlicht der Verlauf der Dampfkapillartiefe  $t_{Kap}$  in Bild 54 (3). Ausgehend von einem initialen Wert von  $t_{Kap} = 0,41$  mm steigt die Dampfkapillartiefe im Verlauf der Simulation auf einen mittleren Wert von 0,51 mm an. Zudem bildet sich im fortschreitenden Prozess eine zur Strahloszillation frequenzgleiche Schwingung der Dampfkapillartiefe  $t_{Kap}$  und der Kapillaroberfläche  $A_{Kap}$  (vgl. Bild 54 (3) und (4)) aus. Beide Größen nehmen ihr Maximum kurz vor dem hinteren Umkehrpunkt der Oszillationstrajektorie (vgl. Bild 54 (1)), also beim Durchgang durch das nachlaufende Schmelzbad, an. Die Phasenverschiebung zur Strahloszillation lässt sich anhand des Verlaufes der Bahngeschwindigkeit (vgl. Bild 54 (2)) und des daraus folgenden Einflusses auf die Kapillargeometrie erklären. Denn die Bahngeschwindigkeit wird vor dem Durchgang durch das nachlaufende Schmelzbad minimal und steigt währenddessen an. Es wirken folglich zwei gegenläufige Einflüsse auf die Kapillare. Während die erhöhte Temperatur im Kontinuum eine Vergrößerung der Kapillare im Verlauf der hinteren Halbperiode erwarten lässt, wirkt die Geschwindigkeitszunahme verkleinernd, sodass sich das Maximum der Kapillartiefe  $t_{Kap}$  und -fläche  $A_{Kap}$  vor dem hinteren Umkehrpunkt ausbildet. Denn dort ist die Bahngeschwindigkeit noch vergleichsweise gering, es findet jedoch bereits eine Kapillarvergrößerung aufgrund der erhöhten Umgebungstemperatur statt.

Gegensätzlich wirken sich die Bahngeschwindigkeit und die Temperatur auch im Verlauf der vorderen Halbperiode auf die Kapillargeometrie aus. Während die Geschwindigkeit im Verlauf der vorderen Halbperiode kontinuierlich abnimmt (vgl. Bild 54 (2)), woraus grundsätzlich ein Anstieg der Kapillartiefe resultiert, fällt die Vorlauftemperatur beim Durchgang durch das vergleichsweise „kalte“ Kontinuum ab, weshalb eine Abnahme der Kapillartiefe zu erwarten wäre. Die Überlagerung beider Effekte resultiert in einem Minimum der Kapillartiefe kurz vor dem vorderen Umkehrpunkt der Oszillation, an dem die Temperatur im Vorlauf der Kapillare am geringsten ausfällt. Das lässt darauf schließen, dass im hier gezeigten Beispiel der Temperatureinfluss dominiert.

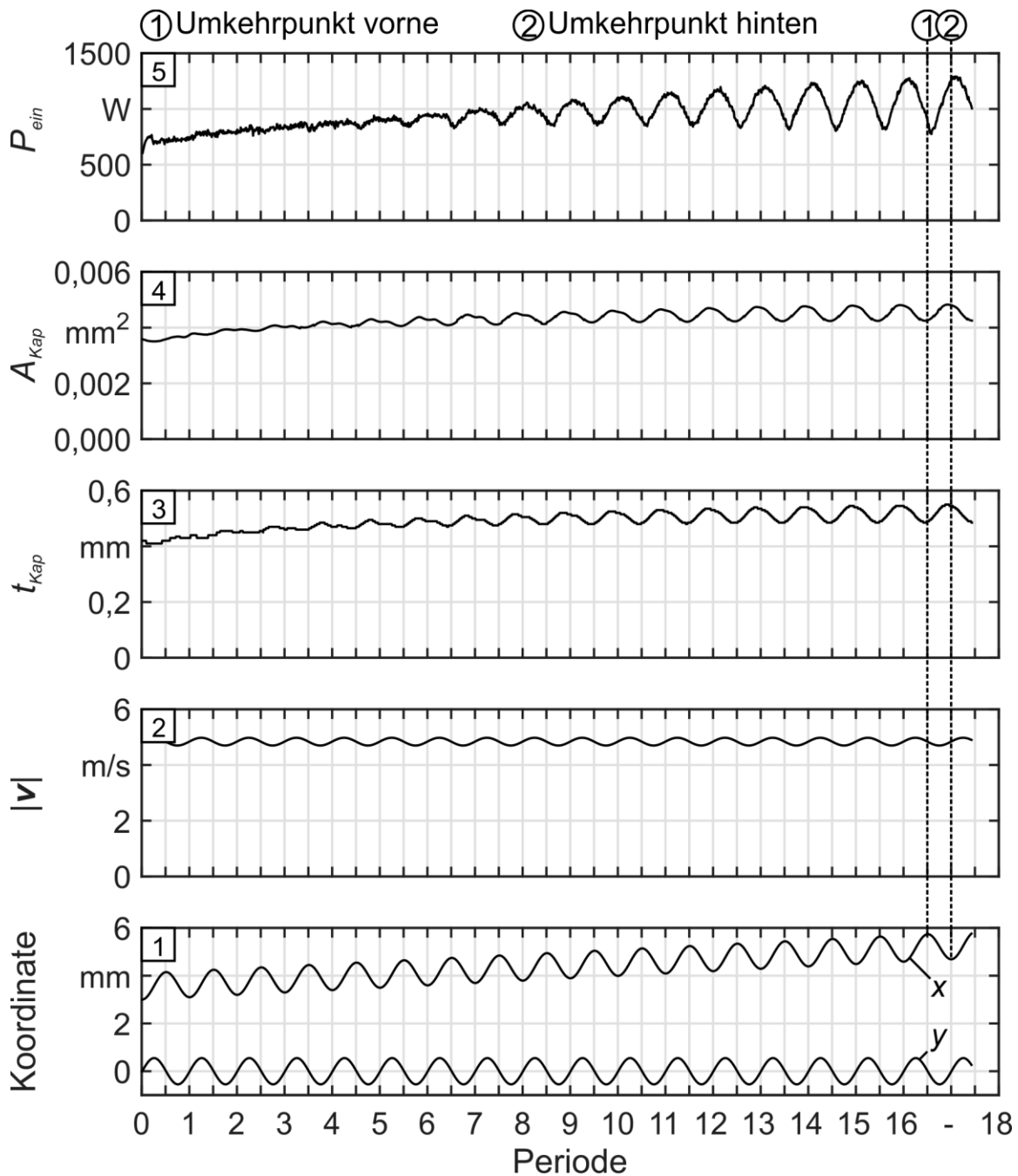


Bild 54: Verlauf der mittels der FEM-Simulation berechneten eingekoppelten Laserleistung  $P_{ein}$ , der Kapillaroberfläche  $A_{Kap}$ , der Kapillartiefe  $t_{Kap}$ , der Bahngeschwindigkeit  $|v|$  sowie der  $x$ - und der  $y$ -Koordinate der Oszillationstrajektorie; Schweißparameter:  $P = 3 \text{ kW}$ ,  $v_s = 0,139 \text{ m/s}$ ,  $f = 1400 \text{ Hz}$ ,  $A = 0,55 \text{ mm}$ ; Werkstoff: X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.); Laserstrahlquelle YLR-3000 SM und Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.); FEM-Simulation:  $n_{osz} = 100$ ,  $n_{per} = 17,5$

Die Kapillargeometrie und das Temperaturfeld in der Umgebung der Kapillare sind ferner ausschlaggebend für die eingekoppelte Strahlungsleistung  $P_{ein}$  (vgl. Bild 54

(5)), die sich in der FEM-Simulation als Flächenintegral des Wärmestroms über die Dampfkapillaroberfläche bestimmen lässt. Die Leistung folgt ebenfalls einer zur Strahloszillation frequenzgleichen Schwingung. Sie wird kurz nach dem vorderen Umkehrpunkt minimal und hat ihr Maximum kurz nach dem hinteren Umkehrpunkt der Strahloszillation. Damit folgt sie der Änderung der Dampfkapillargeometrie mit einer geringen Phasenverschiebung. Die Differenz der eingekoppelten Leistung innerhalb einer Oszillationsperiode beträgt dabei nahezu 500 W. Dass die Extremwerte der Leistungsaufnahme nahe am vorderen beziehungsweise am hinteren Umkehrpunkt der Strahloszillation liegen, lässt vermuten, dass die Temperatur im direkten Umfeld der Strahl-Stoff-Wechselwirkungszone im Vergleich zur Bahngeschwindigkeit auch auf die Leistungsaufnahme den stärkeren Einfluss ausübt.

Das hier beschriebene Verhalten ist typisch für Schweißparameter mit hoher Vorschubgeschwindigkeit, bei denen der Laserstrahl im Verlauf der vorderen Halbperiode den kaum oder nicht erwärmten Werkstoff überstreicht. In diesem Fall überwiegt der Einfluss der Temperaturreckkopplung eindeutig gegenüber dem Einfluss der Bahngeschwindigkeit, weshalb sich die eingekoppelte Leistung des in Bild 54 gezeigten Beispiels im Verlauf einer Periode nahezu um den Faktor 2 ändert. Allgemein wird ein solcher Prozessverlauf durch hohe Vorschubgeschwindigkeiten, die mit niedrigen Temperaturen im Vorlauf der Prozesszone einhergehen, und große Amplituden, die zu einer geringen Überlappung (vgl. Gleichung (52), S 53) der Oszillationstrajektorie führen, begünstigt.

### *Experimentelle Validierung*

Eine umfassende experimentelle Validierung war im Rahmen dieser Arbeit aus Gründen der Rechenzeit (vgl. Abschnitt 7.4.4) nur für die MGF-basierte Temperaturfeldsimulation möglich. Dem Vergleich zwischen Simulation und Experiment liegt der im Anhang 12.2 (vgl. S. 239) beschriebene Versuchsplan zugrunde. Darin wurde die Laserleistung  $P$  auf drei Stufen variiert, während die Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ , die Frequenz  $f$  und die Amplitude  $A$  auf jeweils vier Stufen eingestellt wurden. Des Weiteren wurde der aus Abschnitt 6.3 (vgl. S. 111 ff.) bekannte Bereich beschränkter Scannerdynamik berücksichtigt und genauso wie Versuchspunkte mit negativer

Überlappung (vgl. Gleichung (52), S. 53) aus dem Versuchsplan eliminiert, sodass 146 Parametersätze im Versuchsplan verblieben.

Es wurden mit der in Abschnitt 5.2 (vgl.S. 99 ff.) beschriebenen Laserstrahlschweißanlage je Parametersatz drei Blindschweißnähte mit einer Länge von 35 mm aus Blechen (Dicke: 5 mm) des Werkstoffs X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) angefertigt. Aus jeder Schweißnaht wurde anschließend mittig ein Querschliff entnommen, um die in Bild 55 (links) eingezeichnete Breite der Schweißbraupe  $b_{Exp}$  und die maximale Einschweißtiefe  $t_{Exp}$  mikroskopisch zu vermessen.

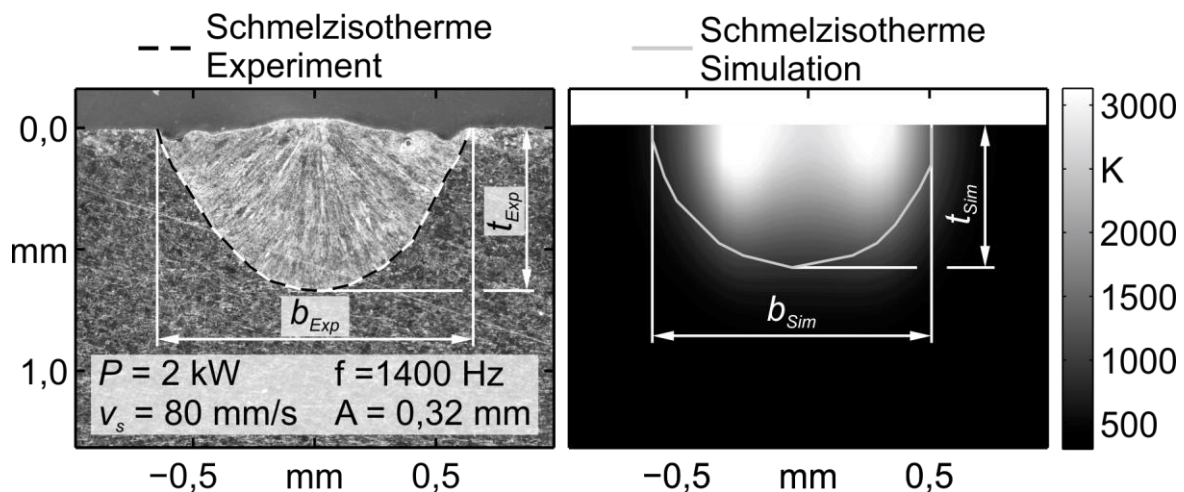


Bild 55: Bestimmung von Schweißnahtbreite und Einschweißtiefe aus einem Querschliff (links) und dem Ergebnis einer MGF-Simulation (rechts); Schweißparameter:  $P = 2 \text{ kW}$ ,  $v_s = 0,08 \text{ m/s}$ ,  $f = 1400 \text{ Hz}$ ,  $A = 0,32 \text{ mm}$ ; Werkstoff: X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.); Laserstrahlquelle YLR-3000 SM und Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.); MGF-Simulation:  $n_{Osz} = 20$ ,  $n_{Per} = 50$

Zum Vergleich wurde jeder der Versuchspunkte mit dem MGF-basierten Ansatz ausgewertet. Hierzu wurden jeweils die  $n_{Osz} = 20$  dreidimensionalen Temperaturfelder einer Folge von  $n_{Per} = 50$  Oszillationen berechnet, um daraus die Schmelzisotherme abzuleiten (vgl. Bild 55 (rechts)).

Zur Beurteilung wurden neben den absoluten auch die relativen Abweichungen zwischen simulierten und gemessenen Werten ausgewertet:

$$\Delta b_{Exp-Sim} = \frac{\bar{b}_{Exp} - b_{Sim}}{\bar{b}_{Exp}} = \frac{\sum_{i=1}^3 b_{Exp,i} - b_{Sim}}{\sum_{i=1}^3 b_{Exp,i}} \quad (114)$$

$$\Delta t_{Exp-Sim} = \frac{\bar{t}_{Exp} - t_{Sim}}{\bar{t}_{Exp}} = \frac{\sum_{i=1}^3 t_{Exp,i} - t_{Sim}}{\sum_{i=1}^3 t_{Exp,i}} \quad (115)$$

Ein Überblick über die resultierenden Abweichungen von Breite und Tiefe der Schweißnaht ist in Bild 56 dargestellt. Die Gegenüberstellung verdeutlicht, dass die Ausdehnung der Schweißnaht in der MGF-Simulation tendenziell unterschätzt wird. Dies trifft insbesondere für die Schweißnahtbreite zu, die in keinem der 146 Fälle überschätzt wurde, in einigen Versuchen aber um bis zu 25 % unterschätzt wurde. Die absoluten Abweichungen der Einschweißtiefe  $t_{Exp} - t_{Sim}$  sind stark asymmetrisch verteilt und liegen im Bereich von -0,08 mm bis 0,79 mm. Die relativen Abweichungen  $\Delta t_{Exp-Sim}$  hingegen streuen von -39 % bis 29 %, was darauf schließen lässt, dass die Einschweißtiefe tendenziell bei kleinen Einschweißiefen überschätzt wird. Ein Beispiel hierfür ist der in Bild 53 gezeigte Fall. Höhere Einschweißiefen werden hingegen tendenziell unterschätzt.

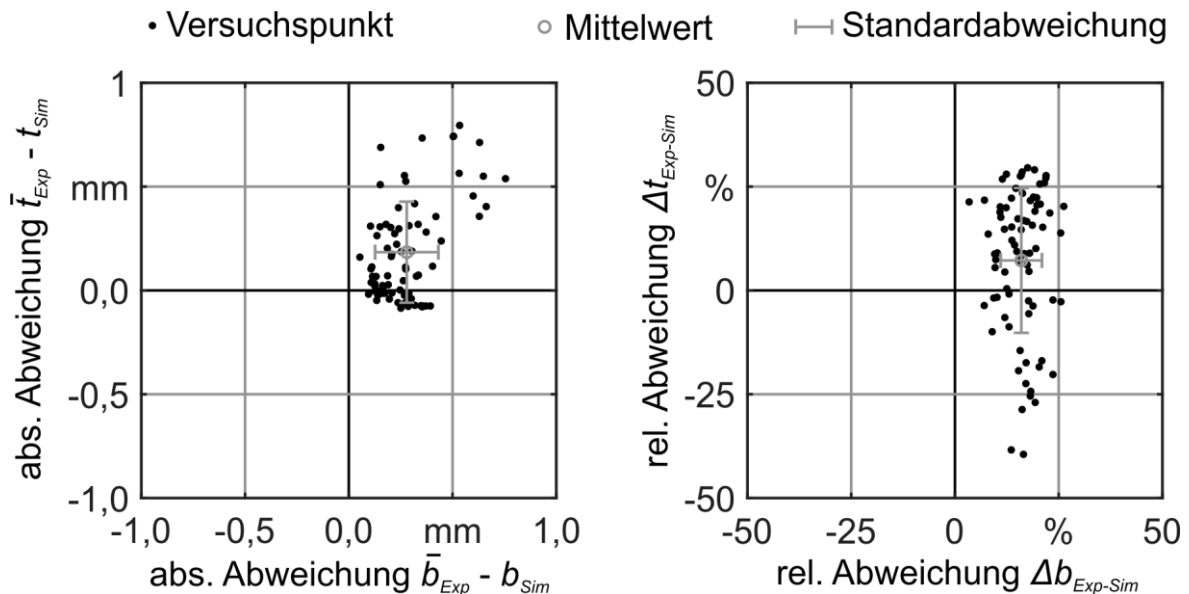


Bild 56: Absolute (links) und relative (rechts) Abweichungen zwischen den aus jeweils drei Querschliffen gemittelten Raupenbreiten sowie Einschweißiefen und Ergebnissen der MGF-Simulation; Werkstoff: X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.); Laserstrahlquelle YLR-3000 SM und Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.); Versuchsplan: vgl. Anhang 12.2 (S. 239); MGF-Simulation:  $n_{Osz} = 20$ ,  $n_{Per} = 50$

Im Mittel werden sowohl Einschweißtiefe als auch Raupenbreite unterschätzt, wobei die relativen Abweichungen der Einschweißtiefe eine hohe Streuung aufweisen. Die mittlere relative Abweichung der Raupenbreite  $\Delta b_{Exp-Sim}$  beträgt 7,6 % und die mittlere relative Abweichung der Einschweißtiefe  $\Delta t_{Exp-Sim}$  liegt bei 15,9 %. Für die Abweichungen zwischen Simulationsergebnissen und den Experimenten können folgende potenzielle Gründe formuliert werden:

- Die Genauigkeit der MGF-basierten Simulation hängt von einer geeigneten Kalibrierung der Wärmequelle ab. Da diese Kalibrierung anhand von Temperaturfeldern aus dem Kapillarmodell von SCHULZ (1999) vorgenommen wird, beeinflusst dieses Modell indirekt die Genauigkeit der Simulation. Dem Kapillarmodell liegen jedoch einige vereinfachende Annahmen, beispielsweise die Vernachlässigung von Mehrfachreflexionen, zugrunde (vgl. Abschnitt 3.3.2, S. 75 ff.), weshalb zu erwarten ist, dass insbesondere bei niedrigen Bahngwindigkeiten (kleine Werte für  $f$ ,  $A$ ) zu geringe Kapillartiefen vorhergesagt werden. Das könnte zur Folge haben, dass die kalibrierten Wärmequellen eine zu geringe geometrische Ausdehnung in  $z$ -Richtung besitzen, was wiederum zu einem Unterschätzen der Einschweißtiefe führt.
- Die MGF-basierte Temperaturfeldsimulation umfasst nur Wärmetransport durch Konduktion. Ein konvektiver Wärmetransport im Schmelzbad aufgrund von Dichteunterschieden oder einer MARANGONI-Strömung (DAUB 2012, S. 6 ff.) wird nicht abgebildet. Insbesondere dann, wenn im wärmeleitungsdominierten Regime geschweißt wird, könnte der massebehaftete Energietransport im Schmelzbad eine signifikante Rolle spielen. Die von LAMPA ET AL. (1997) untersuchte Schweißnahtverbreiterung an der Blechoberfläche beim Laserstrahl-Tiefschweißen aufgrund von MARANGONI-Konvektion ist wahrscheinlich ein ausschlaggebender Grund für die Abweichungen zwischen gemessener und simulierter Raupenbreite.
- Eine Temperaturrückkopplung, die die Veränderung des Einkoppelverhaltens beim Überstreichen von bereits erwärmtem Werkstoff genauer abbilden könnte, ist in der MGF-basierten Simulation nicht möglich. Es ist zu erwarten, dass

beim Durchgang durch das nachlaufende Schmelzbad der eingekoppelte Leistungsanteil steigt, weil die Kapillare tiefer wird. Dieses grundsätzliche Phänomen wurde bereits im Kontext der Diskussion des Prozessverhaltens in der FEM-Simulation erörtert. Im in Bild 54 gezeigten Beispiel schwankt der absorbierte Leistungsanteil im Verlauf einer Oszillationsperiode um nahezu 30 %, während die Kapillare um bis zu 10 % an Tiefe gewinnt. Die fehlende Temperaturrückkopplung scheint deshalb eine wichtige Ursache für das Unterschätzen der Einschweißtiefe zu sein.

- Eine Voraussetzung für die Lösung eines Wärmeleitungsproblems mit der MGF ist die Annahme temperaturinvarianter Werkstoffkennwerte. In den hier diskutierten Simulationen wurde die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{th} = 28,92 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$  als arithmetischer Mittelwert des in Bild 29 (vgl. S.104) gezeigten Verlaufs angenommen (vgl. Tabelle 8, S. 102). Die Mittelwertbildung bezieht sich dabei auf einen Bereich von der Ausgangstemperatur (300 K) bis zur Verdampfungstemperatur (3133 K). Im Laserstrahlschweißprozess findet Wärmeleitung aber vor allem im direkten Umfeld der Prozesszone, also in Regionen mit stark erhöhten Temperaturen, statt. Die Wärmeleitfähigkeit wird deshalb in Bereichen mit hoher Wärmeleitung tendenziell unterschätzt. Scheinbar wird damit eine zu geringe Wärmeausbreitung berechnet, weshalb die Temperaturen in der Prozesszone über- und in den Nahtnebenbereichen unterschätzt werden. Die geometrische Ausdehnung des aufgeschmolzenen Bereichs wird folglich zu gering vorhergesagt.

Da die oben genannten Fehlerquellen immer kombiniert wirken, ist eine differenzierte Analyse ihrer Einflüsse auf die Simulationsergebnisse einzelner Versuchspunkte auf Basis der hier diskutierten Versuchsreihe nicht möglich.

### 7.4.4 Rechenzeit

Die Rechenzeit ist ein wichtiges Kriterium für die praktische Anwendbarkeit von Simulationswerkzeugen in der Produkt- und Prozessentwicklung. Um die Größenord-



nung von typischen Rechenzeiten der beiden in diesem Kapitel vorgestellten Simulationsansätze abschätzen zu können, werden diese anhand des im vorangegangenen Abschnitt 7.4.3 diskutierten Beispiels (vgl. Tabelle 17 und Bild 53) diesbezüglich verglichen. Tabelle 18 fasst die simulierten Prozessparameter, die Diskretisierung der Simulationsmodelle, die wesentlichen Eigenschaften des für den Vergleich genutzten Simulationsservers und die aufgezeichneten Rechenzeiten zusammen.

Sowohl mit der MGF als auch mit der FEM wurden für diesen Vergleich  $n_{per} = 17,5$  Oszillationsperioden simuliert. In der FEM-Simulation wurde jede Periode mit  $n_{osz} = 100$  Stützstellen diskretisiert, während in der MGF-Simulation nur 40 Wärmequellen zur Abbildung einer Periode kalibriert und simuliert wurden. Dieser Unterschied war insofern gerechtfertigt, als dass in einer Konvergenzstudie ermittelt wurde, dass eine Erhöhung von  $n_{osz}$  über den Wert 40 hinaus nicht zu einem merklichen Unterschied im Temperaturfeld führte. Im FEM-basierten Simulationsansatz konnte die zeitliche Auflösung nicht weiter reduziert werden, um Interpolationsfehler beim Übertragen des vergangenen Temperaturfeldes auf ein neu generiertes Netz ausreichend gering zu halten.

Des Weiteren wurde, wie in Abschnitt 7.3.3 erläutert, in jedem Zeitschritt ein FE-Netz mit etwa 5,8 Mio. Tetraederelementen generiert. Da die Genauigkeit der MGF-Lösung von der Feinheit des Gitters unabhängig ist, wurden hier nur 180.225 äquidistante Gitterpunkte berechnet, mit denen eine örtliche Auflösung des Temperaturfeldes von 20  $\mu\text{m}$  erreicht wurde. Beide Berechnungen wurden auf einem Simulationsserver mit 16 CPU à 3,3 GHz Taktfrequenz und 128 GB Arbeitsspeicher durchgeführt. Die numerische Berechnung der Temperaturwerte in der MGF-Simulation durch adaptive Quadratur der Gleichung (57) (vgl. S. 72) konnte dementsprechend für jeweils 16 Wärmequellen parallel ausgeführt werden.

Der Rechenzeitvergleich zeigte ein eindeutiges Ergebnis. Die Simulation der 17,5 Oszillationsperioden mit der FEM benötigte beinahe 69 Tage, wobei etwa 15,6 % der Zeit auf den Modellaufbau (Netzgenerierung und Randbedingungen) entfielen, während 84,0 % für die Lösung des Gleichungssystems beansprucht wurden.

## 7 Temperaturfeldsimulation

				<b>Einheit</b>	<b>MGF</b>	<b>FEM</b>
<b>Prozessparameter</b>	Schweißparameter	Laserleistung	$P$	$kW$		3
		Vorschubgeschwindigkeit	$v_s$	$\frac{mm}{s}$		139
	Oszillationsparameter	Frequenz	$f$	$Hz$		1400
		Amplitude	$A$	$mm$		0,55
<b>Diskretisierung</b>	Schweißaufgabe	Anzahl Stützstellen pro Oszillationsperiode	$n_{per}$	–	40	100
		Anzahl Oszillationsperioden	$n_{osz}$	–		17,5
	Netz	Anzahl Gitterpunkte bzw. Elemente	$N$	–	180.225	ca. 5,8 Mio.
		Anzahl Freiheitsgrade	$DOF$	–	–	ca. 1,0 Mio.
<b>Rechner</b>	Prozessor	Typ		–	Intel® Xeon® CPU E5-2643	
		Anzahl Kerne		–	16	
		Taktfrequenz		–	3,3 GHz	
	Arbeitsspeicher	Typ		–	Fujitsu® Primergy® RX200 S7	
Speicherkapazität			–	128 GB		
<b>Rechenzeit</b>	Prozessschritte	MGF und FEM	Dampfkapillarmodell	$d$	0,0049	0,2133
		MGF	WQ-Kalibrierung	$d$	0,0555	–
			Temperaturfeldberechnung	$d$	0,0080	–
	FEM	Modellaufbau	$d$	–	10,8050	
		Lösung	$d$	–	57,8750	
	Summe			$d$		0,0684

Tabelle 18: Beispielhafter Vergleich der Rechenzeit von MGF- und FEM-Simulation

Die MGF-Simulation konnte hingegen schon nach etwa 98,5 min abgeschlossen werden, wobei nur das finale Temperaturfeld der Schweißoperation berechnet wurde. Ihre Rechenzeit war folglich um etwa drei Zehnerpotenzen geringer als die der FEM. Die für die Wärmequellenkalibrierung erforderlichen Lösungen des Kapillarmodells wurde dabei in etwa 7 min vollzogen, während der eigentliche Kalibriervorgang der 40 Wärmequellen mit circa 80 min den größten Teil der Rechenzeit in Anspruch nahm. Die eigentliche Temperaturfeldberechnung trug weitere 11,5 min zur gesamten Rechenzeit bei.

Eine drastische Reduzierung der Rechenzeit für die MGF-Simulation wäre zu erwarten, wenn die in Abschnitt 7.2.4 erläuterte Interpolation von WQ-Parametern aus bereits in einer Datenbank gespeicherten WQ angewendet worden wäre. Die Rechenzeit der FEM-Simulation steigt bei gegebener Diskretisierung nahezu linear mit der Anzahl der zu simulierenden Perioden  $n_{osz}$  an. Im Vergleich dazu verhält sich die Rechenzeit der MGF überproportional zu  $n_{osz}$  und der daraus resultierenden Anzahl an Stützstellen auf der Oszillationstrajektorie. Denn für jede zu berechnende Stützstelle müssen nicht nur eine WQ und eine WS, sondern auch deren Spiegelbilder ausgewertet werden. Sofern jedoch als Ergebnis der Simulationsaufgabe kein volumetrisches Temperaturfeld gefordert wird, sondern lediglich das Temperaturfeld auf ausgewählten Geraden oder Ebenen von Interesse ist, wird die Rechenzeit der MGF-Simulation noch weiter reduziert, weil die Anzahl der pro Wärmequelle auszuwertenden Gitterpunkte sinkt.

## 7.5 Fazit

In Kapitel 7 der vorliegenden Arbeit wurden ein MGF- und ein FEM-basierter Simulationsansatz für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation vorgestellt. Beide Ansätze bauen auf einem bereits existierenden Dampfkapillarmodell auf, das zur Formulierung von Temperatur-Randbedingungen beziehungsweise zur Kalibrierung von Wärmequellen genutzt wird. In den Simulationen wird jeweils berücksichtigt, dass sich die Bahngeschwindigkeit aufgrund der Strahloszillation im Verlauf der Schweißoperation periodisch ändert. Ferner wurde beschrieben, wie eine Rückkopplung der Umgebungstemperatur auf die Ausbildung der Dampfkapillare in der FEM-

basierten Simulation implementiert werden kann, um das Überstreichen bereits erwärmter Werkstoffbereiche im Verlauf einer Oszillationsperiode genauer abzubilden. Nach einer qualitativen Gegenüberstellung der beiden Modellierungsansätze wurden diese zur Prozessanalyse genutzt und ihre Simulationsergebnisse experimentellen Schweißergebnissen gegenübergestellt. Es wurde aufgezeigt, dass die im Querschleif ersichtliche Schweißnahtgeometrie – je nach Wahl der Prozessparameter – entweder vorwiegend ein Resultat von Wärmeleitung ist oder hauptsächlich das mit der Dampfkapillare überstrichene Werkstoffvolumen abbildet. Zudem wurde mit der FEM-Simulation beispielhaft analysiert, wie sich die alternierende Bahngeschwindigkeit und die ungleichen thermischen Bedingungen im Umfeld der Dampfkapillare auf die Kapillargeometrie und die eingekoppelte Leistung auswirken. Eine Gegenüberstellung von Ergebnissen aus MGF-Simulationen und Probeschweißungen in einem weiten Versuchsraum ergab, dass die geometrische Ausprägung der Schweißnähte (Rau-penbreite, Einschweißtiefe) simulativ tendenziell unterschätzt wird. Hierfür wurden mögliche Gründe erörtert. Zuletzt wurde anhand einer beispielhaften Rechenzeit-Studie ermittelt, dass die FEM-basierte Simulation eine um mehrere Größenordnungen längere Rechenzeit besitzt als die MGF-Simulation und deshalb eher für die Prozessanalyse als für die Prozessauslegung geeignet ist.

## **8 Analyse der Spritzerbildung**

### **8.1 Überblick**

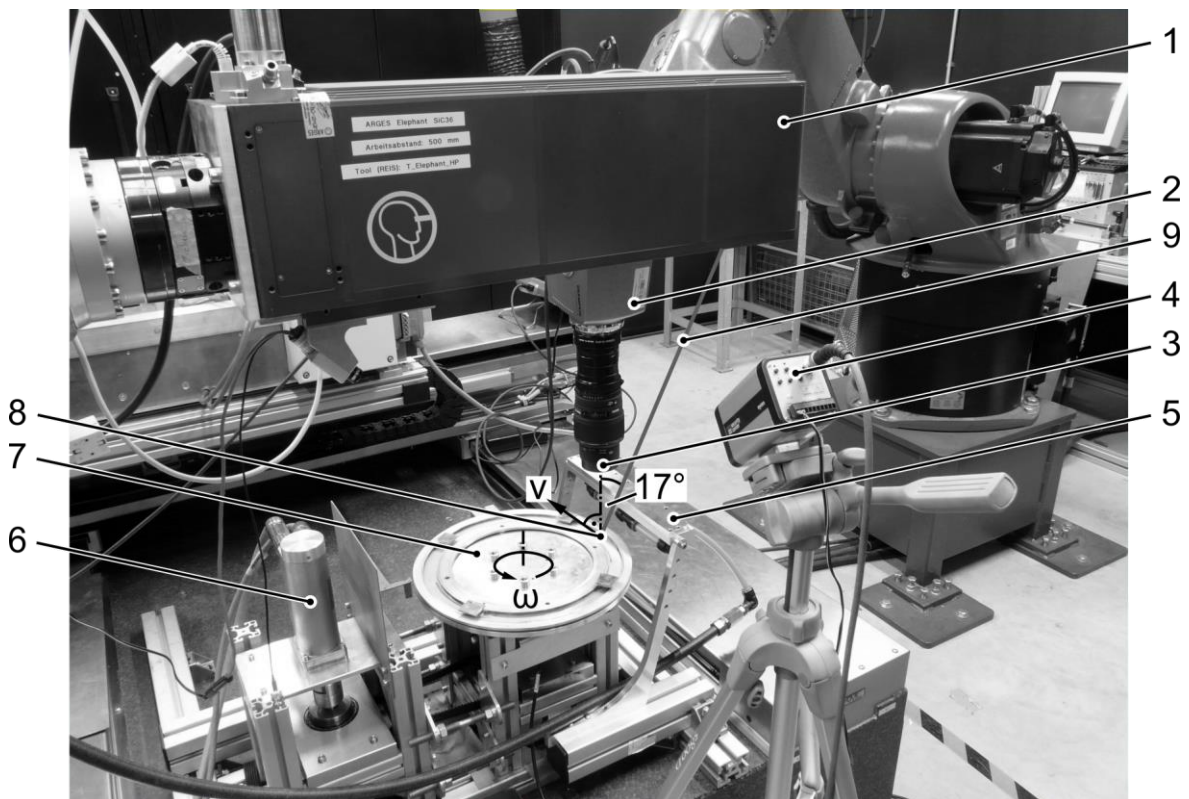
Das Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation unterscheidet sich vom konventionellen Laserstrahlschweißen vor allem dadurch, dass sich der Ort der Energieeinbringung zeitlich hochfrequent ändert. Wie bereits von GEDICKE ET AL. (2007), THIEL ET AL. (2013) und MÜLLER ET AL. (2014) diskutiert und gemäß Kapitel 7 dieser Arbeit modelliert wurde, folgt die Dampfkapillare der Oszillationstrajektorie. Das hat zur Folge, dass die sich – zeitweise auch entgegen der Vorschubrichtung – bewegendes Dampfkapillare auf das nachlaufende Schmelzbad rückwirkt, was ein stark erhöhtes Spritzeraufkommen zur Folge haben kann (SCHWEIER ET AL. 2013, STANDFUSS & BEYER 2012, HOFMANN ET AL. 2013). Da die Entstehung von Spritzern während des Schweißens in vielen Anwendungen jedoch unerwünscht ist, behandelt dieses Kapitel die Auswirkung der Oszillationsparameter auf die Spritzerbildung. Hierzu wird eine experimentelle Methode vorgeschlagen, die auf Prozessbeobachtungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera basiert. Die dabei aufgezeichneten Bildserien werden im Anschluss an die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen computergestützt verarbeitet, um die Spritzer zu zählen und zu verfolgen. Durch eine derartige Auswertung von Bildserien wird es möglich, typische Mechanismen der Spritzerentstehung zu identifizieren und eine Aussage über Prozessparameterbereiche zu treffen, in denen Spritzer bestmöglich vermieden werden können.

### **8.2 Versuchsaufbau und -planung**

Für die experimentelle Untersuchung mit dieser Methode kam die in Abschnitt 5.2 (vgl. S. 99 ff.) beschriebene Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC in Verbindung mit dem Faserlaser vom Typ YLR-3000 SM zum Einsatz (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.). Bild 57 zeigt die Integration der Komponenten in den Versuchsaufbau für die experimentelle Spritzeranalyse. Die Optik wurde waagrecht über dem aus MUSIOL ET AL. (2011) und MUSIOL (2015, S. 45) bekannten Rotationsversuchsstand (6) befestigt. Eine Hochgeschwindigkeitskamera des Typs Olympus iSpeed 3 (2), die einen monochromen CMOS-Sensor zum Bildeinzug nutzt, wurde senkrecht über der Prozesszone

## 8 Analyse der Spritzerbildung

(8) auf den Drehteller (7) des Rotationsprüfstandes ausgerichtet, sodass unverzeichnete Bilder der Prozesszone aufgenommen werden konnten.



*Bild 57: Versuchsaufbau zur Spritzeranalyse mit Scanneroptik (1), Hochgeschwindigkeitskamera (2), Objektiv mit Wellenlängenfilter (3), Kamera zur Versuchsüberwachung (4), Crossjet (5), Rotationsversuchsstand (6), Drehteller (7), Prozesszone (8) und Laserstrahl (9)*

Die Vorschubbewegung wurde durch die Rotation des Drehtellers eingestellt, sodass sich die Proben unter dem oszillierenden Laserstrahl (9) wegbewegten. Somit konnte eine örtlich quasistationäre Prozesszone sichergestellt werden, die sich während des gesamten Versuchs im Blickfeld der Kamera befand. Aus den geometrischen Gegebenheiten des Versuchsaufbaus resultierte ein unter  $17^\circ$  zur Probenoberfläche schleppeinfallender Laserstrahl. Um einen hohen Kontrast zwischen den Spritzern und dem Bildhintergrund sicherzustellen, wurde ein 810-nm-Bandpassfilter mit einer Bandbreite von 20 nm vor dem Objektiv der Kamera angebracht. Alle Versuche wurden an Proben des Werkstoffs X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) durchgeführt. Die Blechdicke betrug 5 mm, sodass Durchschweißungen im gesamten Versuchsraum vermieden werden konnten. Die Bilder wurden mit einer Rate von

7500 s<sup>-1</sup> bei einer Auflösung von 636 Pixel mal 476 Pixel eingezogen. Bei der gewählten Vergrößerung konnte somit ein Bildausschnitt von 29,5 mm × 22,1 mm beobachtet werden. Um auch bei der Analyse der Spritzerbildung die beschränkte Oszillationsfähigkeit der verwendeten Scanneroptik (vgl. Abschnitt 6.3, S. 111 ff.) zu berücksichtigen, kam erneut der schon von der experimentellen Validierung der Simulation (vgl. Abschnitt 7.4, S. 148 ff.) bekannte und im Anhang 12.2 (S. 239) angegebene Plan mit 146 Versuchen zum Einsatz.

### 8.3 Spritzeranalyse mittels Objektverfolgung

#### 8.3.1 Allgemeines

Um quantitative Informationen über die Spritzerbildung abzuleiten, wurde ein Programm zur automatischen Verarbeitung der aufgezeichneten Bildsequenzen entwickelt. Als praxisrelevante, von der Schweißaufgabe unabhängige Messgröße zur Prozessbeschreibung sollte die auf die Schweißnahtlänge bezogene Anzahl der entstandenen Spritzer ermittelt werden. Eine Kernanforderung an die automatische Bildverarbeitung war es deshalb, eine mehrfache Zählung von Spritzern im Verlauf der Bildserie zu vermeiden. Um dieser Anforderung gerecht zu werden, wurden die Spritzer in den Bildserien mit dem aus Abschnitt 2.6 (vgl. S. 39 ff.) bekannten Multi-Hypothesis-Tracking verfolgt. Der dem Programm zugrunde liegende Algorithmus wird im Folgenden vorgestellt.

#### 8.3.2 Algorithmus zur Spritzerverfolgung

Das Programm zur Spritzeranalyse basiert auf dem frei verfügbaren Quellcode zur Objektverfolgung von WAUTHIER (2012) und wurde an die gegebene Problemstellung der Spritzeranalyse angepasst. Wie das Ablaufdiagramm in Bild 58 zeigt, werden alle Bilder einer Serie nacheinander in einer Schleife verarbeitet. Sollte es die Kamerapose erfordern, werden die zur Auswertung verwendeten Bilder im Vorfeld der Verarbeitung rektifiziert und von ihrer Verzeichnung befreit, sodass eine einfache, maßstäbliche Transformation von Pixelkoordinaten in metrische Koordinaten

möglich ist. Die sich wiederholenden Schritte der Spritzeranalyse starten mit dem Einlesen des aktuellen Bildes mit der Zeitschrittnummer  $t$ .

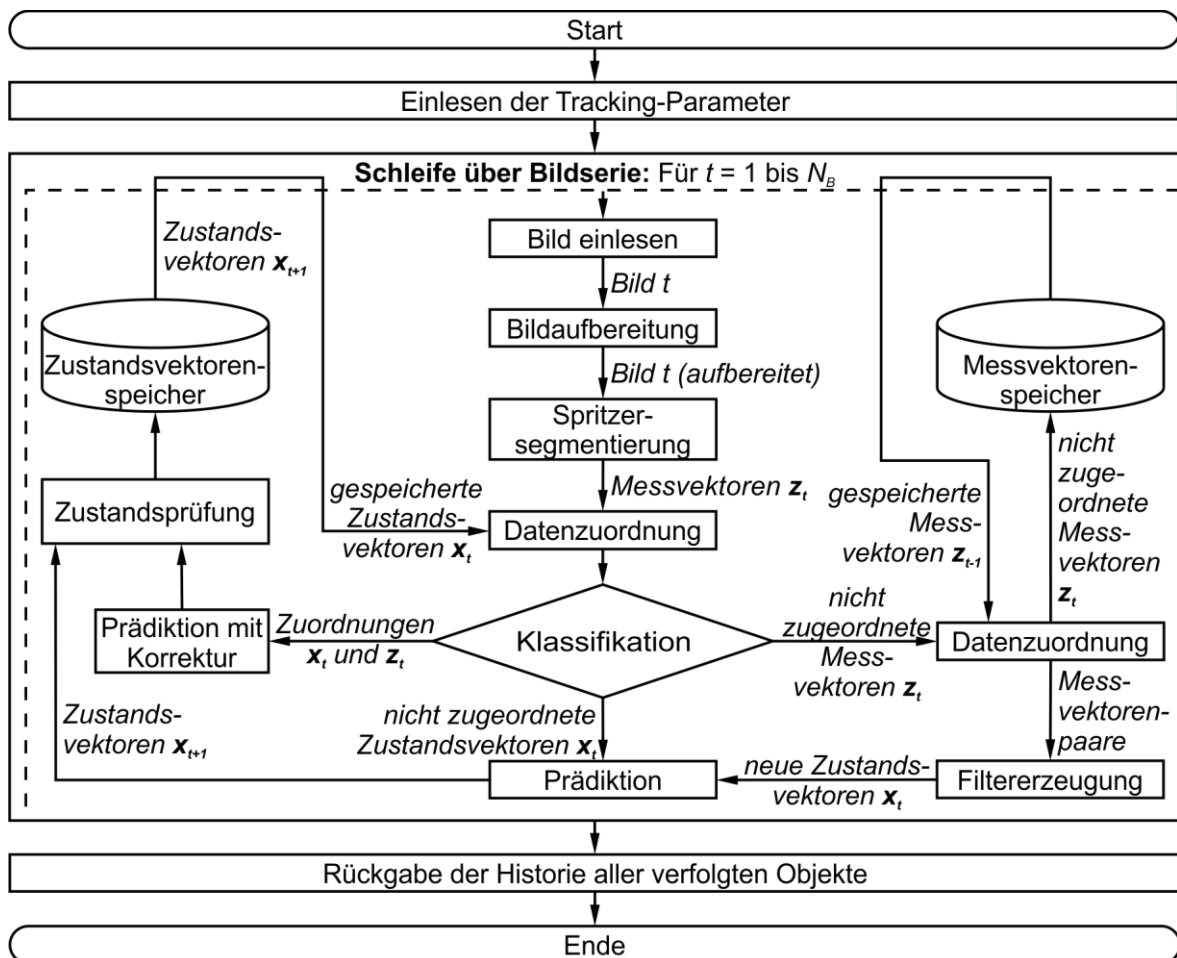


Bild 58: Ablaufdiagramm des Algorithmus zur Spritzerverfolgung mit Zeitschritt  $t$ , Sequenzlänge  $N_B$ , Messvektoren  $\mathbf{z}_t$  und Zustandsvektoren  $\mathbf{x}_t$

Danach wird dieses Bild für die Objekterkennung aufbereitet. Diese Aufbereitung umfasst die in Bild 59 gezeigten Schritte. Zunächst wird eine unscharf maskierte Kopie des Originalbildes erstellt. Diese wird anschließend mit einer angepassten Gewichtung vom Originalbild subtrahiert, wodurch die fluktuierende Dampfackel aus dem Bild größtenteils entfernt wird. Das resultierende Bild wird daraufhin mit einer statischen Schwellwertbedingung in ein Binärbild überführt, auf das zeiteffizient eine Segmentierungsoperation angewendet werden kann. Als Ergebnis dieses Schrittes liegt eine Menge von Regionen vor. Jede der so erzeugten Regionen ist unter anderem durch ihre Schwerpunktkoordinaten  $x_s$  und  $y_s$ , ihre Orientierung  $\varphi_s$  und ihren Flä-



cheninhalt  $a$  charakterisiert. Zuletzt werden die Regionen gefüllt und diejenigen Regionen entfernt, die innerhalb eines benutzerdefinierten Bereiches liegen, der die Prozesszone und gegebenenfalls auch das Schmelzbad umfasst. Das ist notwendig, um zu verhindern, dass fälschlicherweise Regionen berücksichtigt und verarbeitet werden, die Teile der Prozesszone oder des Schmelzbades abbilden.

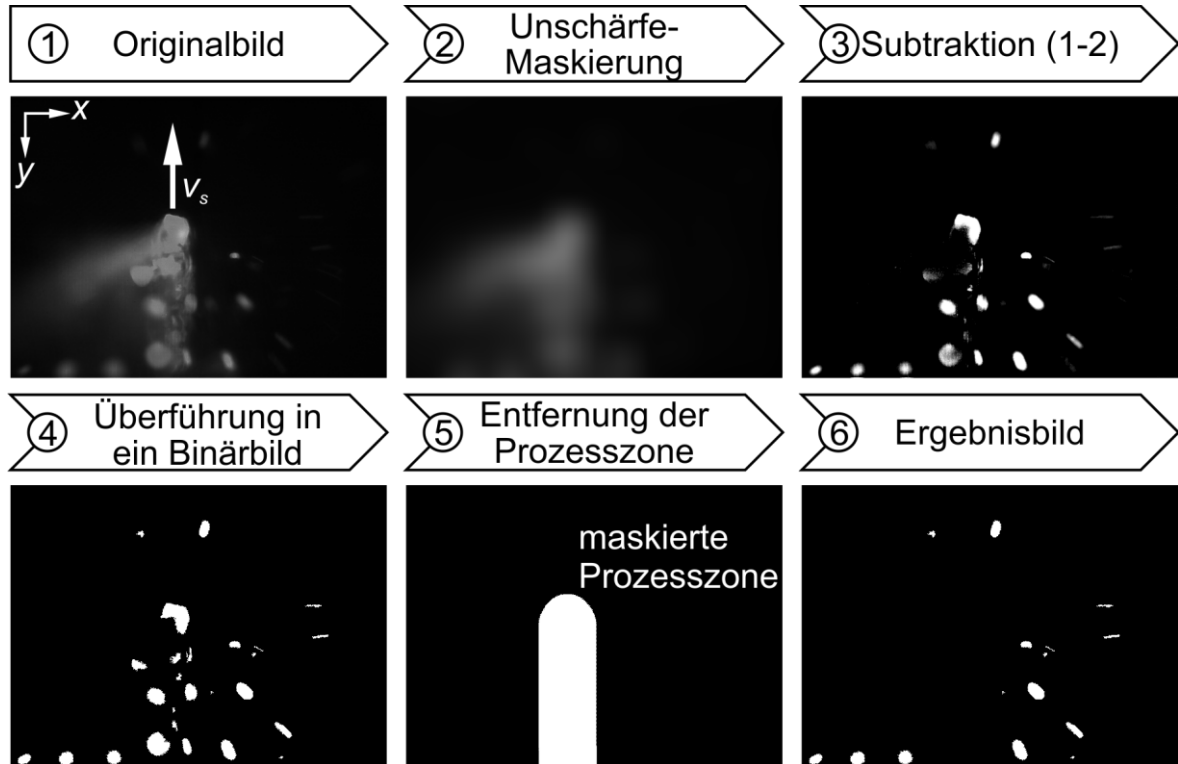


Bild 59: Schritte der Bildaufbereitung für die automatische Spritzerverfolgung

Nachdem das Bild aufbereitet und diejenigen Regionen segmentiert wurden, die potenzielle Spritzer abbilden, werden Messvektoren  $\mathbf{z}_t$  aller Regionen erzeugt. Die Schwerpunktkoordinaten  $x_s$  und  $y_s$ , die Orientierung  $\varphi_s$  sowie der Flächeninhalt der jeweiligen Region  $a$  bilden die Komponenten dieser Vektoren:

$$\mathbf{z}_t = (x_s \quad y_s \quad \varphi_s \quad a)^T \quad (116)$$

Zunächst wird versucht, die gemessenen Regionen ( $\mathbf{z}_t$ ) des Zeitschrittes  $t$  den mithilfe der KALMAN-Filterung im vorherigen Zeitschritt prädizierten Zustandsvektoren  $\mathbf{x}_t$  zuzuordnen, wobei zwei zusätzliche Zustände – die Geschwindigkeitskomponenten in  $x$ - und  $y$ -Richtung – beobachtet werden. Ein Zustandsvektor  $\mathbf{x}_t$  hat also die folgende Struktur:

$$\mathbf{x}_t = (x_s \quad y_s \quad \dot{x} \quad \dot{y} \quad \varphi_s \quad a)^T \quad (117)$$

Bild 60 veranschaulicht die genannten Zustandsgrößen grafisch. Das verwendete Zustandsraum-Modell geht also von einer konstanten Geschwindigkeit der Spritzer und einer im Verlauf der Zeit unveränderlichen Spritzergröße und -orientierung aus. Diese Annahme wurde getroffen, da das Bildfeld der Kamera verhältnismäßig klein gewählt wurde. Ein stichprobenartiger Vergleich des oben genannten Modells mit alternativen Modellen, in denen zusätzliche Zustandsgrößen beobachtet wurden (z. B. konstante Spritzerbeschleunigung oder konstante Änderungen der Flächeninhalte der Regionen), zeigte, dass aus der Annahme konstanter Spritzergeschwindigkeiten keine merklichen Einbußen bezüglich der Robustheit der Objektverfolgung resultierten, wohingegen die Berechnungszeiten deutlich stiegen.

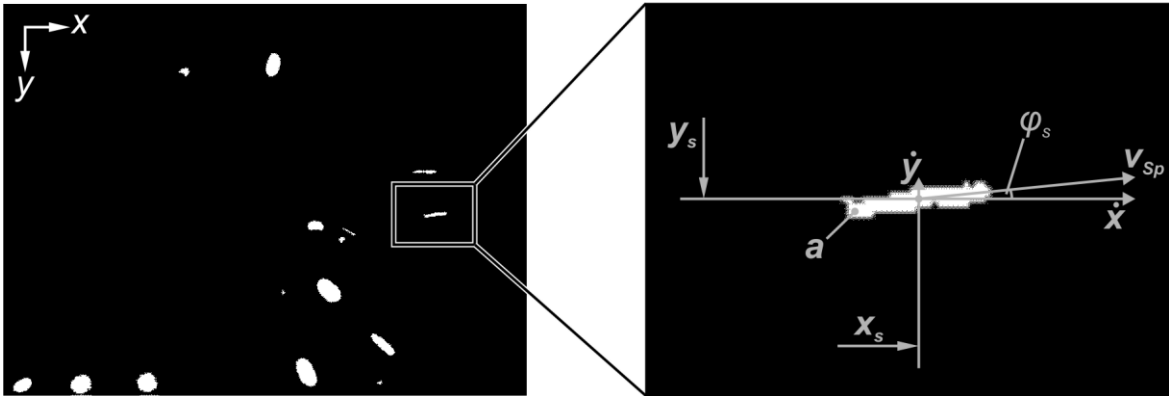


Bild 60: Skizze der zum Multi-Hypothesis-Tracking verwendeten Zustandsgrößen

Anhand des in Gleichung (117) definierte Zustandsraum-Modells werden also alle existierenden Spritzertrajektorien mit aktuellen Messwerten fortgeführt, sofern eine zur jeweiligen Trajektorie passende Region segmentiert wurde. Dabei wird die optimale Zuordnung mit den geringsten Zuordnungskosten entsprechend der in Abschnitt 2.6.3 (vgl. S. 42 f.) eingeführten Vorgehensweise ermittelt. Die Lösung des Zuordnungsproblems erfolgt nach JONKER & VOLGENANT (1987), wobei Gleichung (118) die für das vorliegende Zustandsraum-Modell spezifische Funktion zur Berechnung der Einträge der Kostenmatrix  $\mathbf{K}$  angibt:

$$\{\mathbf{K}\}_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \ln[(2\pi)^4 \cdot |\mathbf{H} \cdot \mathbf{P}_{t,j} \cdot \mathbf{H}^T|] + \frac{1}{2} \cdot (\mathbf{z}_{t,i} - \mathbf{H} \cdot \mathbf{x}_{t,j})^T \cdot (\mathbf{H} \cdot \mathbf{P}_{t,j} \cdot \mathbf{H}^T)^{-1} \cdot (\mathbf{z}_{t,i} - \mathbf{H} \cdot \mathbf{x}_{t,j}) \quad (118)$$

Jedes Element  $\{\mathbf{K}\}_{ij}$  entspricht dabei den Zuordnungskosten einer möglichen Kombination zwischen einem Zustandsvektor  $\mathbf{x}_{t,j}$  und einem Messvektor  $\mathbf{z}_{t,i}$ . Aus den Dimensionen der  $(4 \times 1)$ -Messvektoren  $\mathbf{z}_t$  und der  $(6 \times 1)$ -Zustandsvektoren  $\mathbf{x}_t$  ergibt sich die Dimension der Beobachtungsmatrix  $\mathbf{H}$ , die den Zustandsraum in den Messraum transformiert und somit die Berechnung der Residuen erlaubt:

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (119)$$

Die semidefinite Kovarianzmatrix der Fehler  $\mathbf{P}_t$  besitzt für das verwendete Modell die Dimension  $6 \times 6$ . Ihre Hauptdiagonale bilden die zum aktuellen Zeitschritt  $t$  gültigen Varianzen der beobachteten Zustandsgrößen, und auf den Nebenelementen enthält sie die entsprechenden Kovarianzen von je einer Kombination von zwei Zustandsgrößen:

$$\mathbf{P}_t = \mathbf{Cov}(\mathbf{x}) = \mathbf{Cov}((x_s \quad y_s \quad \dot{x} \quad \dot{y} \quad \varphi_s \quad a)^T) \quad (120)$$

Ob die Zustandsvektoren  $\mathbf{x}_t$  und die Kovarianzmatrix der Fehler  $\mathbf{P}_t$  in korrigierter oder unkorrigierter Form vorliegen (vgl. Abschnitt 2.6.2, S. 39 ff.), spielt für die Berechnung der Kosten keine Rolle. Denn durch die sich in jedem Zeitschritt ändernde Kovarianzmatrix  $\mathbf{P}_t$  erhöhen sich die Zuordnungskosten implizit für den Fall, dass ein Filter für einen oder mehrere Zeitschritte nicht korrigiert wurde beziehungsweise keine Zuordnung dieses Filters zu einem segmentierten Objekt möglich war. Nach Abschluss der Datenzuordnung erfolgt eine Klassifizierung der Mess- und Zustandsdaten, bei der drei grundlegende Fälle unterschieden werden:

- Prädiktion
- Prädiktion mit Korrektur
- Datenzuordnung

Die ersten beiden Fälle betreffen den Umgang mit den bereits existierenden Zustandsvektoren. Unabhängig davon, ob eine Zuordnung stattgefunden hat, werden zunächst

alle Trajektorien weitergeführt, indem die Zustandsvektoren des kommenden Zeitschrittes  $t + 1$  prädiziert werden. Hierfür wird die Gleichung (39) (vgl. S. 40) genutzt, wobei die Systemmatrix  $\mathbf{A}$  folgende Struktur besitzt:

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \Delta t & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \Delta t & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (121)$$

Die darin enthaltene Zeitschrittweite  $\Delta t$  ergibt sich durch die Aufnahmezeit der Bildserie. Wird keine passende Zuordnung zwischen einem segmentierten Objekt (Messvektor  $\mathbf{z}_t$ ) und einem bereits existierenden KALMAN-Filter (Zustandsvektor  $\mathbf{x}_t$ ) gefunden, werden die mit Gleichung (39) (vgl. S. 40) berechneten, unkorrigierten Prädiktionen weiter fortgeführt.

Kommt hingegen eine Zuordnung zustande, dann werden die Messdaten genutzt, um die Zustandsdaten entsprechend dem in Abschnitt 2.6.2 (vgl. S. 39 ff.) beschriebenen Vorgehen zu korrigieren. Diese Korrektur gelingt mithilfe der Gleichungen (41) bis (44) (vgl. S. 41 f.). Die darin enthaltenen Kovarianzmatrizen  $\mathbf{Q}$  und  $\mathbf{R}$ , die die Unsicherheiten aufgrund von Umwelteinflüssen und Messungenauigkeiten beinhalten, wurden im Rahmen der Analyse dieser Arbeit wie folgt gewählt:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q} &= \mathbf{diag} \left( 46 \mu\text{m} \quad 46 \mu\text{m} \quad 34,5 \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad 34,5 \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad \frac{\pi}{100} \quad 2,1 \cdot 10^{-3} \text{mm}^2 \right) \quad (122) \\ &= \mathbf{diag} \left( 1px \quad 1px \quad 0,1 \frac{px}{\text{frame}} \quad 0,1 \frac{px}{\text{frame}} \quad \frac{\pi}{100} \quad 8px^2 \right) \\ \mathbf{R} &= \mathbf{diag} \left( 1,2 \text{mm} \quad 1,2 \text{mm} \quad \frac{\pi}{10} \quad 16,9 \cdot 10^{-6} \text{mm}^2 \right) \quad (123) \\ &= \mathbf{diag} \left( 25px \quad 25px \quad \frac{\pi}{10} \quad 8px^2 \right) \end{aligned}$$

Wie die Gleichungen (122) und (123) verdeutlichen, wurden sowohl die Umwelteinflüsse als auch die Messungenauigkeiten als linear unabhängig (unkorreliert) angenommen. Diese Annahme ist für Systeme üblich, zu denen kein tiefergehendes Wissen über die Wechselwirkungen der Unsicherheiten vorliegt. Anhand einer visuellen

Beobachtung der Objektverfolgung konnte diese vereinfachende Annahme als zulässig nachgewiesen werden. Die Hauptdiagonalen-Elemente der Kovarianzmatrizen wurden auf Basis von Vorüberlegungen und vergleichender optischer Beurteilung der Objektverfolgung parametrisiert.

Der dritte Fall der Klassifizierung betrifft Messvektoren, die keinem bisher existierenden Filter (Zustandsvektor  $\mathbf{x}_t$ ) zugeordnet werden können. Da diese Messungen potenziell neu emittierte Spritzer darstellen, wird versucht, eine Zuordnung zu gemessenen, jedoch nicht zugeordneten Objekten aus dem vergangenen Zeitschritt  $t - 1$  herzustellen, was der Erstellung eines neuen Filters beziehungsweise einer neuen Spritzertrajektorie entspricht. Um zu entscheiden, ob ein neuer Spritzer entstanden ist, wird ein weiteres Zuordnungsproblem formuliert, wobei die Zuordnung zwischen den nicht zugeordneten Messvektoren  $\mathbf{z}_t$  und den gespeicherten Messvektoren  $\mathbf{z}_{t-1}$  des vorangegangenen Bildes stattfindet. Wie in Abschnitt 2.6.3 (vgl. S. 42 f.) bereits angesprochen wurde, ist hierfür die Berechnung einer aufgabenspezifisch formulierten Kostenmatrix  $\mathbf{K}_z$  notwendig. Ihre Elemente  $\{\mathbf{K}_z\}_{ij}$  bilden den Mittelwert von vier Kostenanteilen – den Distanzkosten  $K_D$ , den Flächenkosten  $K_a$ , den Winkelkosten  $K_\varphi$  und den Positionskosten  $K_P$  – und lassen sich mit der folgenden Gleichung (124) bestimmen:

$$\{\mathbf{K}_z\}_{ij} = \frac{1}{4} (K_{D,ij} + K_{a,ij} + K_{\varphi,ij} + K_{P,ij}) \quad (124)$$

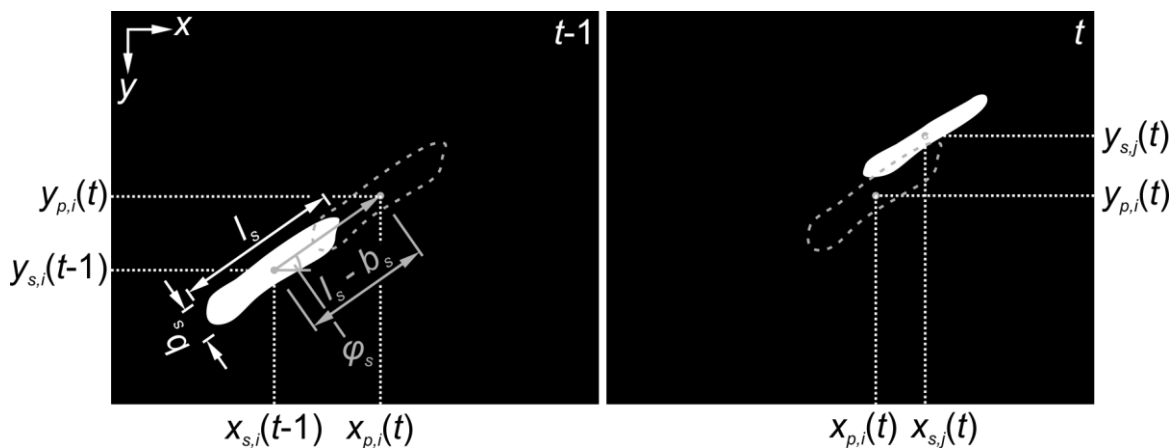
Da die Filtererstellung neben der Prädiktion eines der beiden zentralen Elemente des Multi-Hypothesis-Tracking ist und die korrekte Filtererstellung die Güte der Verfolgung wesentlich mitbestimmt, werden in den folgenden Abschnitten die unterschiedlichen Kostenanteile ausführlich erläutert.

#### 8.3.3 Kostenberechnung bei der Filtererstellung

##### *Distanzkosten*

In Anlehnung an die mit der logarithmischen Likelihood-Funktion berechneten Kosten bei der Zuordnung von Zustandsvektoren zu Messvektoren (vgl. Gleichung (118)) werden auch die Distanzkosten  $K_D$  zwischen einem im Zeitschritt  $t$  segmentierten

Objekt und dessen Messvektor und einem im vorherigen Zeitschritt  $t - 1$  segmentierten Objekt formuliert. Da sich die Spritzer mit stark unterschiedlichen Geschwindigkeiten über das Bildfeld hinweg bewegen, liefert ein direkter Vergleich der Schwerpunkte der segmentierten Regionen aus den zwei aufeinanderfolgenden Bildern keine eindeutige Information. Stattdessen wird – wie bei bereits existierenden Filtern – versucht, die Position des Objektes  $i$ , das zum Zeitpunkt  $t - 1$  segmentiert wurde, zum Zeitpunkt  $t$  vorherzusagen. Da hierzu lediglich die Informationen des Bildes aus dem Zeitpunkt  $t - 1$  zur Verfügung stehen, wird wie in Bild 61 skizziert vorgegangen.



*Bild 61: Schematische Darstellung der Berechnung der Distanzkosten des in den Zeitpunkt  $t$  prädizierten Objektes  $i$  und des im Zeitpunkt  $t$  segmentierten Objektes  $j$*

Ein als rund angenommener Spritzer  $i$  mit den Schwerpunktkoordinaten  $[x_{s,i}(t - 1), y_{s,i}(t - 1)]$  wird sich in einem Bild der Serie in der Regel als längliches Artefakt abbilden, wobei die Länge der Region  $l_s$  von der Verschlussöffnungszeit der Hochgeschwindigkeitskamera und von der Geschwindigkeit des Spritzers abhängt. In Verbindung mit der Orientierung  $\varphi_s$  der segmentierten Region  $i$  und ihrer Breite  $b_s$  lässt sich eine Vorhersage über die Position des Spritzers im darauffolgenden Bild  $[x_{p,i}(t), y_{p,i}(t)]$  treffen. Diese Vorhersage wiederum kann anschließend direkt mit einer neu segmentierten Region  $j$  verglichen werden. Im Falle einer richtigen Zuordnung und einer idealen Prädiktion wären die Schwerpunktkoordinaten deckungs-

gleich. Die Distanzkosten  $K_{D,ij}$  steigen mit dem quadratischen Abstand der Schwerpunkte von Prädiktion und Segmentierung, wobei zur Skalierung das geometrische Mittel der Varianzen der Positionsmessung aus der Matrix  $\mathbf{R}$  herangezogen wird:

$$K_{D,ij} = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{\sigma_{R,x_s}^2 \cdot \sigma_{R,y_s}^2}} \cdot \left[ \left( x_{s,j}(t) - x_{p,i}(t) \right)^2 + \left( y_{s,j}(t) - y_{p,i}(t) \right)^2 \right] \quad (125)$$

Bei Deckungsgleichheit der Schwerpunkte nehmen die Kosten also ihr Minimum null an und steigen mit zunehmendem Abstand über alle Grenzen.

#### Flächenkosten

Auch die Größe der segmentierten Regionen wird bei der Filtererstellung berücksichtigt. Für die Flächenkosten wird die Formulierung der Gleichung (126) verwendet, die ihren Wertebereich im Intervall von 0 bis maximal 1 hat und das Verhältnis der kleineren zur größeren Fläche beinhaltet:

$$K_{a,ij} = 1 - \frac{\min\{a_i; a_j\}}{\max\{a_i; a_j\}} \quad (126)$$

Den Verlauf der aus dieser Funktion resultierenden Kosten in Abhängigkeit der Größen der beiden Flächen zeigt das Bild 62.

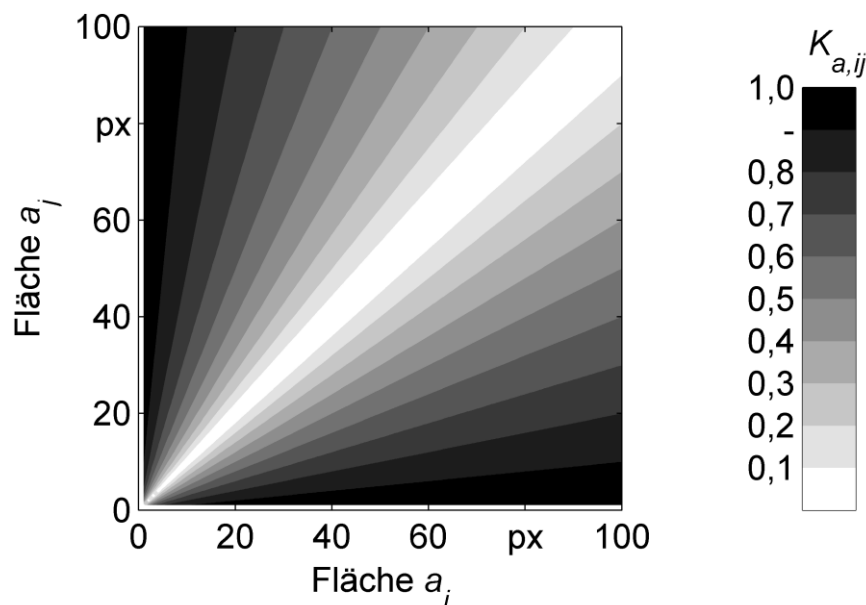


Bild 62: Flächenkosten der segmentierten Regionen  $a_i$  und  $a_j$

Hierin wird deutlich, dass kleine Flächendifferenzen insbesondere dann stark ins Gewicht fallen, wenn die Spritzer an sich klein sind, und dass der Einfluss der Differenz mit zunehmenden Spritzergrößen abnimmt.

### Winkelkosten

Durch Einbeziehung der Winkelkosten soll sichergestellt werden, dass zwei segmentierte Regionen einander nur dann zugeordnet werden und den Start eines Filters bilden, wenn die aus den Schwerpunkten der beiden Segmentierungen ableitbare Flugrichtung möglichst einer vom Zentrum der maskierten Prozesszone ausgehenden Radiallinie ähnelt. Um die Richtung zu bewerten, muss zunächst der in Bild 63 (links) ersichtliche Winkel  $\phi_{ij}$  anhand der Gleichung (127) berechnet werden:

$$\begin{aligned} \phi_{ij} &= \cos^{-1} \left( \frac{\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2}{|\mathbf{p}_1| \cdot |\mathbf{p}_2|} \right) \\ &= \cos^{-1} \left( \frac{(\mathbf{p}_i(t-1) - \mathbf{p}_z) \times (\mathbf{p}_j(t) - \mathbf{p}_i(t-1))}{|\mathbf{p}_i(t-1) - \mathbf{p}_z| \cdot |\mathbf{p}_j(t) - \mathbf{p}_i(t-1)|} \right) \end{aligned} \quad (127)$$

Er ist ein Maß für die Abweichung zwischen der aus den Schwerpunkten der beiden Objekte gebildeten Flugrichtung und der Radiallinie durch den Schwerpunkt der segmentierten Region aus dem Zeitschritt  $t - 1$ .

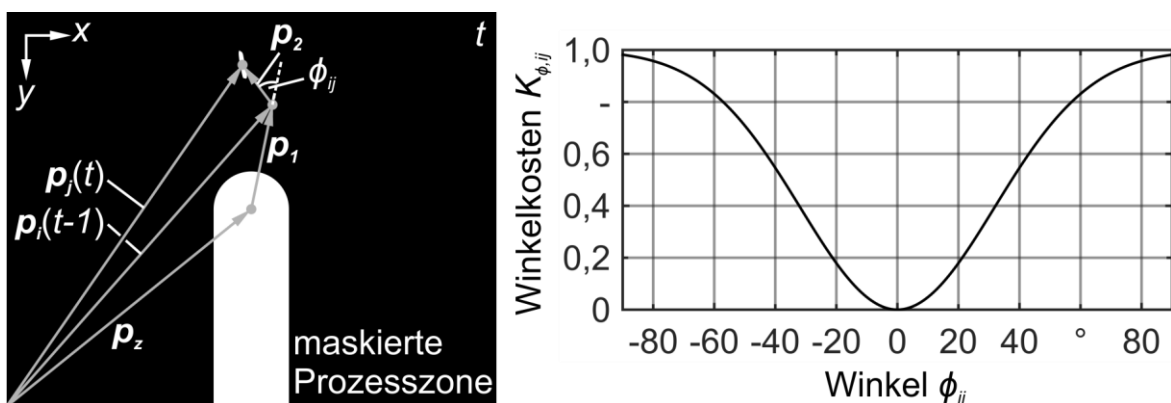


Bild 63: Schematische Darstellung der zur Berechnung des Winkels  $\phi_{ij}$  benötigten Vektoren (links) und Verlauf der Winkelkosten  $K_{\phi,ij}$  (rechts)

Ist der Winkel  $\phi_{ij}$  bekannt, wird ihm mit der Gleichung (128) ein Kostenwert zugeordnet:



$$K_{\phi,ij} = 1 - e^{-\left(\frac{4\phi_{ij}}{\pi}\right)^2} \quad (128)$$

Bei gleicher Orientierung betragen die Kosten null, und mit zunehmendem Winkel nehmen sie zu, sodass der Wert 1 beinahe erreicht wird, wenn die Vektoren  $\mathbf{p}_1$  und  $\mathbf{p}_2$  lotrecht zueinander orientiert sind, wie Bild 63 (rechts) veranschaulicht.

#### *Positionskosten*

Die Positionskosten verhindern durch die Einschränkung des Entstehungsortes, dass neue Filter aus zufällig rauschenden Messwerten einzelner Pixel in den dunklen Bereichen des Bildes erstellt werden. Dazu wird angenommen, dass die erstmalige Segmentierung eines realen Spritzers umso unwahrscheinlicher ist, je weiter dieser sich vom Rand der maskierten Prozesszone entfernt befindet. Jeder segmentierten Region wird ein Kostenanteil  $K_{p,ij}$  zugewiesen, der sich aus ihren Schwerpunktkoordinaten, der Bildfeldgröße und der Lage der maskierten Prozesszone berechnet. Anhand des Verlaufes in Bild 64 wird ersichtlich, dass die Positionskosten am Rand der maskierten Prozesszone den Wert null besitzen und – von dort ausgehend – mit radialem Abstand ansteigen und asymptotisch gegen den Wert 1,0 streben.

Wurden die Gesamtkosten nach Gleichung (124) für alle möglichen Kombinationen von bisher noch nicht zugeordneten Messvektoren ermittelt, wird auch dieses Zuordnungsproblem mit dem Algorithmus von JONKER & VOLGENANT (1987) gelöst. Die Zustandsgrößen der im Schritt der Datenzuordnung neu erzeugten KALMAN-Filter werden anschließend initialisiert beziehungsweise prädiziert und stehen somit zusammen mit den prädizierten sowie den prädizierten und korrigierten Filtern für die Auswertung des nächsten Bildes der Serie zur Verfügung.

Abschließend werden alle KALMAN-Filter einer Zustandsprüfung unterzogen, wobei diejenigen Zustandsvektoren  $\mathbf{x}_{t+1}$  archiviert werden, deren Lagen außerhalb des kommenden Bildes vorhergesagt wurden. Alle Filter, für die dies nicht zutrifft, werden gespeichert, bevor die Verarbeitung des nächsten Bildes beginnt.

Die oben beschriebenen Schritte stellen ein in sich geschlossenes Vorgehen dar, um eine Spritzerverfolgung in Hochgeschwindigkeits-Bildserien eines Schweißprozesses umzusetzen. Aus der Wahl des Versuchsaufbaus, der Bildverarbeitungsoperationen und des Algorithmus zur Spritzerverfolgung resultiert jedoch eine Reihe von Restriktionen, die im Folgenden kurz erläutert und kommentiert werden.

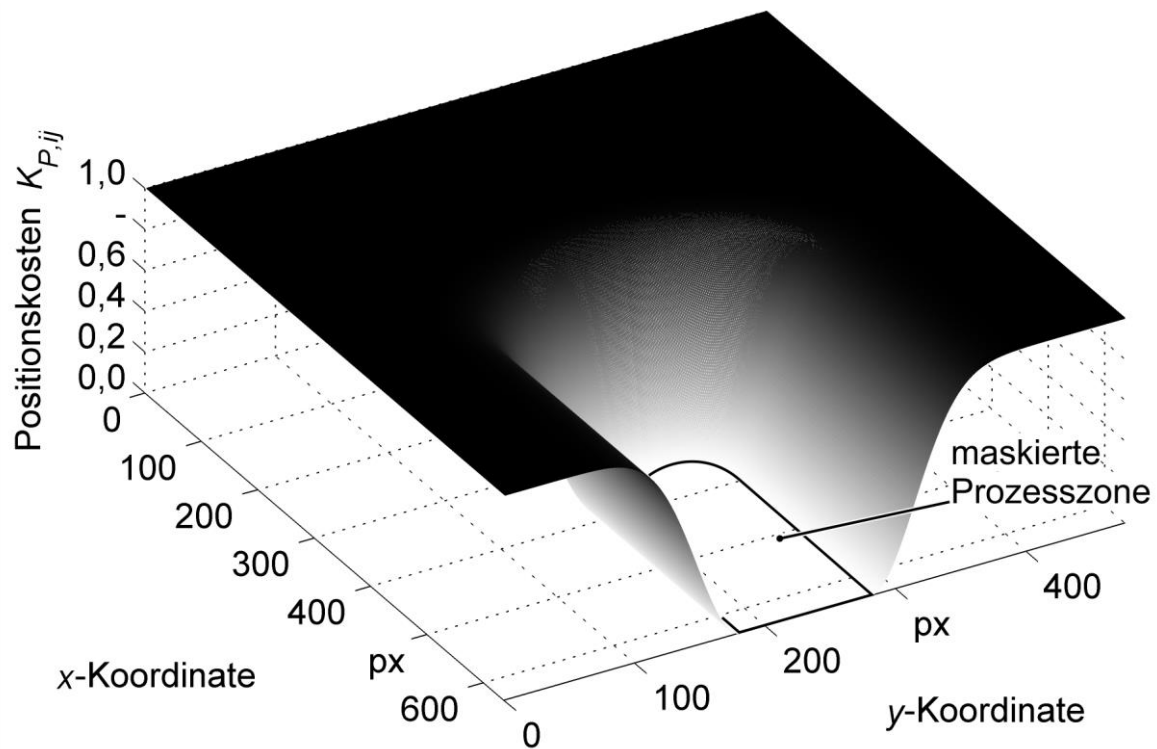


Bild 64: Positionskosten bei der Filtererstellung in Abhängigkeit der Bildfeldkoordinate

### 8.3.4 Restriktionen

Das Blickfeld der Hochgeschwindigkeitskamera wird im Versuchsaufbau über die relative Anordnung der Kamera zur Prozesszone und über das verwendete Objektiv festgelegt. Da im vorliegenden Fall ein senkrechter Blick auf die Prozesszone gewählt wurde und nur eine Kamera zur Beobachtung zur Verfügung stand, können lediglich die Projektionen der Spritzertrajektorien in die Ebene der Probenoberfläche verfolgt werden. Eine dreidimensionale Verfolgung beziehungsweise eine Aussage über die  $z$ -Komponenten der Spritzerpositionen und -geschwindigkeiten ist somit nicht möglich, wenn auch der Algorithmus einfach in dieser Hinsicht erweitert werden könnte. Hierzu würden Messdaten für die  $z$ -Position der segmentierten Objekte

benötigt oder müssten durch das Zustandsraummodell anhand der Größenentwicklung berechnet werden.

Da keine robuste Segmentierung von Spritzern, die sich unmittelbar über der Prozesszone beziehungsweise der entstandenen Schweißnaht befinden, implementiert werden konnte, wird dieser Bereich im Bild maskiert und bleibt bei der Objektverfolgung unberücksichtigt (vgl. Bild 59). Aus diesem Grund kann eine unbestimmte Anzahl an Spritzern nicht verfolgt werden. Die Erkenntnisse von WEBERPALS (2010, S. 96 ff.), der das geradlinige Laserstrahlschweißen mit hohen Intensitäten untersuchte, zeigen jedoch, dass sich Spritzer beim Laserstrahlschweißen vornehmlich an der Kapillarrückwand bilden und sich entgegen der Vorschubrichtung von der Prozesszone fortbewegen. Da sich die Orientierung der Prozesszone beim Laserstrahlschweißen mit zirkularer Strahloszillation permanent ändert und die Bahngeschwindigkeit im Verlauf jeder Oszillationsperiode nur zu einem Zeitpunkt die gleiche Orientierung wie die globale Schweiß-Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  einnimmt, wird davon ausgegangen, dass die Anzahl nicht verfolgbarer Spritzer im Vergleich zur gesamten Anzahl an emittierten Spritzern gering ist.

Des Weiteren beträgt die Schärfentiefe des abbildenden optischen Systems wegen der Fokussierung auf einen verhältnismäßig kleinen Bildausschnitt nur etwa 10 mm. Spritzer, die die Prozesszone mit einer hohen Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung verlassen, werden im Verlauf einer Bildserie deshalb schnell unscharf abgebildet und schließlich unsichtbar. Solche Spritzer lassen sich mit dem gewählten Versuchsaufbau also nur kurz nach ihrer Ablösung verfolgen. Dies schränkt die Spritzerverfolgung ein, nicht jedoch eine einfache Zählung.

## 8.4 Modellbildung

Mit dem aus Abschnitt 8.2 bekannten Aufbau wurden Schweißversuche mit Proben des korrosionsbeständigen Edelstahl X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) mit einer Dicke von 5 mm und dem im Anhang 12.2 (vgl. S. 239) angegebenen Versuchsplan durchgeführt. Die Schweißzeit  $t_{sch}$  betrug jeweils 1,0 s, sodass mit der

gewählten Bildrate pro Versuch etwa 7500 Bilder aufgezeichnet wurden. Anschließend wurden diese mit dem oben beschriebenen Algorithmus (vgl. Abschnitt 8.3) automatisch verarbeitet. Da es Ziel der Untersuchung war, den quasistationären Prozesszustand zu analysieren, blieben die jeweils ersten 500 Bilder jeder Sequenz, nach denen der Einstechvorgang mit Sicherheit abgeschlossen war (GEDICKE ET AL. 2007, MEHMETLI ET AL. 1996), unberücksichtigt. In Tabelle 19 ist der für die Auswertung gewählte Parametersatz angegeben.

<b>Parameter</b>	<b>Wert</b>	<b>Einheit</b>
<b>Bildaufbereitung</b>		
Standardabweichung des GAUSS'schen Weichzeichners	4	$px$
Gewichtung der weichgezeichneten Bildkopie	1,3	-
<b>Segmentierung</b>		
Schwellwert	5	-
<b>Verfolgung</b>		
Grenzkosten der Zuordnung Zustandsvektor zu Messvektor (Korrektur)	25	-
Grenzkosten der Zuordnung zweier Messvektoren zueinander (Filtererstellung)	0,5	-
Zulässige Anzahl von Prädiktionen ohne Korrektur	4	-
Kovarianzmatrix der Umwelteinflüsse $\mathbf{Q}$	vgl. Gleichung (122)	
Kovarianzmatrix der Messungenauigkeiten $\mathbf{R}$	vgl. Gleichung (123)	

*Tabelle 19: Parametersatz der Spritzerverfolgung für die Auswertung der aufgezeichneten Bildsequenzen*

Diese Parameter wurden mithilfe einer Visualisierung der Spritzerverfolgung iterativ angepasst, sodass die gesamte Bandbreite der Bildsequenzen robust verarbeitet werden konnte. Während der Tracking-Parametersatz für alle Bildsequenzen identisch war, wurde die Maskierung der Prozesszone jeweils individuell vorgenommen. Im Verlauf der Objektverfolgung wurden die Zustände aller Spritzertrajektorien (KALMAN-Filter) fortlaufend aufgezeichnet und folgende Größen für die weiteren Analysen verwendet, wobei die Mittelwerte jeweils anhand aller im Verlauf der Zeit beobachteten Zustände des Spritzers berechnet wurden:

- Verteilung der mittleren Flugrichtungen  $\bar{\varphi}_s$  der Spritzer in einem Versuch

- Verteilung der mittleren Spritzerbreiten  $\bar{b}_s$  (vgl. Bild 61) der in einem Versuch aufgetretenen Spritzer
- Verteilung der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{v}_{sp}$  (vgl. Bild 60) der in einem Versuch aufgetretenen Spritzer
- spezifische Anzahl an Spritzern  $n_{sp}$  (bezogen auf die Schweißnahtlänge)

Die Richtungs-, die Breiten- und die Größenverteilung der Spritzer dienten dazu, unterschiedliche Mechanismen der Spritzerentstehung, wie sie im folgenden Abschnitt 8.5 beschrieben werden, mithilfe quantitativer Größen zu charakterisieren. Die spezifische Spritzeranzahl  $n_{sp}$  wurde hingegen genutzt, um einen Bezug zu den Prozessparametern Laserleistung  $P$ , Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ , Frequenz  $f$  und Amplitude  $A$  der Strahloszillation in Form eines Regressionsmodells herzustellen, das eingesetzt werden kann, um spritzerarme Parametersätze zu ermitteln.

Vor der Regressionsanalyse wurden die gemessenen spezifischen Spritzeranzahlen zunächst nach der von BOX & COX (1964) vorgeschlagenen Vorschrift transformiert, um fälschlicherweise negative Prognosen der Spritzeranzahl im rücktransformierten Modell a priori auszuschließen:

$$n_{sp}^* = \frac{n_{sp}^{\lambda_{BC}} - 1}{\lambda_{BC}} \text{ mit } \lambda_{BC} = 0,5 \quad (129)$$

Anschließend wurde im transformierten Ergebnisraum – ausgehend von einem Modell zweiter Ordnung mit Wechselwirkungstermen – eine schrittweise Varianzanalyse durchgeführt, um nicht signifikante Faktoren zu identifizieren und zu entfernen. Das Ergebnis der Varianzanalyse (vgl. Abschnitt 2.4.4.2, S. 32 ff.) war ein Regressionsmodell der folgenden Form:

$$n_{sp} = \left[ (\beta_0 + \beta_P \cdot P + \beta_{v_s} \cdot v_s + \beta_f \cdot f + \beta_A \cdot A + \beta_{P,f} \cdot P \cdot f + \beta_{P,A} \cdot P \cdot A + \beta_{v_s,f} \cdot v_s \cdot f + \beta_{v_s,A} \cdot v_s \cdot A + \beta_{f,A} \cdot f \cdot A) \cdot \lambda_{BC} + 1 \right]^{\frac{1}{\lambda_{BC}}} \quad (130)$$

Die Güte des Modells wurde zu  $R_{adj}^2 = 0,8637$  bestimmt. Die Werte der darin enthaltenen Koeffizienten in codierter und uncodierter Form (vgl. Abschnitt 2.4.3, S. 23 ff.) zeigt die Tabelle 20. Durch die Varianzanalyse wurden alle Terme höherer

## 8 Analyse der Spritzerbildung

Ordnung als nicht signifikant identifiziert. Aufgrund der Transformation kann daraus jedoch nicht geschlossen werden, dass keine nichtlinearen Abhängigkeiten vorhanden sind. Der Term  $P \cdot v_s$  wurde als einzige Wechselwirkung – trotz starker Einzeleffekte der beiden Parameter – eliminiert. Somit verblieben im Modell die Konstante, alle Terme erster Ordnung und fünf der sechs möglichen Wechselwirkungsterme.

Koeffizient	uncodierter Wert	Einheit	codierter Wert
$\beta_0$	$1,66 \cdot 10^1$	$mm^{-1}$	6,58
$\beta_P$	$-8,32 \cdot 10^{-3}$	$(W \cdot mm)^{-1}$	9,74
$\beta_{v_s}$	$1,12 \cdot 10^{-1}$	$s \cdot mm^{-2}$	-2,96
$\beta_f$	$-2,25 \cdot 10^{-2}$	$s \cdot mm^{-1}$	2,85
$\beta_A$	$-5,22 \cdot 10^1$	$mm^{-2}$	3,75
$\beta_{P,f}$	$7,04 \cdot 10^{-6}$	$s \cdot (W \cdot mm)^{-1}$	6,02
$\beta_{P,A}$	$2,83 \cdot 10^{-2}$	$W^{-1} \cdot mm^{-2}$	4,96
$\beta_{v_s,f}$	$-4,19 \cdot 10^{-5}$	$s^2 \cdot mm^{-2}$	-3,30
$\beta_{v_s,A}$	$-2,67 \cdot 10^{-1}$	$s \cdot mm^{-3}$	-4,29
$\beta_{f,A}$	$-1,62 \cdot 10^{-1}$	$s \cdot mm^{-2}$	-1,51

Tabelle 20: Regressionskoeffizienten des Modells für die spezifische Spritzeranzahl  $n_{Sp}$

## 8.5 Diskussion des Prozessverhaltens

### 8.5.1 Überblick

Im folgenden Abschnitt werden zwei Themen adressiert. Als Erstes wird darauf eingegangen, welche Zusammenhänge aus dem im vorherigen Abschnitt 8.4 eingeführten Regressionsmodell für die spezifische Spritzeranzahl abgeleitet werden können. Hierzu werden dessen Haupteffekte und Wechselwirkungen beleuchtet. Anschließend werden drei wesentliche Mechanismen der Entstehung von Spritzern beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation anhand von Bildern und gemessenen Spritzereigenschaften erörtert.

### 8.5.2 Einfluss der Prozessparameter

Die vier untersuchten Prozessparameter ( $P$ ,  $v_s$ ,  $f$ ,  $A$ ) üben einen erheblichen Einfluss auf die spezifische Spritzeranzahl aus. Durch die Variation der Prozessparameter im Rahmen der Versuchsreihe wurden spezifische Spritzeranzahlen  $n_{sp}$  (bezogen auf die Schweißnahtlänge) in einem Bereich von 0 bis etwa  $452 \text{ mm}^{-1}$  gemessen. Den stärksten Effekt besitzt die Laserleistung  $P$ , wie das Haupteffekt-Diagramm in Bild 65 (1) und ein Vergleich der codierten Koeffizienten in Tabelle 20 belegen. Mit zunehmender Leistung steigt die Spritzeranzahl überproportional an, was auf einen größeren Rückstoßdruck des verdampfenden Metalls und ein größeres geschmolzenes Werkstoffvolumen zurückzuführen sein könnte. Denn diese Kombination bietet ein erhöhtes Potenzial zur Spritzerablösung. Eine Zunahme der Frequenz  $f$  oder der Amplitude  $A$  wirken sich ebenfalls verstärkend auf die Spritzerbildung aus (vgl. Bild 65 (3) und (4)). Beide Faktoren –  $f$  und  $A$  – wechselwirken zudem positiv mit der Laserleistung  $P$  (vgl. Bild 66 (2) und (3)), sodass insbesondere beim Schweißen mit hoher Leistung große Frequenzen und Amplituden ein erhöhtes Spritzeraufkommen zur Folge haben.

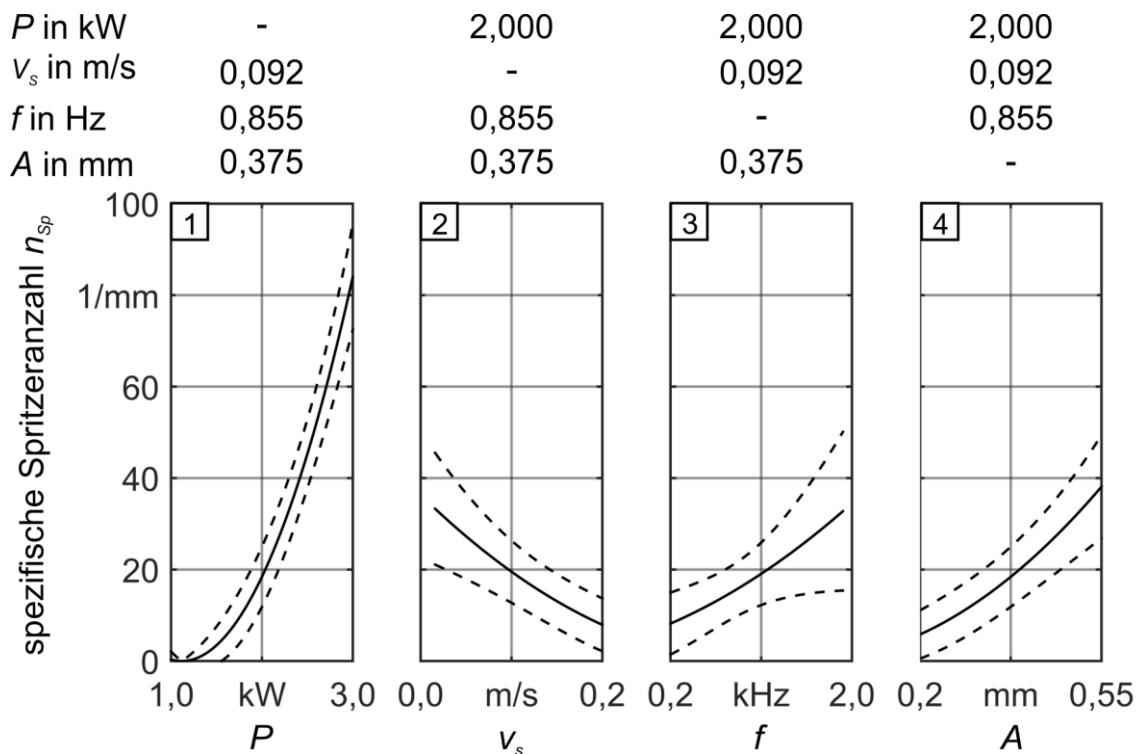


Bild 65: Haupteffekt-Diagramm des Regressionsmodells für die spezifische Spritzeranzahl  $n_{sp}$  mit 95%-Konfidenzintervallen; Modellgüte:  $R_{adj}^2 = 0,8637$

Eine Zunahme der Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  reduziert im Allgemeinen die spezifische Spritzeranzahl (vgl. Bild 65 (2)). Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit die Wechselwirkungszeit des Werkstoffs mit der Laserstrahlung sinkt, was in der Regel – bei gleicher Leistung und der Annahme unveränderter Einkoppelbedingungen – ein geringeres aufgeschmolzenes Werkstoffvolumen zur Folge hat. Ein geringeres aufgeschmolzenes Werkstoffvolumen wiederum bietet ein geringeres Potenzial zur Spritzerbildung.

Außerdem lässt sich jeweils eine negative Wechselwirkung zwischen der Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  und den Oszillationsparametern  $f$  und  $A$  feststellen (vgl. Bild 66 (5) und (6)). So bewirkt eine zunehmende Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ , dass die Oszillationsparameter ihren steigernden Einfluss auf die spezifische Spritzeranzahl verlieren. Die beiden Oszillationsparameter besitzen ebenfalls eine negative Wechselwirkung (vgl. Bild 66 (9) und (12)). Das bedeutet: Nimmt beispielsweise die Frequenz  $f$  eine niedrige Einstellung an, dann senkt eine Vergrößerung der Amplitude  $A$  die spezifische Spritzeranzahl  $n_{sp}$  geringfügig. Wird jedoch eine hohe Einstellung der Frequenz  $f$  gewählt, dann steigt die Spritzeranzahl  $n_{sp}$  mit zunehmender Amplitude  $A$  merklich an. Das gilt gleichermaßen für den umgekehrten Fall einer hohen Einstellung der Amplitude  $A$  und einer zunehmenden Frequenz  $f$ . Eine Erklärung für dieses Verhalten ist anhand der auf der Oszillationstrajektorie vorherrschenden Bahngeschwindigkeit  $|\mathbf{v}|$ , die vor allem mit zunehmender Frequenz  $f$  und Amplitude  $A$  ansteigt (vgl. Gleichung (49), S. 48), möglich. Darauf wird im folgenden Abschnitt 8.5.3 ausführlicher eingegangen.

Grundsätzlich lässt sich aus den oben genannten Ergebnissen die Schlussfolgerung ziehen, dass unter Beachtung der Randbedingungen einer Schweißaufgabe die Laserleistung gering und die Vorschubgeschwindigkeit hoch gewählt werden sollten, wenn das Ziel einer möglichst geringen Spritzerbildung verfolgt werden soll. Die Oszillationsparameter  $f$  und  $A$  sollten für Schweißungen an dem Werkstoff X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) mit der hier gegebenen Systemtechnik (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.) und Zielsetzung ebenfalls so gering wie möglich ausfallen.



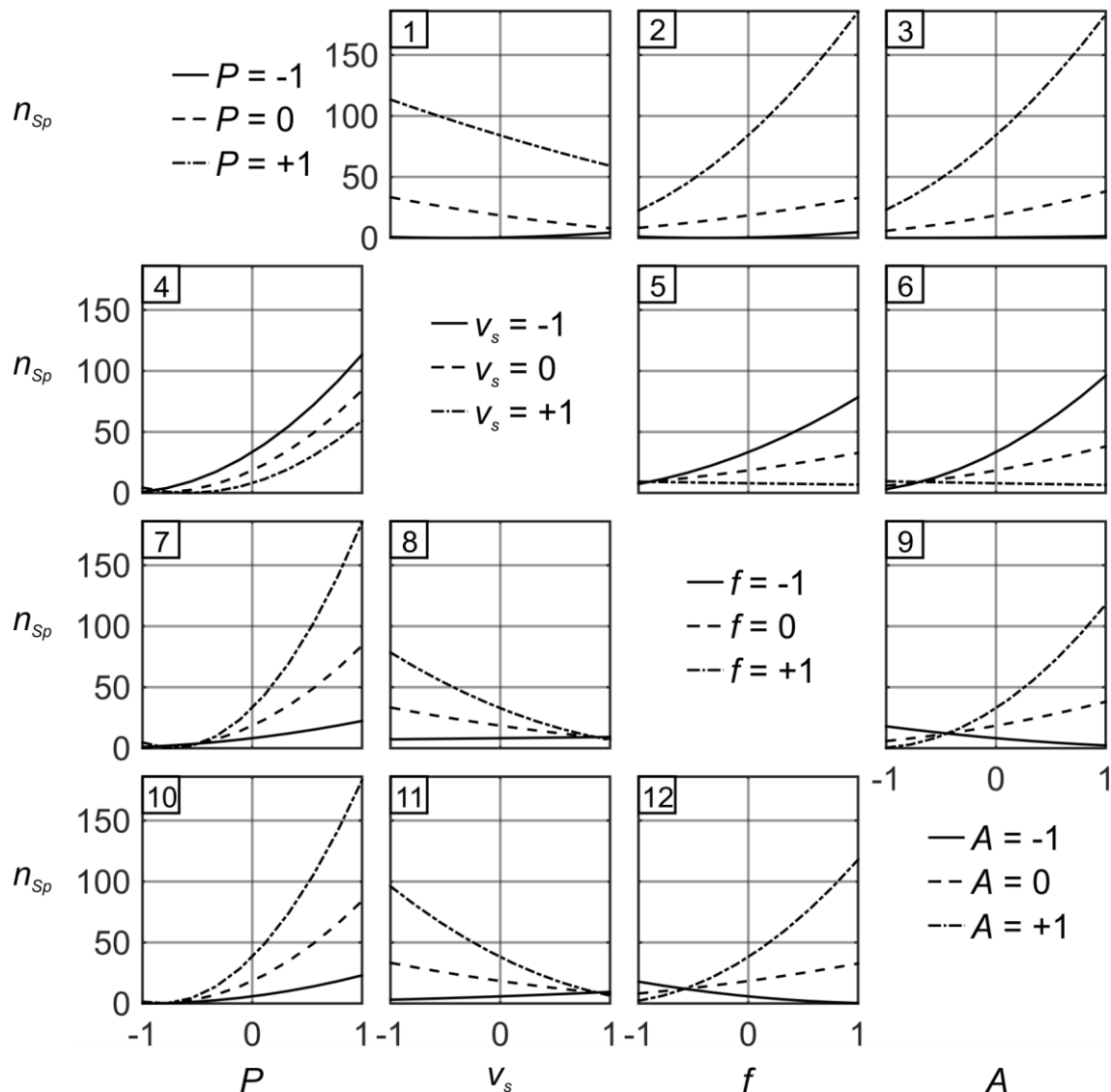


Bild 66: Wechselwirkungsdiagramm des Regressionsmodells für die spezifische Spritzeranzahl  $n_{Sp}$  in Abhängigkeit von der Laserleistung  $P$ , der Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ , der Oszillationsfrequenz  $f$  und der Oszillationsamplitude  $A$  (Darstellung der Faktoren in codierter Form, vgl. Anhang 12.2, S. 239); Modellgüte:  $R_{adj.}^2 = 0,8637$

Die gegenläufigen Wechselwirkungen der Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  mit den Oszillationsparametern  $f$  und  $A$  sowie die negative Wechselwirkung der Oszillationsparameter untereinander haben jedoch zur Folge, dass das Systemverhalten nicht streng monoton mit allen Parametern ist. Dies äußert sich beispielsweise in einem steigenden oder fallenden Verlauf der spezifischen Spritzeranzahl  $n_{Sp}$  mit zunehmenden

der Frequenz  $f$  je nach Stufe der Amplitude  $A$ . Eine individuelle Ermittlung spritzerarmer Prozessparameter (auf Basis dieses Regressionsmodells) – zum Beispiel mit einem Optimierungsverfahren – ist deshalb insbesondere für hohe Leistungen  $P$  und niedrige Vorschubgeschwindigkeiten  $v_s$  notwendig.

### 8.5.3 Entstehungsmechanismen

Die Messungen der spezifischen Spritzeranzahl im Rahmen der oben beschriebenen Versuchsreihe belegen, dass sich die Spritzeranzahl beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation sehr deutlich unterscheiden kann und eine ausgeprägte Abhängigkeit von den Prozessparametern gegeben ist. Anhand ausgewählter Experimente aus der im vorherigen Abschnitt erläuterten Versuchsreihe konnten unter den gegebenen system- und werkstofftechnischen Randbedingungen (vgl. Abschnitte 5.2, S. 99 ff. und 5.3, 101 ff.) drei grundsätzlich unterschiedliche Entstehungsmechanismen identifiziert werden, die im Folgenden detailliert beschrieben werden. Bei diesen Mechanismen handelt es sich um

- die Spritzerbildung durch den Materialabtrag,
- die Spritzerbildung beim Wiedereintritt des Laserstrahls in das nachlaufende Schmelzbad und
- die Spritzerbildung durch die Schmelzbaddynamik.

#### *Spritzerbildung durch Abtrag*

Eine typische Art der Spritzerentstehung beim Schweißen mit Strahloszillation ist der Werkstoffabtrag. Dieser wird dominant, wenn Bedingungen wie beim Remote-Laserstrahl-Abtragsschneiden vorliegen, also hohe Intensitäten gepaart mit einer hohen Geschwindigkeit des Brennflecks auf der Werkstoffoberfläche (LÜTKE 2011, MUSIOL ET AL. 2011, MUSIOL 2015, S. 11 ff.). Diese Bedingungen werden beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation erreicht, wenn sich der Laserstrahl bei einer hohen Laserleistung  $P$  mit einer hohen Bahngeschwindigkeit auf der Trajektorie bewegt. Die Bahngeschwindigkeit wiederum wird maßgeblich durch die Höhe der Frequenz  $f$  und der Amplitude  $A$  beeinflusst (vgl. Gleichung (49), S. 48). Besonders

hohe Oszillationsparameter begünstigen folglich diesen Entstehungsmechanismus, bei dem die Kapillartiefe gering und die Abtragsfront stark geneigt ist (MUSIOL 2015, S. 56). Durch das an der Abtragsfront vorherrschende Maximum des Druckes im verdampften Metall wird die umliegende Schmelze beim Abtragen so stark beschleunigt, dass sie sich nach dem Umströmen der Kapillare nicht mehr schließt, sondern sich teilweise vom Werkstück ablöst. Folglich verbleibt ein wenige Mikrometer tiefer Schnittgraben entlang der Trajektorie (MUSIOL 2015, S. 49 ff.). Dieses Phänomen kann bei entsprechend hohen Bahngeschwindigkeiten auch beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation beobachtet werden, wobei der Schnittgraben nicht im Bauteil verbleibt, sondern durch die nachlaufende Schmelze wieder befüllt wird; die Bildfolge in Bild 67 zeigt ein Beispiel hierfür.

Es ist zu sehen, dass die Spritzer hauptsächlich von der Prozesszone aus entgegen der Vorschubrichtung emittiert werden (vgl. Tabelle 21) und sich verstärkt beim Durchgang durch das nachlaufende Schmelzbad bilden. Denn dort wird nur ein geringerer Anteil der eingestrahlten Energie für das Erwärmen des Werkstoffs benötigt, weshalb ein größerer Anteil für das Verdampfen und die damit einhergehende Beschleunigung der Schmelze zur Verfügung steht. Die mittleren Breiten der Spritzer  $\bar{b}_s$  sind vergleichsweise klein, und es treten häufiger höhere mittlere Geschwindigkeiten  $\bar{v}_{sp}$  auf (vgl. Tabelle 21). Diese Tendenzen decken sich ebenfalls sehr gut mit den Erkenntnissen von MUSIOL (2015, S. 70 ff.) und zeigen eine weitere Parallele dieses Entstehungsmechanismus mit dem Laserstrahl-Abtragsschneiden auf. In Summe ist die spezifische Anzahl der Spritzer im Vergleich zu den anderen Entstehungsmechanismen bei der Spritzerbildung durch Abtrag am höchsten. Mit der Kenntnis dieses Entstehungsmechanismus kann nun auch die im vorherigen Abschnitt 8.5.2 angesprochene, gegenläufige Wechselwirkung der Parameter  $f$  und  $A$  (vgl. Bild 66 (9) und (12)) interpretiert werden. Sobald einer der beiden für die Bahngeschwindigkeit wesentlichen Prozessparameter auf einer niedrigen Stufe gewählt wird, sinkt die Bahngeschwindigkeit so stark, dass die für das Abtragen notwendigen Rahmenbedingungen auch bei einer maximalen Einstellung des anderen Parameters nicht mehr gegeben sind. Eine Erhöhung des anderen Parameters führt folglich zu keiner weiteren Steigerung der spezifischen Spritzeranzahl  $n_{sp}$ .

## 8 Analyse der Spritzerbildung

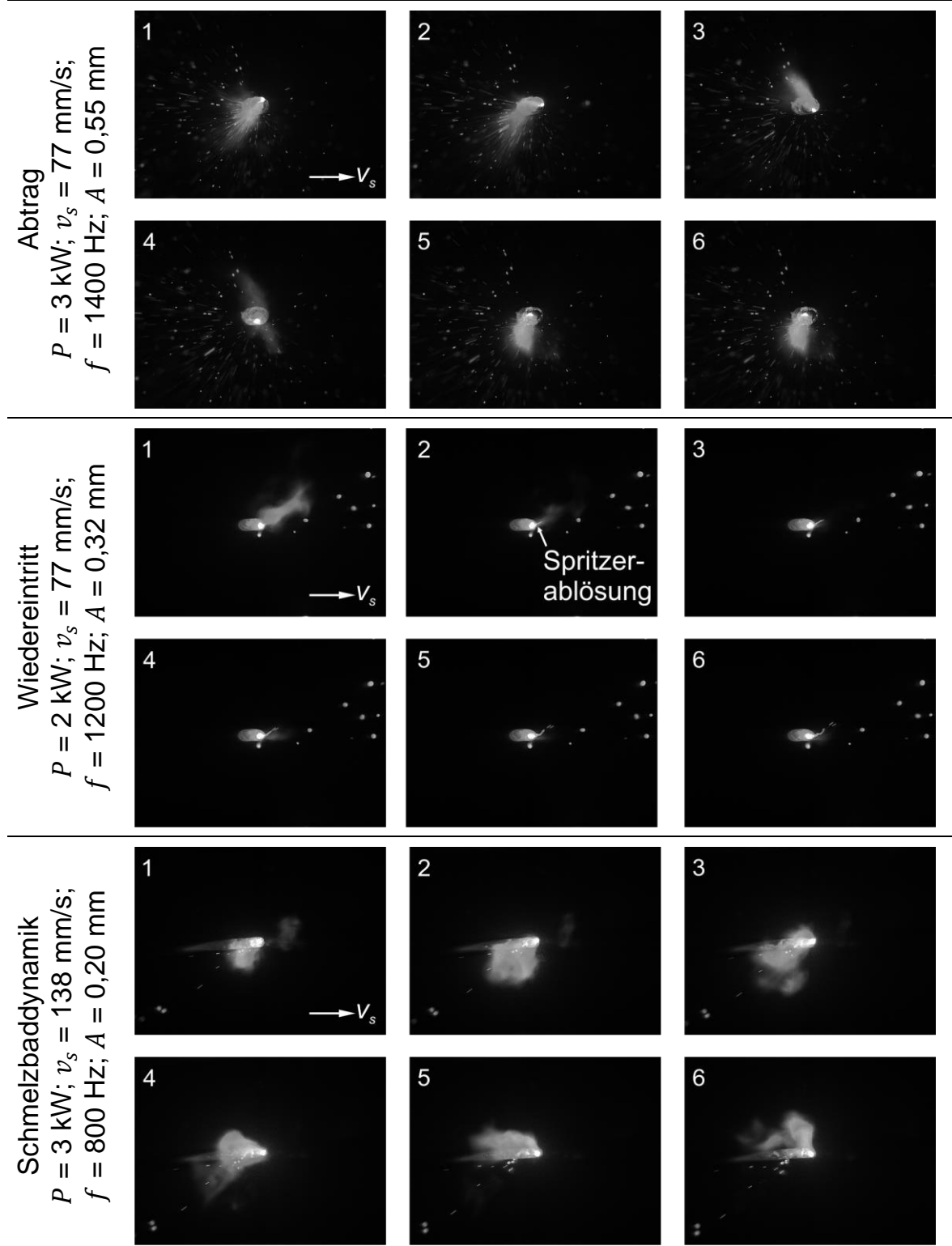


Bild 67: Beispielhafte Bildfolgen für die drei Spritzer-Entstehungsmechanismen Abtrag, Wiedereintritt in das nachlaufende Schmelzbad und Schmelzbadynamik

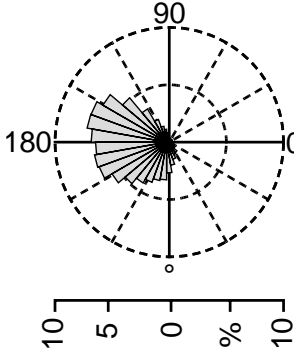
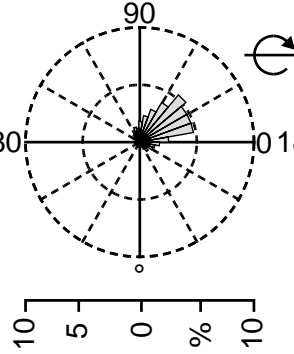
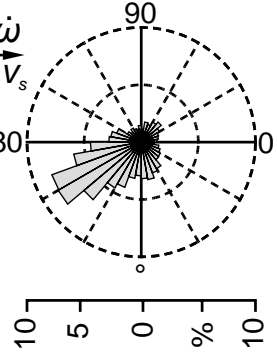
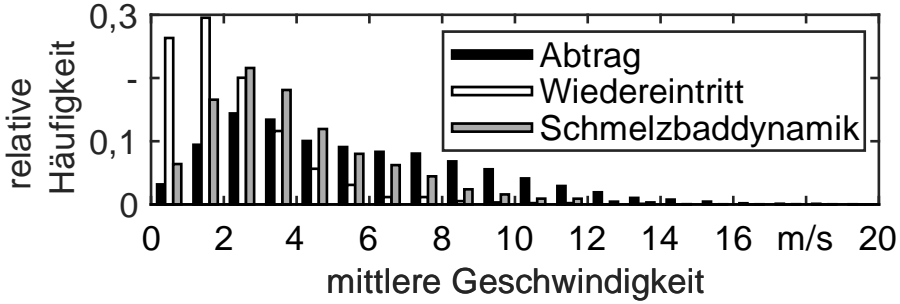
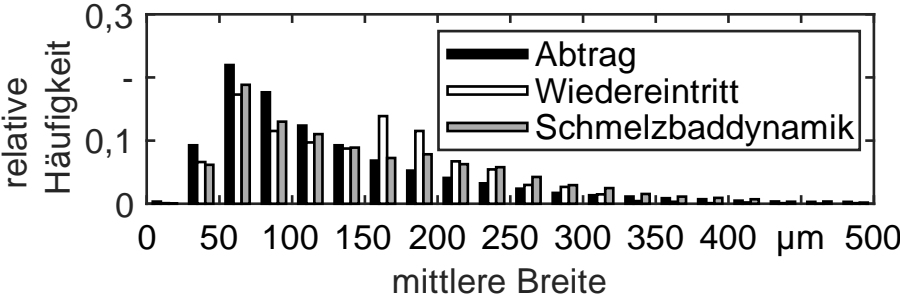
Entstehungsmechanismus		Abtrag	Wiedereintritt in Schmelzbad	Schmelzbad-dynamik
Prozessparameter	$P$ [kW]	3	2	3
	$v_s$ $\left[\frac{mm}{s}\right]$	77	77	138
	$f$ [Hz]	1400	200	800
	$A$ [mm]	0,55	0,32	0,20
$n_{sp}$ $\left[\frac{1}{mm}\right]$	452	19	47	
Richtungsverteilung $\bar{\varphi}_s$				
Geschwindigkeitsverteilung $\bar{v}_{sp}$				
Breitenverteilung $\bar{b}_s$				

Tabelle 21: Gemessene spezifische Spritzeranzahl  $n_{sp}$ , Richtungsverteilung  $\bar{\varphi}_s$ , Geschwindigkeitsverteilung  $\bar{v}_{sp}$  und Breitenverteilung  $\bar{b}_s$  für je einen Beispielversuch für die drei Spritzer-Entstehungsmechanismen

### *Periodische Spritzerbildung beim Wiedereintritt des Laserstrahls in das nachlaufende Schmelzbad*

Ist das Verhältnis von Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  und Oszillationsfrequenz  $f$  groß, entsteht eine Trajektorie mit geringer Überlappung (vgl. Gleichung (52), S. 53). Bildet sich zudem wegen der hohen Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  kein Schmelzbad im Vorlauf der Prozesszone aus, kann es vorkommen, dass der Laserstrahl periodisch aus dem nachlaufenden Schmelzbad austritt, über den kalten Werkstoff im Vorlauf der Prozesszone streicht und nach der Richtungsumkehr wieder in das nachlaufende Schmelzbad eintritt. Den Zeitraum kurz nach diesem Wiedereintritt zeigt die Bildfolge in Bild 67. Beim Wiedereintritt der Kapillare ändern sich schlagartig die Bedingungen für die Einkopplung. Durch die erhöhte Absorption im bereits geschmolzenen Werkstoff und die damit verbundene instantane Steigerung des Verdampfungsanteils übt die Kapillare eine Kraft auf die Schmelze aus. Es kommt zu einer explosionsartigen Emission von Spritzern, die sich vornehmlich im ersten Quadranten zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$ , also in Vorschubrichtung und entgegen der aktuellen Bewegungsrichtung des Laserstrahls, ausbreiten (vgl. Tabelle 21). Dieser Vorgang wiederholt sich zyklisch in jeder Periode. Insgesamt ist die Anzahl der aus diesem Mechanismus resultierenden Spritzer vergleichsweise gering. Die dabei entstehenden Spritzer sind vergleichsweise groß und bewegen sich mit entsprechend geringerer Geschwindigkeit fort, wie die Verteilungen in Tabelle 21 verdeutlichen.

### *Spritzerbildung durch die Schmelzbaddynamik*

Ein dritter Mechanismus der Spritzerentstehung beruht auf der Schmelzebewegung. Er tritt auf, wenn bei hohen Leistungen mit mittleren bis hohen Frequenzen, aber einer kleinen Amplitude, die nicht wesentlich größer als die Kapillaröffnung ist, oszilliert wird. In diesem Fall genügt die Bahngeschwindigkeit nicht, um den Wechsel in das Prozessregime *Abtragen* zu vollziehen. Die Bewegung findet aufgrund der kleinen Amplitude auf sehr engem Raum statt, sodass in den Bildsequenzen keine klar abgrenzbare Kapillare zu erkennen ist, die dem Verlauf der Oszillationsbahn folgt. Vielmehr lässt sich ein Oszillieren der Kapillare selbst innerhalb des vor- und

nachlaufenden Schmelzbades erkennen. Ein Aus- und Wiedereintreten aus dem nachlaufenden Schmelzbad findet nicht statt. Immer dann, wenn sich die Vorschubbewegung und die Bewegungskomponente der Oszillation positiv überlagern, bewegt sich die Kapillare vom nachlaufenden Schmelzbad weg. Die Schmelze folgt der Kapillare, und es entsteht kurzzeitig ein Schmelzeffluss entlang der Vorschubrichtung. Nachdem sich die oszillatorische Bewegungskomponente umgekehrt hat, kommt es zum Zusammenstoß zwischen der Kapillare und der kurzzeitig vorwärtsgerichteten Schmelzbadströmung. Dabei lösen sich Spritzer entgegen der Vorschubrichtung aus dem nachlaufenden Schmelzbad ab (vgl. Tabelle 21). Die Spritzerbreiten (vgl. Bild 61, S. 178) sind bei diesem Entstehungsmechanismus vergleichsweise breit verteilt, wohingegen die Spritzergeschwindigkeiten im Vergleich zu den Werten der anderen Mechanismen mittlere Werte annehmen.

## 8.6 Fazit

Im Kapitel 8 der vorliegenden Arbeit wurde eine experimentelle Methode vorgestellt, anhand derer eine quantitative Untersuchung der Spritzerbildung beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation vorgenommen werden kann. Die Anwendung der Methode wurde anschließend anhand der Analyse des Prozessverhaltens beim Schweißen des Werkstoffs X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) demonstriert. Die Methode basiert auf Bildsequenzen der Prozesszone während des Schweißvorgangs, die mittels eines speziellen Rotationsprüfstandes und einer Hochgeschwindigkeitskamera (vgl. Abschnitt 8.2) aufgezeichnet wurden. Zur automatischen Verarbeitung der Bildsequenzen wurde ein Programm entwickelt, das die Flugbahnen der Schweißspritzer mithilfe des aus Abschnitt 2.6 (vgl. S. 39 ff.) bekannten Multi-Hypothesis-Tracking im Verlauf der Bildsequenz verfolgt. Mit einer an den vorliegenden Anwendungsfall angepassten Kostenfunktion für die Zuordnung zweier Spritzer aus aufeinanderfolgenden Bildern wurde eine robuste Objektverfolgung erreicht.

Durch Anwendung der Methode auf Bildserien einer statistisch geplanten Versuchsreihe und anschließende Regressionsanalyse wurden Korrelationen zwischen den Prozessparametern und der spezifischen (auf die Schweißnahtlänge bezogenen)

Spritzeranzahl hergestellt. Anhand des Regressionsmodells wurden die Haupteinflüsse und Wechselwirkungen der Prozessparameter diskutiert. Es zeigte sich, dass die Spritzeranzahl mit zunehmender Laserleistung und steigenden Oszillationsparametern zunimmt, während eine Steigerung der Vorschubgeschwindigkeit die Zielgröße tendenziell reduziert. Die komplexen Wechselwirkungen der Prozessparameter ließen jedoch keine allgemeingültigen Aussagen zur Wahl eines spritzerarmen Prozessparametersatzes zu, weshalb eine individuelle Optimierung anhand des Regressionsmodells unter Vorgabe spezifischer Randbedingungen im Anwendungsfall nötig ist. Daneben wurden typische Mechanismen der Spritzerentstehung aus den Bildserien und Messdaten abgeleitet, dargelegt und erläutert. Bei diesen handelt es sich erstens um die *Spritzerentstehung durch Materialabtrag*, die auftritt, wenn sich der Brennfleck bei sehr hohen Bahngeschwindigkeiten und mit einer hohen Leistung auf der Trajektorie bewegt. Beim zweiten Entstehungsmechanismus (=Wiedereintritt) werden Spritzer regelmäßig emittiert, wenn der Laserstrahl wieder in das nachlaufende Schmelzbad eintritt, was dann der Fall sein kann, wenn das Verhältnis von Frequenz und Vorschubgeschwindigkeit kleine Werte annimmt. Der dritte Mechanismus hat seine Ursache in der Schmelzeströmung (=Schmelzbaddynamik) und tritt dann auf, wenn die Oszillationsfrequenz hoch und die Amplitude klein gewählt werden, sodass im nachlaufenden Schmelzbad eine oszillierende Dampfkapillare entsteht.



## 9 Zusammenfassung und Ausblick

### 9.1 Zusammenfassung

Die Kombination von hochbrillanter Laserstrahlung und hochdynamischen Scanneroptiken war die Voraussetzung für die Entwicklung der Verfahrensvariante *Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation*, die in einer Vielzahl von wissenschaftlichen Arbeiten adressiert wurde und bereits in einigen wenigen industriellen Anwendungen eingesetzt wird. Zu den Vorteilen des Verfahrens zählt die Flexibilität, mit ein und derselben Systemtechnik stark unterschiedliche Nahtgeometrien zu erzeugen. Demgegenüber steht die gestiegene Komplexität des Prozesses, der nun weitere, die oszillatorische Bewegungskomponente beschreibende Parameter umfasst. Der grundlegende Einfluss dieser zusätzlichen Prozessparameter war bis heute nicht ausreichend verstanden, was einer zielgerichteten fallspezifischen Prozessauslegung entgegenstand. Ein Beitrag zur Schließung dieser Wissenslücke durch simulative und experimentelle Untersuchungen war deshalb Zielsetzung dieser Arbeit. Behandelt wurden dabei drei für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation wichtige Themengebiete: die experimentelle Untersuchung der Scannerdynamik, die Simulation des transienten Temperaturfeldes und die Analyse der Spritzerbildung.

#### *Scannerdynamik*

Zwei Phänomene wirken sich restriktiv auf die Oszillationsfähigkeit von Scannersystemen aus. Einerseits lässt sich eine regelungstechnisch bedingte Amplitudenabweichung beobachten, die mit zunehmender Oszillationsfrequenz und –amplitude stärker ausfällt. Andererseits schaltet das Scannersystem aus Sicherheitsgründen bei zu hoher Leistungsaufnahme, die durch eine Oszillation bei hohen Frequenzen und Amplituden bedingt sein kann, ab. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine auf Markierungsversuchen basierende Vorgehensweise entwickelt, mit deren Hilfe scannerspezifische empirische Modelle für die beiden oben genannten Phänomene abgeleitet werden können. Mithilfe dieser beiden Modelle lassen sich nun

- unterschiedliche Scannersysteme hinsichtlich ihrer Oszillationsfähigkeit quantitativ vergleichen,
- derjenige Oszillationsparameterbereich identifizieren, in dem aufgrund der eingeschränkten Leistungsaufnahme keine Oszillation ausgegeben werden kann, und
- die Einstell-Amplituden des Schweißprozesses modellbasiert vorsteuern, so dass die Amplitudendämpfung kompensiert wird.

Die Methode wurde exemplarisch auf das im Rahmen dieser Arbeit genutzte Scannersystem angewendet, wodurch die Versuchsraumeinschränkungen für die folgenden Versuchsreihen abgeleitet wurden und die Grundlage für die abweichungsfreie Ausgabe von Oszillationstrajektorien in den experimentellen Untersuchungen geschaffen wurde.

### *Temperaturfeldsimulation*

Beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation stellt sich wegen der kontinuierlichen Oszillationsbewegung zu keinem Zeitpunkt ein quasistationäres Temperaturfeld in der direkten Umgebung der Prozesszone ein, weshalb bisher bekannte Modelle hier nicht ohne Weiteres zur Temperaturfeldsimulation herangezogen werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei alternative Ansätze entwickelt und implementiert, die zur Vorhersage von Temperaturfeld und Schweißnahtgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation dienen. Beide Modelle bauen auf dem analytischen Kapillarmodell von SCHULZ (1999) auf, mit dem die Kapillargeometrie beim konventionellen Laserstrahl-Tiefschweißen in Abhängigkeit der Prozess- und Strahlparameter berechnet werden kann.

Der erste Ansatz vernachlässigt die Temperaturabhängigkeit der thermischen Werkstoffkennwerte. Die Oszillationstrajektorie wird in Stützstellen zerlegt, auf denen jeweils Wärmequellen und -senken platziert werden, die wiederum anhand der am jeweiligen Stützpunkt vorherrschenden Bahngeschwindigkeit gegen das entsprechende Temperaturfeld aus dem Kapillarmodell von SCHULZ (1999) und der Zylinderquellenlösung nach ZEFFERER (1997) kalibriert werden. Aufgrund der vereinfachenden

Annahme temperaturinvarianter Werkstoffkennwerte kann das Temperaturfeld bei Kenntnis der wärmequellenspezifischen GREEN'schen Funktion berechnet werden. Die Vorteile dieses Ansatzes sind, dass die Modellstruktur eine direkte Lösung des Wärmeleitungsproblems im gesamten Kontinuum oder in Teilen dessen zu einem beliebigen Zeitpunkt zulässt und dass die Berechnung vollständig parallelisierbar ist.

Der zweite Ansatz basiert auf der Finite-Elemente-Methode und stellt eine Erweiterung der hybriden Modellierung nach PFEIFFER (2010) um eine Temperaturrückkopplung dar, mit der berücksichtigt wird, dass sich die Kapillargeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation beim Eintritt in das nachlaufende Schmelzbad als Folge der erhöhten Temperatur ändert. Zudem bietet die FEM die Möglichkeit, die Temperaturvarianz der Werkstoffkennwerte zu berücksichtigen und Verlustleistungen an den Grenzen des Kontinuums abzubilden. Der genaueren Abbildung des Prozesses mit dem FEM-basierten Ansatz steht als wesentlicher Nachteil eine höhere Rechenzeit gegenüber, die ein Resultat der hohen Anzahl an Freiheitsgraden im zu lösenden Gleichungssystem ist. Dies gilt insbesondere für den im Kontext dieser Arbeit relevanten Fall von hohen Oszillationsfrequenzen in Kombination mit kleinen Fokusdurchmessern.

Der Vergleich der beiden Modellierungsansätze untereinander und mit experimentellen Ergebnissen zeigte, dass sich die FEM-basierte Simulation aufgrund der hohen Rechenzeiten vornehmlich für die Prozessanalyse eignet. Die Modellierung auf Basis der GREEN'schen Funktionen kann hingegen wegen ihrer schnelleren Lösbarkeit auch in Verbindung mit iterativen Verfahren zur Prozessoptimierung eingesetzt werden.

### *Analyse der Spritzerbildung*

Die Bildung von Spritzern während eines Laserstrahl-Schweißprozesses kann zu unerwünschten Nahtigenschaften und einer unzulässigen Verschmutzung der Komponenten des Schweißsystems führen. Aus diesem Grund gilt es, eine hohe Anzahl von Spritzern nach Möglichkeit zu vermeiden. Beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation kann das Spritzeraufkommen je nach Wahl der Prozessparameter stark variieren. Die Zusammenhänge zwischen den Prozessparametern und der Spritzeranzahl

wurden bisher noch nicht erforscht. Um dieses Defizit zu adressieren, wurde im Zuge dieser Arbeit zunächst eine Messmethode für die Spritzeranzahl entwickelt und implementiert. Diese sieht vor, dass Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Prozesszone während des Schweißvorgangs angefertigt werden. Diese werden mittels automatischer Bildverarbeitung analysiert, indem die einzelnen Spritzer mithilfe des Multi-Hypothesis-Tracking verfolgt werden. Anhand der nun vorliegenden Spritzertrajektorien lässt sich unter anderem eine verlässliche Aussage über die Spritzeranzahl tätigen. Ausgehend von derartigen Messungen war es nun möglich, Korrelationen zwischen den Prozessparametern des Schweißprozesses und dem Spritzeraufkommen abzuleiten sowie grundsätzliche Entstehungsmechanismen zu charakterisieren.

### 9.2 Ausblick

Die vorliegende Arbeit schuf mit der methodisch-konzeptionellen Untersuchung von drei für das Schweißen mit Strahloszillation wichtigen Themengebieten wesentliche Grundlagen für das bessere Verständnis der Verfahrensvariante. Anknüpfungspunkte für die weitere Analyse ergeben sich in allen drei Themengebieten:

Die hier vorgestellte Methode zur Ermittlung der Oszillationsfähigkeit eines Scannersystems kann ohne Eingriffsmöglichkeit in das Regelungssystem angewendet werden und dient in erster Linie zur Kompensation der Amplitudendämpfung einer harmonischen Schwingung. Anwenderfreundlicher und zugleich allgemeingültiger wäre die Entwicklung eines modellbasierten Prädiktivreglers für Galvanometerantriebe, der ohne Zutun des Nutzers die dynamischen Fähigkeiten des Scannersystems voll ausschöpft und gleichzeitig einen Schutz vor Überlastung gewährleistet. Auf die Entwicklung eines solchen Reglers zielt das bereits gestartete Forschungsvorhaben *Dynamiksteigerung von Galvanometer-Laserscannern durch modellbasierte Regelung (DynaMoRe)* ab (gefördert von der Bayerischen Forschungstiftung).

Die Anwendung der Messmethode für die Spritzerbildung erforderte in dem hier vorgestellten Kontext einen komplexen Versuchsaufbau, der einen Rotationsprüfstand und eine Hochgeschwindigkeitskamera beinhaltet. Ein großer industrieller Nutzen

wäre gestiftet, wenn das entwickelte Auswerteprogramm zusammen mit einer geeigneten Industriekamera in ein integriertes System zur Prozessüberwachung überführt werden würde, das an heute verfügbare Fest- und Scanneroptiken angebracht werden kann und deren Strahlengang zur Prozessbeobachtung nutzt. Hierzu müssen neben der Hardwareentwicklung softwareseitig zwei zentrale Problemstellungen gelöst werden. Erstens muss das Auswerteprogramm zur Echtzeitfähigkeit hin weiterentwickelt werden, was zum Beispiel durch Lösung der Zuordnungsprobleme auf einer GPU möglich wäre. Der zweite Aspekt betrifft die Integration des Beobachtungssystems in eine Scanneroptik. Da sich in dieser Anwendung der Blickwinkel auf die Prozesszone je nach Bearbeitungsposition im Scanfeld ständig ändert, müssen die während der Laufzeit eingezogenen Bilder rektifiziert und entzerrt werden. Diese Problemstellung erfordert eine besondere Kamerakalibrierung. Hierfür liefert die Arbeit von BRAUNREUTHER ET AL. (2015) einen ersten Ansatz.

Auch im Hinblick auf die vorgestellten Konzepte zur Temperaturfeldsimulation ergeben sich weiterführende Forschungsfragen. In diesem Zusammenhang sollte die Frage beantwortet werden, ob die Rechenzeit der FEM-basierten Simulation – zum Beispiel durch eine angepasste Vernetzung, andere Elementtypen oder Ordnungsreduktionsverfahren – soweit gesenkt werden kann, dass ein Einsatz im Rahmen einer industriellen Prozessauslegung denkbar wird.

Der auf der Methode der GREEN'schen Funktionen basierende Ansatz zur Vorhersage des Temperaturfeldes könnte in Verbindung mit dem Prognosemodell für das Spritzeraufkommen und der Kenntnis über die Oszillationsfähigkeit einer Scanneroptik genutzt werden, um einen Schweißprozess im Vorfeld einer experimentellen Absicherung modellbasiert auszulegen. Ein erstes Konzept hierfür wird im folgenden Abschnitt vorgeschlagen.

#### *Konzept für eine modellbasierte Prozessauslegung*

Um die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Modelle zur Prozessauslegung nutzen zu können, muss im ersten Schritt das Optimierungsziel klar formuliert werden. Eine häufige industrielle Problemstellung ist das Verschweißen zweier Blechlaschen in

Überlappkonfiguration, wobei eine durchgehende Anbindung der minimalen Breite  $b_{an,soll}$  in der Stoßebene an der Koordinate  $z_{an}$  erzielt werden muss. Weitere Anforderungen an den Schweißprozess könnten sein:

- Die Anzahl der Schweißspritzer soll minimiert werden.
- Die für die Fügeaufgabe eingesetzte Leistung  $P$  soll aus Energieeffizienzgründen minimal sein.
- Aus Gründen der Produktivität soll die Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  maximiert werden.

Ausgehend vom Kompensationsmodell des Laserscanners und einem werkstoff- und scannerspezifischen Modell für die Spritzerbildung könnte das iterative Vorgehen der Optimierung anhand der im Bild 68 gezeigten Schritte verlaufen.

Zunächst müssen die (temperaturinvarianten) thermischen Kennwerte des zu verschweißenden Werkstoffes als Eingangsgrößen für die MGF-basierte Temperaturfeldsimulation zur Verfügung gestellt werden. Zudem wird durch den Nutzer die geforderte Schweißnahtbreite  $b_{an,soll}$  in der Tiefe  $z_{an}$  festgelegt. Wird von einer vorgegebenen Laserstrahl-Schweißanlage ausgegangen, stehen nun für die Optimierung der Schweißaufgabe prinzipiell vier variable Prozessparameter – die Laserleistung  $P$ , die Schweiß-Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ , die Oszillationsfrequenz  $f$  und die Oszillationsamplitude  $A$  – zur Verfügung. Um die Anzahl der Freiheitsgrade der Optimierungsaufgabe mit dem Ziel einer kurzen Rechenzeit von vornherein möglichst gering zu halten, könnte die Amplitude  $A$  anhand der geforderten Schweißnahtbreite  $b_{an,soll}$  und des Laserstrahlradius  $\omega_0$  fixiert werden:

$$A = \frac{b_{an,soll} - 2 \cdot \omega_0}{2} \quad (131)$$

Die Laserleistung sollte – wie oben gefordert – aus Gründen der Energieeffizienz auf einen möglichst geringen Wert initialisiert werden, die Vorschubgeschwindigkeit hingegen auf das im Modell für die Spritzerbildung beinhaltete Maximum.

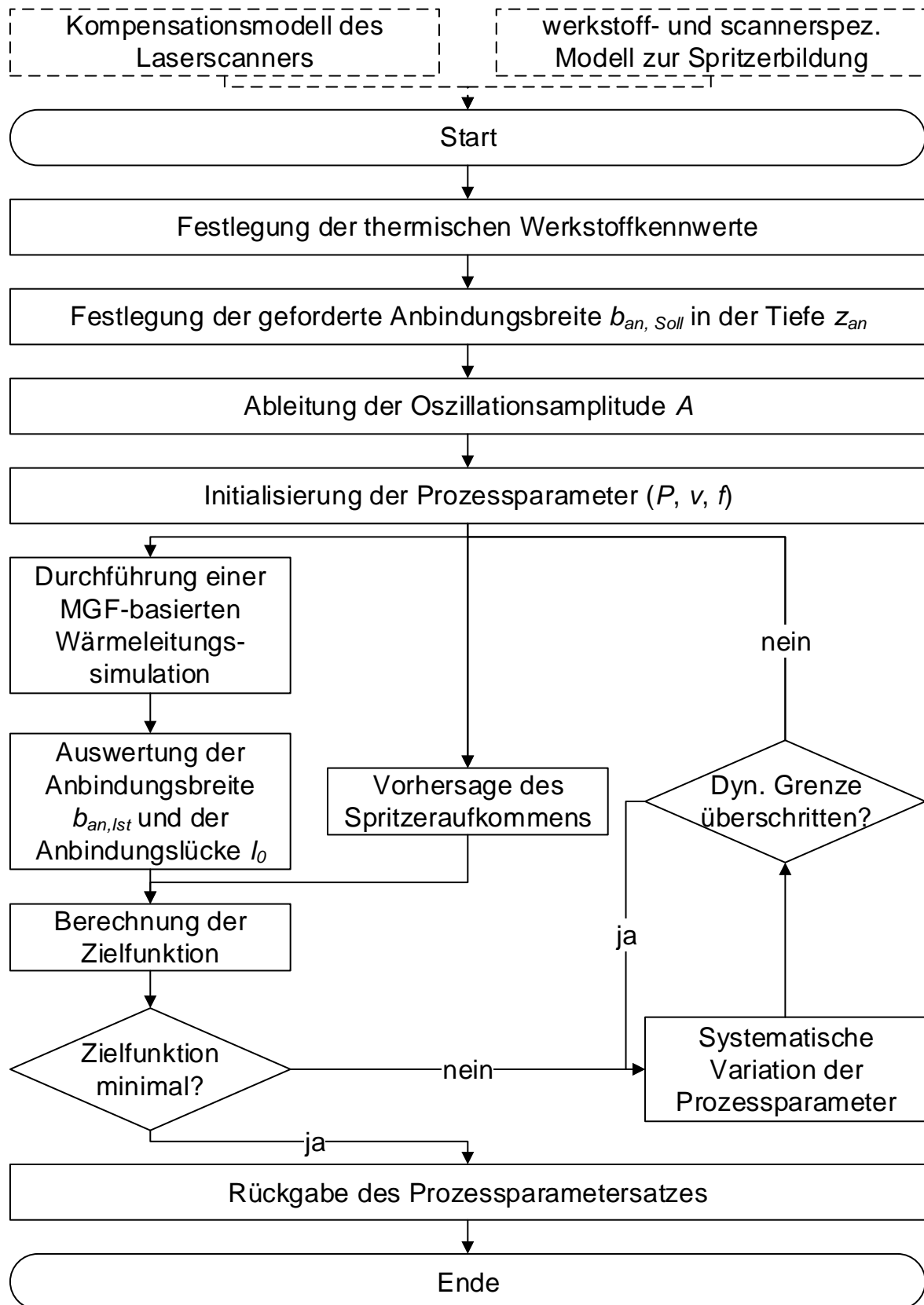


Bild 68: Ablaufschaubild der modellbasierten Prozessoptimierung für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation anhand der Modelle für die Scannerdynamik, die Spritzerbildung und die Ausbildung des Temperaturfeldes

Die Frequenz könnte allein auf Basis des Dampfkapillarmodells so initialisiert werden, dass bei der initial festgelegten Kombination von Laserleistung, Schweiß-Vorschubgeschwindigkeit und Amplitude, die die maximale Bahngeschwindigkeit auf der Oszillationstrajektorie determinieren, gerade noch bis in die Tiefe  $z_{an}$  eingeschweißt wird. Nachdem die Initialwerte der Prozessparameter festgelegt wurden, kann nun der iterative Teil der Prozessauslegung starten.

In jedem Iterationsschritt wird eine Wärmeleitungssimulation mit der aus Abschnitt 7.2 (vgl. S. 124 ff.) bekannten MGF-basierten Methode durchgeführt, in der die Temperaturfelder in der Stoßfläche ( $z = z_{an}$ ) aller Diskretisierungsschritte zweier aufeinanderfolgender Oszillationsperioden berechnet werden. Mit den so gewonnenen Temperaturfeldern wird bewertet, ob die geometrischen Schweißnahtanforderungen an die Durchgängigkeit und eine minimale Breite bereits erreicht wurden, indem die Größen  $b_{an,Ist}$  und  $l_0$  aus den kombinierten Temperaturfeldern ermittelt werden (vgl. Bild 69), wobei unter einer Kombination in diesem Zusammenhang der maximal im Zeitverlauf aufgetretene Temperaturwert verstanden wird. Die nach der Kombination nötige Segmentierung der Temperaturfelder in aufgeschmolzene und nicht aufgeschmolzene Bereiche geschieht anhand der folgenden Schwellwertbedingung:

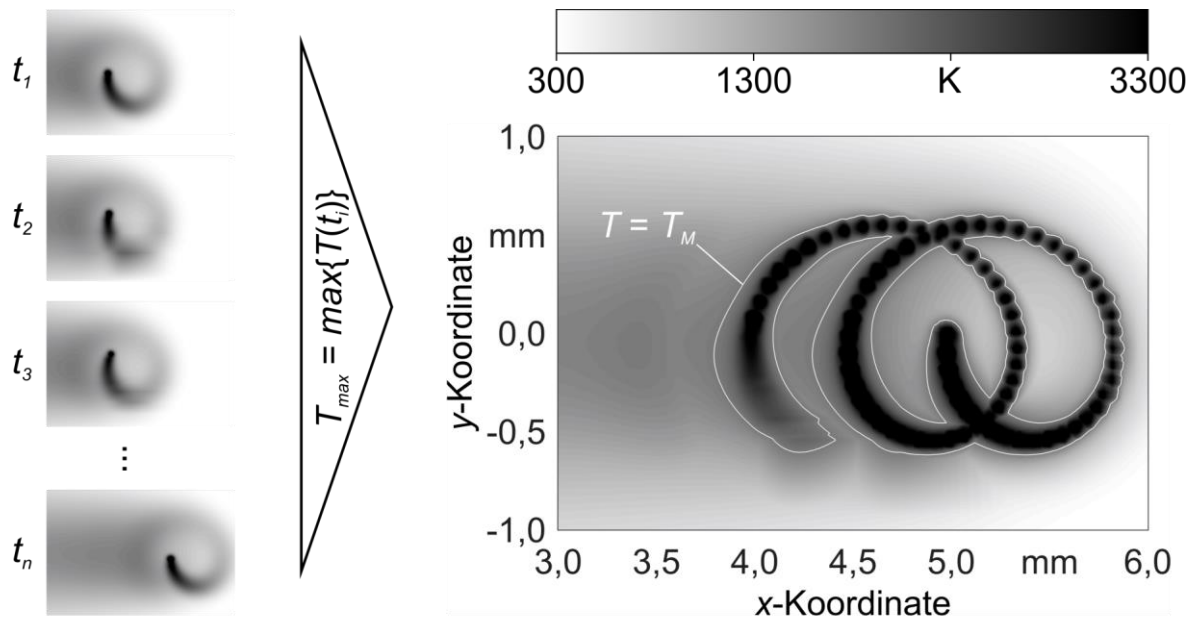
$$y = \begin{cases} 0 & \text{für } T < T_M \\ 1 & \text{für } T \geq T_M \end{cases} \quad (132)$$

Parallel zur Temperaturfeldsimulation wird die spezifische Spritzeranzahl für den gegebenen Parametersatz anhand des werkstoff- und scannerspezifischen Modells für die Spritzerbildung geschätzt.

Um alle oben genannten Anforderungen gleichermaßen bei der Optimierung zu berücksichtigen, bietet es sich an, der Optimierung eine Zielfunktion der folgenden Form zugrunde zu legen:

$$Z = \frac{n_{Sp}}{n_{Sp,max}} + \frac{v_{s,max} - v_s}{v_{s,max} - v_{s,min}} + \frac{P - P_{min}}{P_{max} - P_{min}} + \frac{l_0}{l_{mess}} + \max \left\{ 0; \frac{b_{an,Soll} - b_{an,Ist}}{b_{an,Soll}} \right\} \quad (133)$$





Schwellwertbedingung

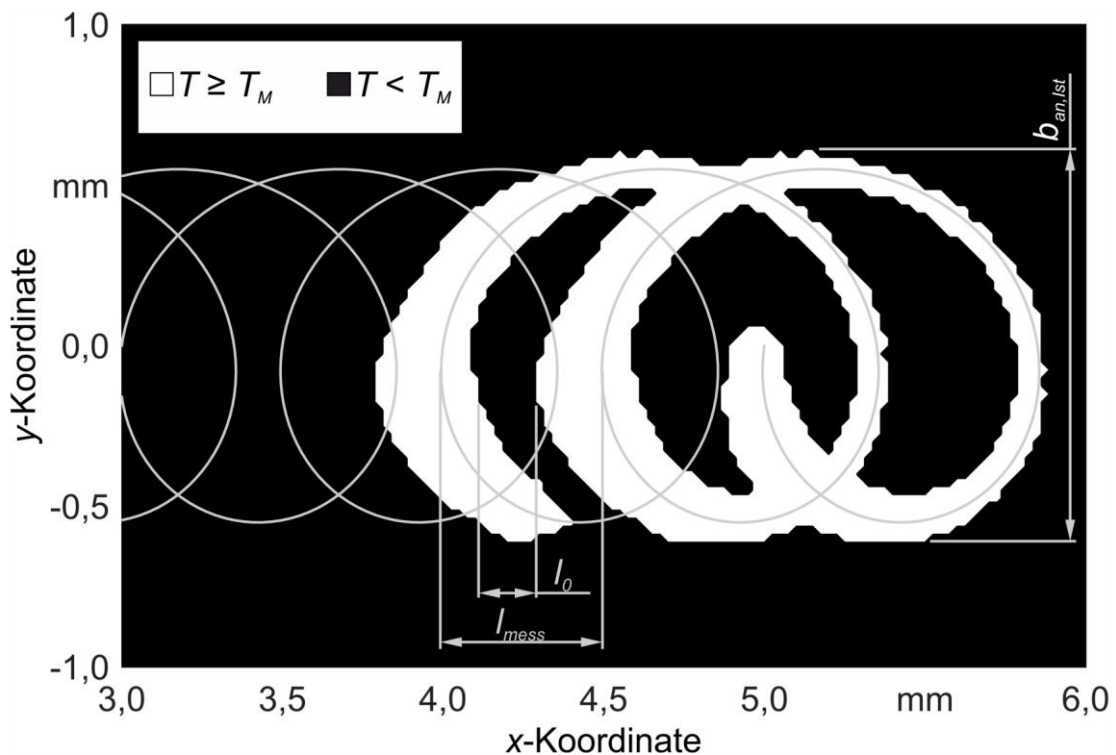


Bild 69: Bestimmung der Größen  $l_0$  und  $b_{an,Ist}$  aus den verknüpften Temperaturfeldern zweier aufeinanderfolgender Oszillationsperioden; Simulationsparameter: Werkstoff: X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.); Laserstrahlquelle YLR-3000 SM und Scanneroptik Fiber Elephant 36 SiC (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.)

Darin wird die spezifische Spritzeranzahl  $n_{sp}$  auf die im Gültigkeitsbereich des Modells für die Spritzerbildung maximal auftretende Spritzeranzahl  $n_{sp,max}$  normiert. Alle weiteren Größen, die additiv in die Zielfunktion eingehen, werden ebenfalls normiert, sodass alle Summanden optimalerweise zu null werden können.

Die mit dem Zielfunktionswert  $Z$  bewertete Prozessparameterkombination muss anschließend mit bisherigen Varianten verglichen werden, um festzustellen, ob der Zielfunktionswert minimal geworden ist. Ist das der Fall, dann endet die Optimierung mit der Rückgabe des aktuellen Parametersatzes. Wurde noch kein Minimum erreicht, folgt eine systematische Variation der freien Prozessparameter. Hierfür bietet es sich an, auf ein nicht-Gradienten-basiertes Verfahren, beispielsweise einen genetischen Algorithmus, zurückzugreifen, da eine nichtlineare und unstetige Abhängigkeit der Größen  $b_{an,ist}$  und  $l_0$  von den Prozessparametern nicht ausgeschlossen werden kann. Zuletzt muss die neu generierte Prozessparameterkombination mithilfe des Dynamikmodells des Laserscanners überprüft und gegebenenfalls angepasst werden, um eine unzulässig hohe Leistungsaufnahme aufgrund der aktuellen  $f$ - $A$ -Kombination zu vermeiden, bevor die Optimierung in die nächste Iteration übergeht.

### 9.3 Anwendungsbezogene Bewertung

Die Frage, ob das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation unter Beachtung von technischen und wirtschaftlichen Kriterien eine gute Wahl darstellt, muss fallspezifisch beantwortet werden. Im Allgemeinen sind es drei Vorteile, die den Einsatz der Verfahrensvariante und der dafür geeigneten Systemtechnik begründen können. Bei diesen handelt es sich um

- die Steigerung der Schweißnahtqualität,
- die erweiterten Möglichkeiten der Schweißnahtgestaltung und
- eine flexiblere Nutzung der Systemtechnik für unterschiedliche Bearbeitungsprozesse.

Die drei Aspekte sollen im Folgenden anhand von Anwendungsbeispielen erläutert werden.

Beim Fügen von schwer strahlschweißbaren Werkstoffen, wie zum Beispiel hochreinem Kupfer in elektrotechnischen oder elektronischen Bauteilen (SCHMIDT ET AL. 2012, WIEDENMANN ET AL. 2013, SCHMIDT 2015), kann das wärmearme und vollautomatische Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation zu einer deutlichen Qualitätssteigerung der Fügeverbindung beitragen. Aufgrund der hohen Intensität des stark fokussierten Laserstrahls gelingt in den genannten Beispielen die Einkopplung in den hochreflektiven Kupferwerkstoff im Vergleich zum Laserstrahlschweißen mit konventionellen Strahlquellen. Durch die Strahloszillation und das damit verbundene mehrfache Überstreichen von bereits geschmolzenem Werkstoff werden Schmelzauswürfe und Poren effektiv reduziert und eine hohe Oberflächengüte der Schweißnaht wird gewährleistet. Die Verfahrensvariante liefert in diesem Beispiel also einen Zugewinn an Qualität gegenüber dem konventionellen Laserstrahlschweißen.

Ein Charakteristikum des Laserstrahl-Tiefschweißens ist das hohe Aspektverhältnis der Schweißnaht. Dieses ist insbesondere dann von Vorteil, wenn große Einschweiß-tiefen zum einlagigen Verschweißen von dickwandigen Bauteilen im Stumpfstoß gefordert werden. Aus dem hohen Aspektverhältnis wird jedoch ein Nachteil, wenn gegensätzliche Anforderungen gegeben sind. Beim Kontaktieren von Batteriezellen mit elektrischen Leitern muss beispielsweise in dünnwandige Pole eingeschweißt werden, wobei eine große Anbindungsfläche für eine ausreichend hohe elektrische Leitfähigkeit des Kontaktes benötigt wird. In diesem Fall ist ein geringes Aspektverhältnis der Schweißnaht erforderlich, wobei andere stoffschlüssige Fügeverfahren, die im Hinblick auf die Schweißnahtgeometrie für diese Fügeaufgabe prinzipiell geeignet wären, wegen einer zu hohen thermischen Belastung der Batterie (Lichtbogenschweißen), der fehlenden Kompatibilität mit den Leiterwerkstoffen (Widerstandsschweißen) oder geometrischen Restriktionen (Ultraschallschweißen) als Alternative ausscheiden. Durch den Einsatz der Strahloszillation wird das Laserstrahlschweißen im Dauerstrichbetrieb für die Zellkontaktierung anwendbar. Die Wahl geeigneter Oszillationsparameter garantiert eine ausreichend breite Anbindung der Fügestelle, während die maximal zulässige Einschweißtiefe reproduzierbar eingehalten wird (MEHLMANN ET AL. 2013, GEDICKE ET AL. 2010, SCHMIDT 2015). In diesem Beispiel

ist die Möglichkeit, bisher nicht darstellbare Schweißnahtgeometrien zu erzeugen, folglich der ausschlaggebende Grund für den Einsatz der Oszillationstechnologie.

Ist eine Laser-Materialbearbeitungsanlage mit der aus dieser Arbeit bekannten Systemtechnik (vgl. Abschnitt 5.2, S. 99 ff.) ausgestattet, dann ist diese Anlage neben dem Laserstrahlschweißen auch für weitere Bearbeitungsprozesse, wie das Laserstrahl-Abtragschneiden (MUSIOL 2015) oder unterschiedliche Formen der Fügeflächenvorbehandlung (HECKERT & ZAEH 2014), nutzbar. Am Beispiel eines Plattenwärmetauschers stellte HATWIG (2014, S. 126 ff.) den Vergleich der Wirtschaftlichkeit zwischen der in einer flexiblen Anlage kombinierten Laserstrahlschweiß- und -schneidbearbeitung und einer konventionellen Fertigungsprozesskette an. Unter den gegebenen Randbedingungen kam er zu dem Schluss, dass eine Produktion mit der flexiblen Laser-Materialbearbeitungsanlage den höchsten Gewinn abwirft. Auch wenn dieses Ergebnis keine allgemeine Gültigkeit besitzt, so zeigt es dennoch, dass die Investition in die für die Strahloszillation nötige Systemtechnik nicht nur bei Produkten, die ohne eine solche Systemtechnik gar nicht herstellbar wären, rentabel sein kann. Vor allem dann, wenn häufig wechselnde Schweißaufgaben mit derselben Anlage bearbeitet werden müssen, scheint die Investition in eine flexible, zum Schweißen mit überlagerter Strahloszillation fähige Systemtechnik sinnvoll. Dabei entstehen häufig nur geringfügige Mehrkosten, da viele der heutigen Scanneroptiken bereits über eine Oszillationsfunktion – wenn auch ohne Kompensation der Amplitudendämpfung (vgl. Kapitel 6, S. 107 ff.) – verfügen. Die Beispiele zeigen, dass mit der für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation benötigten Systemtechnik ein sehr breites Spektrum an Fertigungsprozessen umgesetzt werden kann. In einer übergeordneten, das gesamte Produktspektrum umfassenden Kostenbetrachtung kann hieraus, trotz potentiell höherer Investitionskosten für die Strahlquelle und die Scanneroptik (vgl. Bild 70), ein monetärer Vorteil entstehen.

Auch die Frage nach dem wirtschaftlichen Nutzen der in dieser Arbeit vorgestellten Methoden und Modelle erfordert eine differenzierte Diskussion.

Die Analyse der Oszillationsfähigkeit einer Scanneroptik und die Ableitung eines entsprechenden Kompensationsmodells für die Amplitudendämpfung sind für alle

Anwender der Strahloszillation zu empfehlen, sofern entsprechende Maßnahmen nicht bereits vonseiten des Scannerherstellers getroffen wurden. Der Aufwand für eine derartige Analyse ist einmalig und beschränkt sich auf wenige Versuchstage. Jedoch lässt sich erst mit Kenntnis der Oszillationsfähigkeit des Scannersystems ein Schweißprozess mit definierter Oszillationsamplitude durchführen.

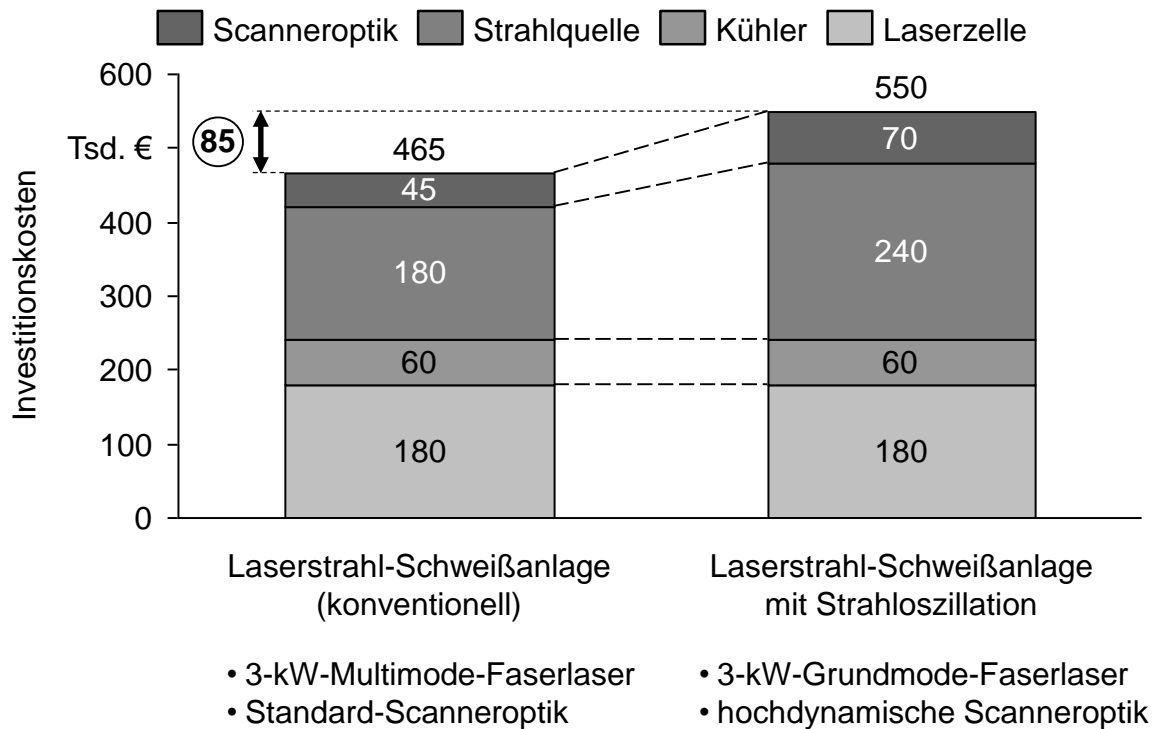


Bild 70: Beispielhafter Vergleich einer konventionellen Laserschweißanlage und einer Laserschweißanlage mit Systemtechnik für die Strahloszillation anhand der Investitionskosten (in Anlehnung an SCHMIDT (2015, S. 153))

Die anwendungsbezogene Bewertung der Temperaturfeldsimulation nach dem im vorherigen Abschnitt 9.2 beschriebenen Schema fällt für die beiden Modellierungskonzepte unterschiedlich aus. Während die FEM-Simulation mit heute verfügbarer Rechnertechnik für eine industrielle Anwendung noch zu lange dauert, bietet sich die MGF-Simulation aufgrund der zeitlich und örtlich flexiblen Lösung für eine iterative Prozessauslegung an (vgl. Abschnitt 7.4.4, S. 164 ff.). Da die experimentelle Validierung der MGF-Simulationsergebnisse (vgl. Abschnitt 7.4.3, S. 152 ff.) zeigte, dass die Schweißnahtabmessungen in aller Regel unter- und nicht überschätzt werden, ist der Anwender mit diesem Simulationsansatz auf der sicheren Seite, wenn es um die Auslegung einer vollflächigen Anbindung geht (vgl. Abschnitt 9.2). Kritisch ist die

MGF-Simulation jedoch dann zu betrachten, wenn ein Schweißprozess ausgelegt werden soll, bei dem die maximal zulässigen Schweißnahtabmessungen (z. B. maximale Einschweißtiefe in einen Zellpol) begrenzt sind. Denn eine simulative Unterschätzung hätte in diesem Fall unter Umständen ein Überschreiten der zulässigen Werte im realen Prozess zur Folge. Eine vollfaktorielle experimentelle Untersuchung des Zusammenhangs zwischen den Prozessparametern und der Schweißnahtgeometrie im gesamten Parameterspektrum wäre im Kontext einer Prozessentwicklung aufgrund der mindestens vier Einflussgrößen ( $f$ ,  $A$ ,  $P$ ,  $v_s$ ) äußerst aufwendig. Deshalb bietet es sich an, die MGF-Simulation im Vorfeld der Parameterqualifizierung zur Einschränkung des experimentell abzutestenden Versuchsraumes zu nutzen, um die Kosten für die Durchführung der experimentellen Untersuchungen zu begrenzen.

Die Ableitung eines Modells für die Spritzerbildung ist ebenfalls mit einem höheren Aufwand verbunden. Denn hierfür ist eine umfassende Versuchsreihe mit einem komplexen Versuchsaufbau (vgl. Abschnitt 8.2, S. 169 ff.) notwendig. Sofern mit Strahloszillation geschweißt werden soll und Schweißspritzer robust vermieden werden müssen, scheint dieser Aufwand jedoch gerechtfertigt. Denn die experimentelle Optimierung eines Prozesses mit mindestens vier Prozessparametern nach dem Trail-and-Error-Prinzip und ohne quantitative Messmethode für die Spritzerbildung hat wenig Aussicht auf Erfolg und kann – wenn überhaupt – nur mit einem großen experimentellen Aufwand oder einem hohen Maß an Erfahrungswissen gelingen. Vor allem dann, wenn häufiger Bauteile desselben Werkstoffs verarbeitet werden oder eine größere Produktionsserie vorbereitet wird, sollte der Aufwand zur Ableitung eines werkstoffspezifischen Modells für die Spritzerbildung in Kauf genommen werden, weil hierdurch Folgekosten für weitere Einrichtvorgänge, nachgelagerte Qualitätskontrollen, Verbrauchsmaterialien (z. B. Schutzgläser) sowie die Instandhaltung der mit der Zeit durch Schweißspritzer verschmutzenden Spanntechnik reduziert werden können.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit der vorliegenden Arbeit ein Beitrag zum besseren Verständnis der Vorgänge bei der komplexen Verfahrensvariante des *Laserstrahlschweißens mit überlagerter Strahloszillation* geleistet wurde. Dieser Beitrag bietet eine Hilfestellung, um den Schweißprozess in zukünftigen Anwendungen

mit einem systematischen und zielgerichteten Vorgehen auslegen zu können und um schließlich die heute verfügbare Systemtechnik in stärkerem Maße industriell nutzbar zu machen.





## 10 Literaturverzeichnis

### ABRAMOWITZ 2007

Abramowitz, M.: Handbook of mathematical functions: With formulas, graphs, and mathematical tables. 9. Aufl. New York: Dover Publ 2007. ISBN: 978-0-48661-272-0. (Dover books on mathematics).

### ALBERT ET AL. 2013

Albert, F.; Baum, S.; Müller, A.; Sievi, P.; Rethmeier, M.: Nahtgeführtes Laserstrahl-Remoteschweißen mit Strahloszillation. Schweißen und Schneiden 65 (2013) 9, S. 631-635.

### ANGSTENBERGER 2012

Angstenberger, B.: Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten. Diss. Universität Stuttgart. München: Utz 2012. ISBN: 3-89675-861-6. (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW 263).

### AUER 2004

Auer, F.: Methode zur Simulation des Laserstrahlschweißens unter Berücksichtigung der Ergebnisse vorangegangener Umformsimulationen. Diss. Technische Universität München (2004). München: Utz 2005. ISBN: 3-8316-0485-1. (Forschungsberichte *iwb* 192).

### BABU ET AL. 2007

Babu, N. K.; Raman, S. G.; Murthy, C. V.; Reddy, G. M.: Effect of beam oscillation on fatigue life of Ti-6Al-4V electron beam weldments. Materials Science and Engineering: A Vol. 471 (2007) 1-2, S. 113-119.

### BACHMANN ET AL. 2014

Bachmann, M.; Avilov, V.; Gumenyuk, A.; Rethmeier, M.: Experimental and numerical investigation of an electromagnetic weld pool support system for high power laser beam welding of austenitic stainless steel. Journal of Materials Processing Technology Vol. 214 (2014) 3, S. 578-591.

### BECK 1996

Beck, M.: Modellierung des Lasertiefschweißens. Diss. Universität Stuttgart (1996). Stuttgart: Teubner 1996. ISBN: 3-519-06218-6. (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).

### BECKER 1995

Becker, D.: Wechselwirkung von Wärmeleitung, Hydrodynamik und Verdampfung beim Tiefschweißen mit Laserstrahlung. Diss. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1994). Aachen: Shaker 1995. ISBN: 3-82650-407-0. (Berichte aus der Lasertechnik).

### BENDAOUZ ET AL. 2014

Bendaoud, I.; Matteï, S.; Cicala, E.; Tomashchuk, I.; Andrzejewski, H.; Salamand, P.; Mathieu, A.; Bouchaud, F.: The numerical simulation of heat transfer during a hybrid laser-MIG welding using equivalent heat source approach. Optics & Laser Technology Vol. 56 (2014) 3, S. 334-342.

BEREND ET AL. 2005

Berend, O.; Haferkamp, H.; Meier, O.; Engelbrecht, L.: High-Frequency Beam Oscillating to Increase the Process Stability during Laser Welding with High Melt Pool Dynamics. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 24<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2005). Miami, FL, USA, 31. Oktober - 03. November 2005. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2005, S. 1032-1041.

BEYER 1995

Beyer, E.: Schweißen mit Laser. Berlin: Springer 1995. ISBN: 3540526749.

BEYER ET AL. 2012

Beyer, E.; Mahrle, A.; Lütke, M.; Standfuß, J.; Brückner, F.: Innovation in high power fiber laser applications. In: Honea, E. C. et al. (Hrsg.): Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications. SPIE Photonics West. San Fransisco, CA, USA, 21.-26. Januar 2012. Bellingham, WA, USA: SPIE 2012. ISBN: 9780819488800.

BLEY ET AL. 2007

Bley, H.; Weyand, L.; Luft, A.: An Alternative Approach for the Cost-efficient Laser Welding of Zinc-coated Sheet Metal. CIRP Annals - Manufacturing Technology Vol. 56 (2007) 1, S. 17-20.

BLOBEL & LOHRMANN 1998

Blobel, V.; Lohrmann, E.: Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse. Stuttgart, Leipzig: Teubner 1998. ISBN: 9783935702669.

BRANNER 2010

Branner, F.: Modellierung transienter Effekte in der Struktursimulation von Schichtbauverfahren. Diss. Technische Universität München (2010). München: Utz 2010. ISBN: 978-3-8316-4071-3. (Forschungsberichte *iwb* 246).

BRAUNREUTHER ET AL. 2015

Braunreuther, S.; Hammerstingl, V.; Schweier, M.; Theodossiadis, G.; Reinhart, G.; Zaeh, M. F.: Welding joint detection by calibrated mosaicking with laser scanner systems. CIRP Journal of Manufacturing Science and Technology Vol. 10 (2015) o. Nr., S. 16-23.

BMBF 2012A

Bundesministerium für Forschung und Bildung (Hrsg.): Laserstrahlschweißen von Kupferbauteilen mit brillanten Strahlquellen im infraroten und grünen Wellenlängenbereich - Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben CuBriLas. <[http://www.ot-mabilas.de/wp-content/uploads/2013/06/2013\\_06\\_04\\_Abschlussbericht\\_CuBriLas\\_GV\\_deutsch.pdf](http://www.ot-mabilas.de/wp-content/uploads/2013/06/2013_06_04_Abschlussbericht_CuBriLas_GV_deutsch.pdf)> - 13.07.2013.

BMBF 2012B

Bundesministerium für Forschung und Bildung (Hrsg.): Untersuchungen zum Schweißen von Mischverbindungen mit brillanten Laserstrahlquellen - Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben WELDIMA. <[http://www.ot-mabilas.de/wp-content/uploads/2013/07/130422\\_WELDIMA\\_Gesamtbericht\\_de.pdf](http://www.ot-mabilas.de/wp-content/uploads/2013/07/130422_WELDIMA_Gesamtbericht_de.pdf)> - 13.07.2013.

## BOX &amp; COX 1964

Box, G. E. P.; Cox, D. R.: An Analysis of Transformation. Journal of the Royal Statistical Society Vol. 26 (1964) 2, S. 211-252.

## CAI &amp; XIAO 2011

Cai, H.; Xiao, R.: Comparison of Spatter Characteristics in Fiber and CO<sub>2</sub> Laser Beam Welding of Aluminium Alloy. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 30<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2011). Orlando, FL, USA, 23.-27. Oktober 2011. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2011, S. 150-158. ISBN: 9780912035949.

## CARSLAW &amp; JAEGER 1959

Carlslaw, H. S.; Jaeger, J. C.: Conduction of Heat in Solids. 2. Aufl. London: Oxford University Press 1959.

## CHANG 2000

Chang, C.-L.: Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik. Diss. Universität Stuttgart (2000). München: Utz 2000. ISBN: 9783896758255. (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).

## CHOI ET AL. 2010

Choi, K.-D.; Ahn, Y.-N.; Kim, C.: Weld strength improvement for Al alloy by using laser weaving method. Journal of Laser Applications Vol. 22 (2010) 3, S. 116-119.

## CONN ET AL. 2000

Conn, A. R.; Gould, N. I. M.; Toint, P. L.: Trust-Region Methods. Society for Industrial and Applied Mathematics 2000. ISBN: 9780898714609

## COURTOIS ET AL. 2013

Courtois, M.; Carin, M.; Le Masson, P.; Gaied, S.; Balabane, M.: A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding. Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 46 (2013) 50, S. 1-14.

## CUNDY &amp; ROLLETT 1981

Cundy, H. M.; Rollett, A. P.: Mathematical Models. 3. Aufl. Norfolk: Tarquin Publications 1981. ISBN: 9780906212202.

## DAUB ET AL. 2010

Daub, R.; Wiedenmann, R.; Mahrle, A.; Duong, J.; Zaeh, M. F.: Influence on the Efficiency of the Heat Conduction Mode Laser Beam Welding Process regarding different Laser Spot Geometries. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 29<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2010). Anaheim, CA, USA, 26.-30. September 2010. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2010. ISBN: 9780912035888.

## DAUB 2012

Daub, R.: Erhöhung der Nahttiefe beim Laserstrahl-Wärmeleitungsschweißen von Stählen. Diss. Technische Universität München. München: Utz 2012. ISBN: 9783831641994. (Forschungsberichte *iwb* 263).

### DAUSINGER 1995

Dausinger, F.: Strahlwerkzeug Laser: Energiekopplung und Prozesseffektivität. Habil. Universität Stuttgart (1995). Stuttgart: Teubner 1995. ISBN: 3519062178. (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).

### DENAVIT & HARTENBERG 1955

Denavit, J.; Hartenberg, R.: A kinematic notation for lower-pair mechanisms based on matrices. Journal of Applied Mechanics Vol. 23 (1955) 2, S. 215-221.

### DILTHEY 2005

Dilthey, U.: Schweißtechnische Fertigungsverfahren 2. Verhalten der Werkstoffe beim Schweißen. 3. Aufl. Berlin: Springer 2005. ISBN: 354021674X. (VDI-Buch).

### DIN 66001

DIN 66001:1983-12: Informationsverarbeitung; Sinnbilder und ihre Anwendung. Berlin: Beuth 1983.

### DIN 8580

DIN 8580: Fertigungsverfahren: Begriffe, Einteilung. Berlin: Beuth 2003.

### DIN EN ISO 11146-1

DIN EN ISO 11146-1:2005-04: Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für Laserstrahlabmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen - Teil 1: Stigmatische und einfach astigmatische Strahlen. Berlin: Beuth 2005.

### DIN EN 10088-1

DIN EN 10088-1: Nichtrostende Stähle - Teil 1: Verzeichnis der nichtrostenden Stähle. Berlin: Beuth 2005.

### DIN EN 10088-2

DIN EN 10088-2: Nichtrostende Stähle - Teil 2: Technische Lieferbedingungen für Blech und Band aus korrosionsbeständigen Stählen für allgemeine Verwendung. Berlin: Beuth 2005.

### DIN EN ISO 11145

DIN EN ISO 11145: Optik und Photonik - Laser und Laseranlagen - Begriffe und Formelzeichen. Berlin: Beuth 2008.

### DOWDEN 2009

Dowden, J. (Hrsg.): The Theory of Laser Materials Processing. Dordrecht: Springer 2009. ISBN: 9781402093401. (Springer Series in Materials Science 119).

### DOYNOV ET AL. 2007

Doynov, N.; Ossenbrink, R.; Schmidt, J.; Michailov, V.: Utilization of weld pool models in thermal-mechanical simulations. In: Cerjak, H. et al. (Hrsg.): Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Seminar "Numerical Analysis of Weldability". Graz: Verlag der Technischen Universität Graz 2007, S. 925-938. ISBN: 9783902465696.

## DVS 2002

Deutscher Verein für Schweißen und verwandte Verfahren e. V. (Hrsg.): Elektronenstrahlschweißen mit Zusatzwerkstoff unter Anwendung der frei programmierbaren Ablenktechnik - Schlussbericht zum AiF-Forschungsvorhaben Nr. 12.740 BR. 01.12.2000 - 30.11.2002.

## DVS 2004

Deutscher Verein für Schweißen und verwandte Verfahren e. V. (Hrsg.): Hochfrequentes Strahlpendeln zur Erhöhung der Prozessstabilität beim Laserstrahlschweißen mit hoher Schmelzbaddynamik - Schlussbericht zum AiF-Forschungsvorhaben Nr. 13600 N. 01.03.2004 - 31.05.2006.

## DVS 2006

Deutscher Verein für Schweißen und verwandte Verfahren e. V. (Hrsg.): Schweißnahtqualität und Anwendungspotentiale beim Remote-Welding mit hoher Leistung - Schlussbericht zum AiF-Forschungsvorhaben Nr. 13.953 / 4. 01.08.20014 - 31.07.2006.

## DVS 2009

Deutscher Verein für Schweißen und verwandte Verfahren e. V. (Hrsg.): Anwendung der Mehrstrahltechnik zur Reduzierung der Eigenspannungen bei EB- und LB-geschweißten Bauteilen - Schlussbericht zum AiF-Forschungsvorhaben Nr. 16.139 N. 01.07.2009 - 30.06.2011.

## DVS 2012

Deutscher Verein für Schweißen und verwandte Verfahren e. V. (Hrsg.): Wärmearmes Schweißen von Aluminium mit hoher Spaltüberbrückbarkeit durch Strahlmodulation beim Schweißen mit hoch fokussierenden Festkörperlasern mit Zusatzwerkstoff - Zwischenbericht zum AiF-Forschungsvorhaben Nr. 17.558 N. 01.11.2012 - 31.10.2014.

## ENGLER 2014

Engler, S.: New Approaches for reliable Laser Welding of Copper Materials. International Laser Technology Congress (AKL'14). Aachen, 7.-9. Mai 2014.

## EP 0889769B1

Schutzrecht EP 0889769B1 Patentschrift (16.10.2002). Fraunhofer-Gesellschaft zur Förderung der angewandten Forschung e.V.; Crea, centre de Recherches et d'Etudes d'Arcueil. Pr.: DE19610242 1996-3-15. – Koerber, C.; Menager, T.; Deshors, G.: Verfahren zum Fügen von Werkstücken mit Laserstrahlung.

## EP 2191926B1

Schutzrecht EP 2191926B1 Patentschrift (13.04.2014). Deutsche Bahn AG. Pr.: DE102008059419 2008-11-27. – Martin, A.: Verfahren zum Schweißen von Bauteilen mittels eines Elektronenstrahls mittels hochfrequenter Strahlableitung.

## EURO LASER 2005

N., N.: Mit RobScan in die Serie. Euro Laser o. Jhg. (2005) 6, S. 20-24.

## EURO LASER 2011

N., N.: Doppel-Wobble. Euro Laser o. Jhg. (2011) 3, S. 34-35.

FABBRO & CHOUF 2000A

Fabbro, R.; Chouf, K.: Dynamical description of the keyhole in deep penetration laser welding. *Journal of Laser Applications* Vol. 12 (2000) 4, S. 142-148.

FABBRO & CHOUF 2000B

Fabbro, R.; Chouf, K.: Keyhole modeling during laser welding. *Journal of Applied Physics* Vol. 87 (2000) 9, S. 4075-4083.

FAHRMEIR ET AL. 2009

Fahrmeir, L.; Kneib, T.; Lang, S.: *Regression*. 2 Aufl. Berlin: Springer 2009. ISBN: 978-3-642-01836-7. (Statistik und ihre Anwendungen).

FISHER 1935

Fisher, R. A.: *The Design of Experiments*. London: Oliver and Boyd 1935.

FLETCHER & REEVES 1964

Fletcher, R.; Reeves, C. M.: Function minimization by conjugate gradients. *The Computer Journal* Vol. 7 (1964) 2, S. 149-154.

FRANCO ET AL. 2014

Franco, A.; Romoli, L.; Musacchio, A.: Modelling for predicting seam geometry in laser beam welding of stainless steel. *International Journal of Thermal Sciences* Vol. 79 (2014) 5, S. 194-205.

GÄRTNER & WEBER 2009

Gärtner, P.; Weber, R.: Spatter Formation and Keyhole Observation with High Speed Cameras - Better Understanding of the Keyhole Formation. In: *Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 28<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2009)*. Orlando, FL, USA, 02.-05. November 2009. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2009, S. 339-342. ISBN: 9780912035598

GEDICKE ET AL. 2007

Gedicke, J.; Olowinsky, A.; Artal, J.; Gillner, A.: Influence of Temporal and Spatial Laser Power Modulation on Melt Pool Dynamics. In: *Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 26<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2007)*. Orlando, FL, USA, 02.-05. November 2007. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2007, S. 816-822. ISBN: 9780912035888.

GEDICKE ET AL. 2010

Gedicke, J., Olowinsky, A., Gillner, A.: Micro ring welding as an alternative to laser spot welding. *The Laser User* Vol. 59 (2010) 4, S. 32-33.

GERY ET AL. 2005

Gery, D.; Long, H.; Maropoulos, P.: Effects of welding speed, energy input and heat source distribution on temperature variations in butt joint welding. *Journal of Material Processing Technology* Vol. 167 (2005) 2, S. 393-401.

## GLADUSH &amp; SMUROV 2011

Gladush, G. G.; Smurov, I.: Physics of Laser Materials Processing. Berlin: Springer 2011. ISBN: 9783642192425. (Springer Series in Materials Science 146).

## GOLDAK ET AL. 1984

Goldak, J.; Chakravarti, A.; Bibby, M.: A new finite element model for welding heat sources. Metallurgical Transactions B Vol. 15 (1984) 2, S. 299-305.

## GREWAL &amp; ANDREWS 2011

Grewal, M. S.; Andrews, A. P.: Kalman Filtering. Theory and Practice Using MATLAB. 3. Aufl. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons 2008. ISBN: 9780470173664.

## GU 2010

Gu, H.: Laser lap welding of zinc coated steel sheet with laser-dimple technology. Journal of Laser Applications Vol. 22 (2010) 3, S. 87-91.

## GU &amp; SHULKIN 2010

Gu, H.; Shulkin, B.: Remote Laser Welding of Zinc-coated Sheet Metal Component in a Lap Configuration Utilizing Humping Effekt. Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 29<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2010). Anaheim, CA, USA, 26.-30. September 2010. Orlando, FL, USA: LIA Pub. 2010, S. 380-385. ISBN: 9780912035888.

## HASE ET AL. 2008

Hase, S.; Zinke, M.; Herold, H.: Schweißbeugung kaltverformter nichtrostender austenitischer CrNi-Stähle. In: Deutscher Verein für Schweißen und verwandte Verfahren e. V. (Hrsg.): Die Verbindungs Spezialisten 2008. Dresden, 17.-19. September 2008. Düsseldorf: DVS-Media 2008, S. 168-178. ISBN: 978-3-87155-256-4. (DVS-Berichte 250).

## HATWIG 2014

Hatwig, J.: Automatisierte Bahnplanung für Industrieroboter und Scanneroptiken bei der Remote-Laserstrahlbearbeitung. Diss. Technische Universität München (2013). München: Utz 2014. ISBN: 9783831644056. (Forschungsberichte *iwb* 289).

## HECKERT &amp; ZAEH 2014

Heckert, A.; Zaeh, M. F.: Laser Surface Pre-treatment of Aluminium for Hybrid Joints with Glass Fibre Reinforced Thermoplastics. Physics Procedia Vol. 56 (2014) o. Nr., S. 1171-1181.

## HEIDER ET AL. 2011

Heider, A.; Stritt, P.; Hess, A.; Weber, R.; Graf, T.: Process stabilization at welding copper by laser power modulation. Physics Procedia Vol. 12 (2011) o. Nr., S. 81-87.

### HEIDER ET AL. 2013A

Heider, A.; Boley, M.; Weber, R.; Graf, T.: High-speed x-ray analysis of spatter formation in laser welding of copper. In: International Institute of Welding (IIW) (Hrsg.): 66th IIW Annual Assembly and International Conference. Essen, 11.-17. September 2013.

### HEIDER ET AL. 2013B

Heider, A.; Sollinger, J.; Abt, F.; Boley, M.; Weber, R.; Graf, T.: High-speed x-ray analysis of spatter formation in laser welding of copper. *Physics Procedia* Vol. 41 (2013) o. Nr., S. 112-118.

### HESS ET AL. 2011

Hess, A.; Schuster, R.; Heider, A.; Weber, R.; Graf, T.: Continuous wave laser welding of copper with combined beams of 1030 nm and 515 nm. *Physics Procedia* Vol. 12 (2011) o. Nr., S. 88-94.

### HESTENES & STIEFEL 1952

Hestenes, M. R.; Stiefel, E.: Methods of Conjugate Gradients for Solving Linear Systems. *Journal of Research of the National Bureau of Standards* Vol. 49 (1952) 6, S. 409-436.

### HOFMANN ET AL. 2013

Hofmann, K.; Kohl, S.; Dobler, M.; Hugger, F.; Schmidt, M.: Spatter formation in welding. In: International Institute of Welding (IIW) (Hrsg.): 66th IIW Annual Assembly and International Conference. Essen, 11.-17. September 2013.

### HORNFECK 2008

Hornfeck, F.: Laserstrahlbiegen komplexer Aluminiumstrukturen für Anwendungen in der Luftfahrtindustrie. Diss. Technische Universität München. München: Utz 2008. ISBN: 9783831608263. (Forschungsberichte *iwb* 221).

### HÜGEL & GRAF 2009

Hügel, H.; Graf, T.: *Laser in der Fertigung. Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*. 2. Aufl. Wiesbaden: Vieweg+Teubner/GWV Fachverlage 2009. ISBN: 9783834895707.

### JÄGER ET AL. 2008

Jäger, M.; Humbert, S.; Hamprecht, F. A.: Sputter Tracking for the Automatic Monitoring of Industrial Laser-Welding Processes. *IEEE Transactions on Industrial Electronics* Vol. 55 (2008) 5, S. 2177-2184.

### JANSEN 2009

Jansen, U.: Simulations des Schweißens kleiner Bauteile. Diplomarbeit Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2009).

### JARRE & STOER 2004

Jarre, F.; Stoer, J.: *Optimierung*. Berlin: Springer 2004. ISBN: 9783642187858. (Springer-Lehrbuch).

### JONKER & VOLGENANT 1987

Jonker, R.; Volgenant, A.: A Shortest Augmenting Path Algorithm for Dense and Sparse Linear Assignment Problems. *Computing* Vol. 38 (1987) 4, S. 325-340.



**JUNGNICKEL 2008**

Jungnickel, D.: Optimierungsmethoden. Eine Einführung. 2. Aufl. Berlin: Springer 2008. ISBN: 9783540767909. (Springer-Lehrbuch).

**KALMAN 1960**

Kalman, R. E.: A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems. Transactions of the ASME - Journal of Basic Engineering Vol. 82 (1960) 1, S. 35-45.

**KAPLAN 1994A**

Kaplan, A. F.: A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile. Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 27 (1994) 9, S. 1805-1814.

**KAPLAN 1994B**

Kaplan, A. F.: Modellrechnung und numerische Simulation von Absorption, Wärmeleitung und Strömung des Laser-Tiefschweißens. Diss. Technische Universität Wien (1994).

**KAPLAN & POWELL 2010**

Kaplan, A. F.; Powell, J.: Laser Welding: The Spatter Map. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 29<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2010). Anaheim, CA, USA, 26.-30. September 2010. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2010, S. 683-690. ISBN: 9780912035888.

**KAPLAN & POWELL 2011**

Kaplan, A. F. H.; Powell, J.: Spatter in laser welding. Journal of Laser Applications Vol. 23 (2011) 3, S. 32005-1 - 32005-7.

**KAR & MAZUMDER 1995**

Kar, A.; Mazumder, J.: Mathematical modeling of key-hole laser welding. Journal of Applied Physics Vol. 78 (1995) o. Nr. 11, S. 6353-6360.

**KARKHIN ET AL. 2007**

Karkhin, V. A.; Homich, P. N.; Michailov, V. G.: Models for Volume Heat Sources and Functional-Analytical Technique for Calculating the Temperature Fields in Butt Welding. In: Cerjak, H. et al. (Hrsg.): Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Seminar "Numerical Analysis of Weldability". Graz, Österreich: Verlag der Technischen Universität Graz 2007, S. 819-833. ISBN: 9783902465696.

**KI ET AL. 2001**

Ki, H.; Mohanty, P. S.; Mazumder, J.: Modelling of high-density laser-material interaction using fast level set method. Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 34 (2001) 3, S. 364-372.

**KÖGEL 2011**

Kögel, G.: High-Power-Scanning. Euro Laser o. Jhg. (2011) 4, S. 28-31.

**KOTSEV 2010**

Kotsev, T.: Schmelzbadsimulation beim Laserstrahlschweißen unterschiedlicher Materialien. Diss. Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg (2010).

KRAETZSCH ET AL. 2011

Kraetzsch, M.; Standfuß, J.; Klotzbach, A.; Kaspar, J.; Brenner, B.; Beyer, E.: Laser Beam Welding with High-Frequency Beam Oscillation. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 30<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2011). Orlando, FL, USA, 23.-27. Oktober 2011. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2011, S. 169-178. ISBN: 9780912035949.

KRAETZSCH ET AL. 2011A

Kraetzsch, M.; Standfuß, J.; Klotzbach, A.; Kaspar, J.; Brenner, B.; Beyer, E.: Laser beam welding with high-frequency beam oscillation. Physics Procedia Vol. 12 (2011) o. Nr., S. 142-149.

KROOS ET AL. 1993

Kroos, J.; Gratzke, U.; Simon, G.: Towards a self-consistent model of the key-hole in penetration laser beam welding. Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 26 (1993) 3, S. 474-480.

KUHN 1955

Kuhn, H. W.: The Hungarian Method for the Assignment Problem. Naval Research Logistics Quarterly Vol. 2 (1955) 2, S. 83-97.

LAMPA ET AL. 1997

Lampa, C.; Kaplan, F. H.; Powell, J.; Magnusson, C.: An analytical thermodynamic model of laser welding. Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 30 (1997) 9, S. 1293-1299.

LEARY ET AL. 2003

Leary, S.; Bhaskar, A.; Keane, A.: Optimal orthogonal-array-based latin hypercubes. Journal of Applied Statistics 30 (2003) 5, S. 585-598.

LEVENBERG 1944

Levenberg, K.: A method for the solution of certain problems in least squares. Quarterly of Applied Mathematics o. Jhg. (1944) 2, S. 164-168.

LIEBL ET AL. 2014

Liebl, S.; Wiedenmann, R.; Ganser, A.; Schmitz, P.; Zaeh, M. F.: Laser welding of copper using multi mode fiber lasers at near infrared wavelength. Physics Procedia Vol. 56 (2014) o. Nr., S. 591-600.

LOEFFLER ET AL. 2010

Loeffler, K.; Hesse, T.; Kaupp, P.: Welding Zinc Coated Steels: New Joint Design and Strategy with Scanner Technology. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 29<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2010). Anaheim, CA, USA, 26.-30. September 2010. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2010, S. 386-388. ISBN: 9780912035888.

LOREDO ET AL. 2002

Loredo, A.; Martin, B.; Andrzejewski, H.; Grevey, D.: Numerical support for laser welding of zinc-coated sheets process development. Applied Surface Science Vol. 195 (2002) o. Nr., S. 297-303.

**LÜTKE 2011**

Lütke, M.: Entwicklung des Remote-Laserstrahlschneidens metallischer Werkstoffe. Diss. Technische Universität Dresden (2011). Stuttgart: Fraunhofer Verlag 2011. ISBN: 9783839603598.

**MACKWOOD & CRAFER 2005**

Mackwood, A.; Crafer, R. C.: Thermal modelling of laser welding and related processes: a literature review. Optics & Laser Technology Vol. 37 (2005) 2, S. 99-115.

**MAHRLE & BEYER 2007A**

Mahrle, A.; Beyer, E.: Modeling and Simulation of the Energy Deposition in Laser Beam Welding with Oscillatory Beam Deflection. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 26<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2007). Orlando, FL, USA, 29. Oktober - 01. November 2007. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2007, S. 714-723. ISBN: 9780912035888.

**MAHRLE & BEYER 2007B**

Mahrle, A.; Beyer, E.: Mathematical Description of the Transient Energy Deposition in Laser Material Processing with Forced Beam Oscillation. 20<sup>th</sup> Meeting on Mathematical Modelling of Materials Processing with Lasers. Innsbruck, Österreich, 17.-19. Januar 2007.

**MAIMAN 1960**

Maiman, T. H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. Nature Vol. 187 (1960) 4736, S. 493-494.

**MARQUARDT 1963**

Marquardt, D. W.: An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics Vol. 11 (1963) 2, S. 431-441.

**MARTUKANITZ ET AL. 2005**

Martukanitz, R. P.; Stol, I.; Tressler, J. F.; Warren, C. J.: Development of the Laser Stir Welding Process for Aluminium Laser Beam Welding. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 24<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2005). Miami, FL, USA, 31. Oktober - 03. November 2005. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2005, S. 712-718.

**MATSUDA & NAKATA 1982**

Matsuda, F.; Nakata, K.: A new test specimen for self-restraint solidification crack susceptibility test of electron-beam welding bead. Transactions of JWRI Vol. 11 (1982) 2, S. 87-94.

**MAXWELL 1865**

Maxwell, J. C.: A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. Philosophical Transactions of the Royal Society of London 155 (1865) o. Nr., S. 459-512.

**McKINSEY & COMPANY 2006**

McKinsey & Company 2006 (Hrsg.): Tomorrow's Automotive Production: Automotive & Assembly Sector. Düsseldorf: 2006.

**MEHLMANN ET AL. 2013**

Mehlmann, B.; Olowinsky, A.; Thuilot, M.; Gillner, A.: Spatially modulated laser beam micro welding of CuSn6 and nickel-plated DC04 steel for battery applications. LAMP2013 – the 6<sup>th</sup> International Congress on Laser Advanced Materials Processing. Niigata, Japan, 23.-26. Juli 2013.

**MEHMETLI ET AL. 1996**

Mehmetli, B. A.; Takahashi, K.; Shunichi, S.: Direct measurement of reflectance from aluminum alloys during CO2 laser welding. Applied Optics Vol. 35 (1996) 18, S. 3237–3242.

**MICHEL 2004**

Michel, J.: Approximatives Modell für das Tiefschweißen mit Laserstrahlung. Diss. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2004). Aachen: Shaker 2004. ISBN: 3832224076. (Berichte aus der Lasertechnik).

**MILBERG & TRAUTMANN 2009**

Milberg, J.; Trautmann, A.: Defect-free joining of zinc-coated steels by bifocal hybrid laser welding. Production Engineering Vol. 3 (2009) 1, S. 9-15.

**MILLS ET AL. 2004**

Mills, K. C.; Su, Y.; Li, Z.; Brooks, R. F.: Equations for the Calculation of the Thermo-physical Properties of Stainless Steel. ISIJ International Vol. 44 (2004) 10, S. 1661-1668.

**MÜLLER & GOECKE 2013**

Müller, A.; Goecke, S. F.: Laser beam oscillation welding for welding fillet welds. In: International Institute of Welding (IIW) (Hrsg.): 66th IIW Annual Assembly and International Conference. Essen, 11.-17. September 2013.

**MÜLLER ET AL. 2014**

Müller, A.; Goecke, S.-F.; Sievi, P.; Albert, F.; Rethmeier, M.: Laser beam oscillation strategies for fillet welds in lap joints. Physics Procedia Vol. 56 (2014) o. Nr., S. 458-466.

**MUNKRES 1957**

Munkres, J.: Algorithms for the Assignment and Transportation Problems. Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics Vol. 5 (1957) 1, S. 32-38.

**MUSIOL 2015**

Musiol, J. D.: Remote-Laserstrahl-Abtragschneiden. Diss. Technische Universität München (2015).

## MUSIOL ET AL. 2011

Musiol, J.; Zaeh, M. F.; Guertler, M.: Contribution on Modeling the Remote Ablation Cutting. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 30<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2011). Orlando, FL, USA, 23.-27. Oktober 2011. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2011, S. 536-546, ISBN: 9780912035949.

## NGUYEN ET AL. 2004

Nguyen, N. T.; Mai, Y. W.; Simpson, S.; Ohta, A.: Analytical Approximate Solution for Double Ellipsoidal Heat Source in Finite Thick Plate. *Welding Journal* Vol. 83 (2004) 3, S. 82-93.

## OEFELE 2012

Oefele, F.: Remote-Laserstrahlschweißen mit brillanten Laserstrahlquellen. Diss. Technische Universität München (2012) München: Utz 2012. (Forschungsberichte *iwb* 267).

## OKAMOTO ET AL. 2012

Okamoto, Y.; Yamamoto, H.; Okada, A.; Shirasaya, K.; Kolehmainen, J. T.: Velocity and angle of spatter in fine laser processing. *Physics Procedia* Vol. 39 (2012) o. Nr., S. 792-799.

## OPTECH CONSULTING 2012

Optech Consulting (Hrsg.): Laser Materials Processing - Market Data <<http://www.optech-consulting.com/html/laserprocessingmarkets.html>> - 11.01.2015.

## OTTO &amp; SCHMIDT 2010

Otto, A.; Schmidt, M.: Towards a universal numerical simulation model for laser material processing. *Physics Procedia* Vol. 5 (2010) o. Nr., S. 35-46.

## ÖZISIK &amp; ORLANDE 2000

Özisik, M. N.; Orlande, H. R.: Inverse heat transfer. New York, NY, USA: Taylor & Francis 2000. ISBN: 9781560328384.

## PAPADAKIS 2008

Papadakis, L.: Simulation of the Structural Effects of Welded Frame Assemblies in Manufacturing Process Chains. Diss. Technische Universität München (2008). München: Utz 2008. ISBN: 9783831608133. (Forschungsberichte *iwb* 218).

## PFEIFFER 2010

Pfeiffer, S.: Hybrides Prozessmodell für das Tiefschweißen mit Laserstrahlung. Diss. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (2010).

## PIECZONA 2014

Pieczona, S.: Dynamiksteigerung von Galvanometer-Laserscannern durch modellbasierte Regelung. *iwb newsletter* 22 (2014) 1+2, S. 10.

PITTNER ET AL. 2010

Pittner, A.; Schwenk, C.; Weiß, D.; Rethmeier, M.: An Efficient Solution of the Inverse Heat Conduction Problem for Welding Simulation. In: Cerjak, H. et al. (Hrsg.): Mathematical Modelling of Weld Phenomena 9. Graz, Österreich 28.-30. September 2009. Graz: Verlag der Technischen Universität Graz 2010, S. 761-791. ISBN: 9783851251272

PITTNER 2012

Pittner, A.: A contribution to the solution of the inverse heat conduction problem in welding simulation. Diss. Technische Universität Berlin (2011). Berlin: Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM) 2012. ISBN: 9783981463491. (BAM-Dissertationsreihe 85).

PLAPPER ET AL. 2013

Plapper, P.; Solchenbach, T.; Cai, W.: Laser Beam Joining for Li-Ion Battery Module Assembly. European Automotive Laser Applications 2013 (EALA). Bad Nauheim 19.-20. Februar 2013.

POPRAWA 2005

Poprawa, R.: Lasertechnik für die Fertigung. Berlin: Springer 2005. ISBN: 3540214062.

POPRAWA ET AL. 2009

Poprawa, R.; Schmitt, F.; Mehlmann, B.; Olowinsky, A.; Gillner, A.: Systemtechnik zur örtlichen Leistungsmodulation beim Laserstrahl-Mikroschweißen. In: Vollertsen, F. et al. (Hrsg.): 4. Kolloquium Mikroproduktion. Bremen, 29.-29. Oktober 2009. Bremen: BIAS-Verlag 2009. ISBN: 9783933762320.

PRIMES 2015

PRIMES GMBH (Hrsg.): Datenblatt HighPower-MSM-HighBrilliance.  
< [http://www.primes.de/download/produkte/f1\\_27\\_HP-MSM-HB\\_D.pdf](http://www.primes.de/download/produkte/f1_27_HP-MSM-HB_D.pdf) > -  
07.04.2015.

QUARTERONI & SALERI 2006

Quarteroni, A.; Saleri, F.: Wissenschaftliches Rechnen mit MATLAB. Berlin: Springer 2006. ISBN: 3540250050. (Springer-Lehrbuch).

RADAJ 2002

Radaj, D.: Eigenspannungen und Verzug beim Schweißen - Rechen- und Meßverfahren. Düsseldorf: DVS Media 2002. ISBN: 387155-945. (Fachbuchreihe Schweißtechnik 143).

RADAJ ET AL. 1996

Radaj, D.; Sudnik, W.; Erofeew, W.: Simulation des Laserstrahlschweißens auf dem Computer. Konstruktion 48 (1996) o. Nr., S. 367-372.

## RAI ET AL. 2006

Rai, R.; Kelly, S. M.; Martukanitz, R. P.; Debroy, T.: Experimental and Computational Investigation Fusion Zone Geometries during Autogenous Keyhole Mode Laser Welds. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 25<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2006). Scottsdale, AZ, USA, 30. Oktober - 02. November 2006. Orland, FL, USA: LIA Pub 2006, S. 515-524.

## REITER ET AL. 2009

Reiter, M. J.; Cho, J.; Farson, D. F.; Mehl, M.: Analysis and Control of Penetration Depth Fluctuations in Single-Mode Fiber Laser Welds. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 28<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2009). Orlando, FL, USA, 02.-05. November 2009. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2009, S. 800-809. ISBN: 9780912035598

## RÖMER &amp; BECHTOLD 2014

Römer, G.; Bechtold, P.: Electro-optic and acousto-optic laser beam scanners. Physics Procedia Vol. 56 (2014) o. Nr., S. 29-39.

## ROMOLI ET AL. 2013

Romoli, L.; Musacchio, A.; Franco, A.; Fierro, M. C.; Dini, G.: A double-point moving source model for predicting seam geometry in laser welding. CIRP Annals - Manufacturing Technology 62 (2013) 1, S. 219-222.

## RUBBEN ET AL. 1997

Rubben, K.; Mohrbacher, H.; Leirman, E.: Advantages of using an oscillating laser beam for the production of tailored blanks. Proceedings of SPIE 3097. München, 18. August 1997, S. 228-241.

## SCHAEFFLER 1949

Schaeffler, A. L.: Constitution Diagram for Stainless Steel Weld Metal. Metal Progress Vol. 11 (1949) 56, S. 680-680B.

## SCHEFFLER 1997

Scheffler, E.: Statistische Versuchsplanung und -auswertung: eine Einführung für Praktiker. 3. Aufl. Stuttgart: Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie 1997. ISBN: 3342003669.

## SCHENK ET AL. 2014

Schenk, H.; Grahmann, J.; Sandner, T.; Wagner, M.; Dauderstädt, U.; Schmidt, J.-U.: Micro mirrors for high-speed laser deflection and patterning. Physics Procedia Vol. 56 (2014) o. Nr., S. 7-18.

## SCHENK 2014

Schenk, O.: PARDISO 5.0.0 Solver Project.  
<<http://www.pardiso-project.org/>> - 14.09.2014.

## SCHENK ET AL. 2001

Schenk, O.; Gärtner, K.; Fichtner, W.; Stricker, A.: PARDISO - a high-performance serial and parallel sparse linear solver in semiconductor device simulation. Future Generation Computer Systems Vol. 18 (2001) 1, S. 69-78.

SCHMIDT 2015

Schmidt, P. A.: Laserstrahlschweißen elektrischer Kontakte von Lithium-Ionen-Batterien in Elektro- und Hybrid-Fahrzeugen. Diss. Technische Universität München (2015).

SCHMIDT ET AL. 2012

Schmidt, P. A.; Schweier, M.; Zaeh, M. F.: Joining of Lithium-Ion Batteries Using Laser Beam Welding - Electrical Losses of Welded Aluminum and Copper Joints. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 31<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2012). Anaheim, CA, USA, 23.-27. September 2012. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2011, S. 915-923

SCHMITT ET AL. 2008

Schmitt, F.; Funck, M.; Boglea, A.; Poprawe, R.: Development and application of miniaturized scanners for laser beam micro-welding. *Microsystem Technologies* Vol. 14 (2008) 12, S. 1861-1869.

SCHMITT & PFEIFER 2010

Schmitt, R.; Pfeifer, T.: Qualitätsmanagement. Strategien, Methoden, Techniken. 4. Aufl. München: Carl Hanser 2010. ISBN: 978-3446426474.

SCHULZ 1999

Schulz, W.: Die Dynamik des thermischen Abtrags mit Grenzschichtcharakter. Habil. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1999).

SYSWELD 2012

ESI Group (Hrsg.): Sysweld, Werkstoffdatenbank. 2012.

US 4,644,126

Schutzrecht US 4,644,126 Patent (17.02.1987). Ford Motor Company. – Schumacher, B. Method for Producing Parallel-Sided Melt Zone with High Energy Beam.

US 5,571,430

Schutzrecht US 5,571,430 Patent (05.11.1996). Toyota Jidosha Kabushiki Kaisha. – Kawasaki, M.; Akio, S.; Hitoshi, K.; Yamada, K.: Method and System for Processing Workpiece with Laser Beam, with Oscillation of Beam Spot on the Workpiece and Beam Oscillating Apparatus.

SCHOBER 2014

Schober, A.: Eine Methode zur Wärmequellenkalibrierung in der Schweißstruktursimulation. Diss. Technische Universität München. München: Utz 2014. ISBN: 9783831670857. (Forschungsberichte *iwb* 291).

SCHWEIER ET AL. 2011

Schweier, M.; Zaeh, M. F.; Reppich, J.; Hatwig, J.: Single Mode Fiber Laser Beam Welding with Superposed Beam Oscillation. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 30<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2011). Orlando, FL, USA, 23.-27. Oktober 2011. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2011, S. 536-546. ISBN: 9780912035949.



## SCHWEIER ET AL. 2013

Schweier, M.; Heins, J.; Haubold, M.; Zaeh, M.: Spatter Formation in laser welding with beam oscillation. *Physics Procedia* Vol. 41 (2013) o. Nr., S. 20-30.

## SEMAK ET AL. 1999

Semak, V. V.; Bragg, W. D.; Damkroger, B.; Kempka, S.: Transient model for the keyhole during laser welding. *Journal of Physics D: Applied Physics* Vol. 32 (1999) 15, S. L61–L64.

## SIEBERTZ ET AL. 2010

Siebertz, K.; Hochkirchen, T.; van Bebber, D.: *Statistische Versuchsplanung*. Heidelberg: Springer 2010. ISBN: 9783642054921.

## SOLANA &amp; NEGRO 1997

Solana, P.; Negro, G.: A study of the effect of multiple reflections on the shape of the keyhole in the laser processing of materials. *Journal of Physics D: Applied Physics* Vol. 30 (1997) 23, S. 3216-3222.

## SOLANA &amp; OCANA 1997

Solana, P.; Ocana, J. L.: A mathematical model for penetration laser welding as a free-boundary problem. *Journal of Physics D: Applied Physics* Vol. 30 (1997) 9, S. 1300-1313.

## SOLCHENBACH &amp; PLAPPER 2012

Solchenbach, T.; Plapper, P.: Laser Diffusion welding of Al-Cu connections. *European Automotive Laser Applications 2012 (EALA)*. Bad Nauheim, 07.-08. Februar 2012.

## SOLCHENBACH &amp; PLAPPER 2013A

Solchenbach, T.; Plapper, P.: Combined Laser Beam Braze-Welding Process for Fluxless Al-Cu Connections. In: Dimitrov, D. et al. (Hrsg.): *Proceedings of the International Conference on Competitive Manufacturing (COMA)*. Stellenbosch, Südafrika, 30. Januar - 01. Februar 2013. Stellenbosch, Südafrika: Stellenbosch University Publishing 2013. S. 131-136. ISBN 9780797214057.

## SOLCHENBACH &amp; PLAPPER 2013B

Solchenbach, T.; Plapper, P.: Mechanical characteristics of laser braze-welded aluminium–copper connections. *Optics & Laser Technology* Vol. 54 (2013) o. Nr., S. 249-256.

## SOVETCHENKO 2007

Sovetchenko, P.: *Herstellung beschichteter Mehrblechverbindungen im Karosseriebau mit Hilfe der Hochleistungslasertechnik*. Diss. Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg (2007). Aachen: Shaker 2007. ISBN: 9783832261061. (Schriftenreihe Fügetechnik Magdeburg 1/2007).

## SPECTARIS ET AL. 2014

SPECTARIS; VDMA; ZVEI; BMBF (Hrsg.): *Photonik Branchenreport - Aktuelle Lage Februar 2014*.

<[http://www.spectaris.de/uploads/tx\\_ewscontent\\_pi1/140217\\_Update\\_Branchenreport\\_Photonik.pdf](http://www.spectaris.de/uploads/tx_ewscontent_pi1/140217_Update_Branchenreport_Photonik.pdf)> - 21.09.2014.

STACHE ET AL. 2007

Stache, N. C.; Zimmer, H.; Gedicke, J.; Olowinsky, A.; Aach, T.: Robust High-Speed Melt Pool Measurements for Laser Welding with Sputter Detection Capability. In: Hamprecht, C. et al. (Hrsg.): Pattern Recognition. Berlin: Springer 2007, S. 476-485. ISBN: 9783540749363. (Lecture Notes in Computer Science 4713)

STANDFUSS 1999

Standfuß, J.: Zur Dauerschwingfestigkeit von laserstrahlgehärteten Vergütungsstählen. Diss. Technische Universität Dresden (1999). Stuttgart, Dresden: Fraunhofer-Verlag 1999. ISBN: 9783816752561.

STANDFUSS ET AL. 2010

Standfuß, J.; Klotzbach, A.; Heitmanek, M.; Krätzsich, M.: Laser beam welding with high-frequency beam oscillation. In: Fraunhofer-Institut für Werkstoff- und Strahltechnik (Hrsg.): Internationales Laser-Symposium Fiber and Disc (FiSC 2010). Stuttgart: Fraunhofer Verlag 2010. ISBN: 3839601975.

STANDFUSS & BEYER 2012

Standfuß, J.; Beyer, E.: Innovations in laser welding using high brightness lasers. In: Fraunhofer-Institut für Werkstoff- und Strahltechnik (Hrsg.): Internationales Laser-Symposium Fiber and Disc (FiSC 2012). Dresden, 16.-17. Oktober 2012. Stuttgart: Fraunhofer Verlag 2012.

STANDFUSS ET AL. 2011

Standfuß, J.; Rath, W.; Valentin, M.; Falldorf, H.: Laserschweißen von Mischverbindungen. Laser Technik Journal 8 (2011) 2, S. 24-26.

STEEN 2003

Steen, W. M.: Laser Material Processing. 3. Aufl. London: Springer 2003. ISBN: 3540761748.

SUDNIK ET AL. 1996

Sudnik, W.; Radaj, D.; Erofeew, W.: Computerized simulation of laser beam welding, modelling and verification. Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 29 (1996) 11, S. 2811-2817.

SUDNIK ET AL. 1998

Sudnik, W.; Radaj, D.; Erofeew, W.: Computerized simulation of laser beam weld formation comprising joint gaps. Journal of Physics D: Applied Physics Vol. 31 (1998) 24, S. 3475-3480.

TARANTOLA 2005

Tarantola, A.: Inverse problem theory and methods for model parameter estimation. Philadelphia, PA, USA: SIAM - Society for Industrial and Applied Mathematics 2005. ISBN: 9780898717921.

THIEL ET AL. 2012

Thiel, C.; Hess, A.; Weber, R.; Graf, T.: Stabilization of laser welding processes by means of beam oscillation. Proceedings of SPIE 8433. Brüssel, Belgien, 01. Juni 2012, S. 84330V-1 - 84330V-10.

## THIEL ET AL. 2013

Thiel, C.; Weber, R.; Johannsen, J.; Graf, T.: Stabilization of a laser welding process against focal shift effects using beam manipulation. *Physics Procedia* Vol. 41 (2013) o. Nr., S. 209-215.

## THIEME 2008

Thieme, J.: Strahlqualität. In: Hoffmann, H. et al. (Hrsg.): *Münchener Kolloquium - Innovationen für die Produktion*. Garching, 09. Oktober 2008. München: Utz 2008, S. 301-311. ISBN 9783831640096.

## TOWNES 2003

Townes, C. H.: The first laser. In: Garwin, L. et al. (Hrsg.): *A century of nature*. Chicago: University of Chicago Press 2003, S. 105-114. ISBN: 9780226284156.

## TRUMPF 2013

Trumpf GmbH & Co. KG (Hrsg.): Wobbeln macht das Auto leichter <[http://www.laser-community.de/technologie/remote-wobbeln-fullt-fuge-spalte\\_6141/](http://www.laser-community.de/technologie/remote-wobbeln-fullt-fuge-spalte_6141/)> - 11.01.2015.

## TSOUKANTAS ET AL. 2006

Tsoukantas, G.; Stournaras, A.; Chryssolouris, G.: An Experimental Investigation of Remote Welding with CO<sub>2</sub> and Nd:YAG Laser-based Systems. In: *Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 25<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2006)*. Scottsdale, AZ, USA, 30. Oktober - 02. November 2006. Orland, FL, USA: LIA Pub 2006, S. 320-329.

## VDI 2006

VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 10. Aufl. Berlin: Springer 2006. ISBN: 9783540322184.

## VOLPP 2012

Volpp, J.: Investigation on the influence of different laser beam intensity distributions on keyhole geometry during laser welding. *Physics Procedia* Vol. 39 (2012) o. Nr.. S. 17-26.

## VOLPP &amp; VOLLERTSEN 2013

Volpp, J.; Vollertsen, F.: Analytical modeling of the keyhole including multiple reflections for analysis of the influence of different laser intensity distributions on keyhole geometry. *Physics Procedia* Vol. 41 (2013) o. Nr., S. 453-461.

## WAHL 1994

Wahl, R.: *Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung*. Diss. Universität Stuttgart (1994). Wiesbaden: Vieweg+Teubner 1994. ISBN: 9783663123453. (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW 263).

## WAUTHIER 2012

Wauthier, F.: *Motion Tracking in Image Sequences*. <<http://www.cs.berkeley.edu/~flw/tracker/>> - 26.11.2012.

WEBERPALS & DAUSINGER 2007

Weberpals, J.; Dausinger, F.: Influence of Inclination Angle on Spatter Behavior at Welding with Lasers of Strong Focusability. In: Laser Institute of America (LIA) (Hrsg.): Congress Proceedings of the 26<sup>th</sup> International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO 2007). Orlando, FL, USA, 02.-05. November 2007. Orlando, FL, USA: LIA Pub 2007, S. 858-865. ISBN: 9780912035888.

WEBERPALS 2010

Weberpals, J.-P.: Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserschweißen. Diss. Universität Stuttgart (2010). München: Utz 2010. ISBN: 9783831609956. (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW 61).

WIEDENMANN ET AL. 2013

Wiedenmann, R.; Belitzki, A.; Zäh, M. F.; Daub, R.; Schilp, H.; Kohnhäuser, M.: Laserstrahlschweißen von Kupferwerkstoff mit unterschiedlichen Strahlquellen. wt Werkstattstechnik online 103 (2013) 6, S. 470-475.

WIKIPEDIA 2014

Wikipedia (Hrsg.): Optimierung.  
<[http://de.wikipedia.org/wiki/Optimierung\\_\(Mathematik\)](http://de.wikipedia.org/wiki/Optimierung_(Mathematik))> - 12.10.2014.

WOLF 2006

Wolf, M.: Zur Phänomenologie der Heißrissbildung beim Schweißen und Entwicklung aussagekräftiger Prüfverfahren. Diss. Universität der Bundeswehr Hamburg (2006). Bremerhaven: Wirtschaftsverlag NW/Verlag für neue Wissenschaft 2006. ISBN: 3865095992. (BAM-Dissertationsreihe 19).

XU ET AL. 2011

Xu, G. X.; Wu, C. S.; Qin, G. L.; Wang, X. Y.; Lin, S. Y.: Adaptive volumetric heat source models for laser beam and laser + pulsed GMAW hybrid welding processes. The International Journal of Advanced Manufacturing Technology Vol. 57 (2011) 1-4, S. 245-255.

YOU ET AL. 2013

You, D.; Gao, X.; Katayama, S.: Monitoring of high-power laser welding using high-speed photographing and image processing. Mechanical Systems and Signal Processing Vol. 49 (2013) 1-2, S. 39-52.

YOU ET AL. 2014

You, D.; Gao, X.; Katayama, S.: Visual-based spatter detection during high-power disk laser welding. Optics and Lasers in Engineering Vol. 54 (2014) o. Nr., S. 1-7.

ZAEH ET AL. 2010

Zaeh, M.; Moesl, J.; Musiol, J.; Oefele, F.: Material processing with remote technology - Revolution or evolution? Physics Procedia Vol. 5 (2010) o. Nr., S. 19-33.

**ZEFFERER 1997**

Zefferer, H.: Dynamik des Schmelzschneidens mit Laserstrahlung. Diss. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1997).

**ZHANG ET AL. 2013**

Zhang, M.; Chen, G.; Zhou, Y.; Li, S.; Deng, H.: Observation of spatter formation mechanisms in high-power fiber laser welding of thick plate. Applied Surface Science Vol. 280 (2013) o. Nr., S. 868-875.



## 11 Verzeichnis betreuter Studienarbeiten

Im Rahmen dieser Dissertation entstanden am Institut für Werkzeugmaschinen und Betriebswissenschaften (*iwb*) der Technischen Universität München (TUM) in den Jahren von 2010 bis 2015 unter wesentlicher wissenschaftlicher, fachlicher und inhaltlicher Anleitung des Autors die im Folgenden aufgeführten studentischen Arbeiten. In diesen wurden unter anderem Fragestellungen zum Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation untersucht. Die erzielten Ergebnisse sind teilweise in das vorliegende Dokument eingeflossen. Der Autor dankt allen Studierenden für ihr Engagement bei der Unterstützung dieser wissenschaftlichen Arbeit.

<b>Studierende/r</b>	<b>Studienarbeit</b>
Basbilir, Devin	Methode zur Analyse der Oszillationsfähigkeit von Galvanometerantrieben in Laserscannern ( <i>iwb</i> -Nr.: 2012/054-S)
de Miranda Vianna, Paula	Experimentelle Untersuchung zum Remote-Laserstahlschweißen von Stirnkehlnähten an verzinktem Stahlwerkstoff ( <i>iwb</i> -Nr.: 2010/084-S)
Dieterle, Jakob	Einfluss der Pulsform auf die Punktschweißungen beim Laserstrahl-Mikroschweißen von Materialien für implantierbare Elektroden ( <i>iwb</i> -Nr.: 2011/006-D)
Haubold, Martin Wilhelm	Experimentelle Analyse der Spritzerbildung beim Remote-Laserstrahlschweißen mit überlagerter Strahloszillation ( <i>iwb</i> -Nr.: 2012/072-S)
Haubold, Martin Wilhelm	Simulation des Temperaturfeldes beim Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation ( <i>iwb</i> -Nr.: 2013/027-DA)
Heins, Julius	Analyse der Spritzerbildung beim Remote-Laserstrahlschweißen mittels automatischer Bildverarbeitung ( <i>iwb</i> -Nr.: 2012/073-S)
Heins, Julius	Numerische Temperaturfeld-Simulation für das Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation ( <i>iwb</i> -Nr.: 2013/028-DA)

## 11 Verzeichnis betreuter Studienarbeiten

---

Hilmer, Max	Einfluss der Prozessparameter auf die Spritzerbildung beim Remote-Laserstrahlschweißen mit Strahloszillation ( <i>iwb</i> -Nr.: 2014/092-BT)
Liebl, Stefan	Untersuchung der Spaltüberbrückbarkeit beim Remote-Laserstrahlschweißen ( <i>iwb</i> -Nr.: 2011/008-B)
Pfaff, Jochen	Messung des elektrischen Übergangswiderstandes laserstrahlgeschweißter Kontakte ( <i>iwb</i> -Nr.: 2012/047-B)
Reppich, Johannes	Untersuchung des Remote-Laserstrahlschweißens mit einem Single-Mode-Faserlaser ( <i>iwb</i> -Nr.: 2011/008-S)
Rieger, Katharina	Experimentelle Untersuchung der Oberflächeneigenschaften von Laserstrahlschweißnähten ( <i>iwb</i> -Nr.: 2013/048-BT)
Roos, Christian	Einfluss der Strahlanstellung auf die Dampfkapillarausbildung und die Schmelzbaddynamik beim Remote-Laserstrahlschweißen ( <i>iwb</i> -Nr.: 2011/003-M)
Stadter, Christian	Experimentelle Validierung der thermischen Simulation des Laserstrahlschweißens mit Strahloszillation ( <i>iwb</i> -Nr.: 2014/092-BT)
von Lösecke, Johannes	Simulation des Laserstrahlschweißens mit überlagerter Strahloszillation ( <i>iwb</i> -Nr.: 2012/012-B)
Werner, Konstantin	Positionsregelung der Fokusslage beim Laserstrahlschweißen ( <i>iwb</i> -Nr.: 2011/059-D)



## 12 Anhang

### 12.1 Temperaturen im Umfeld einer DIRICHLET'schen Randbedingung

Im vorliegenden Beispiel wurden eindimensionale Temperaturfeldsimulationen eines  $72\ \mu\text{m}$  langen Stabes mit den thermischen Kennwerten des Werkstoffes X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.) durchgeführt, an dessen einem Endpunkt eine DIRICHLET'sche Temperaturrandbedingung mit Verdampfungstemperatur  $T_V = 3133\ \text{K}$  festgesetzt wurde. Alle Elemente des Stabes wurden ferner mit einer Temperatur  $T_0 = 300\ \text{K}$  initialisiert (vgl. Bild 71) und das Temperaturfeld für unterschiedliche Elementgrößen und nach unterschiedlichen Simulationsdauern (Zeitschrittweiten) ausgewertet. Bild 71 zeigt die auf diese Weise simulierten Temperaturverläufe für den Stab mit der Elementkantenlänge  $l_e = 18\ \mu\text{m}$ . Dabei ist zu erkennen, dass vor allem bei kurzen Simulationsdauern Temperaturen von unter  $300\ \text{K}$  im unmittelbaren Umfeld der Randbedingung vorhergesagt werden.

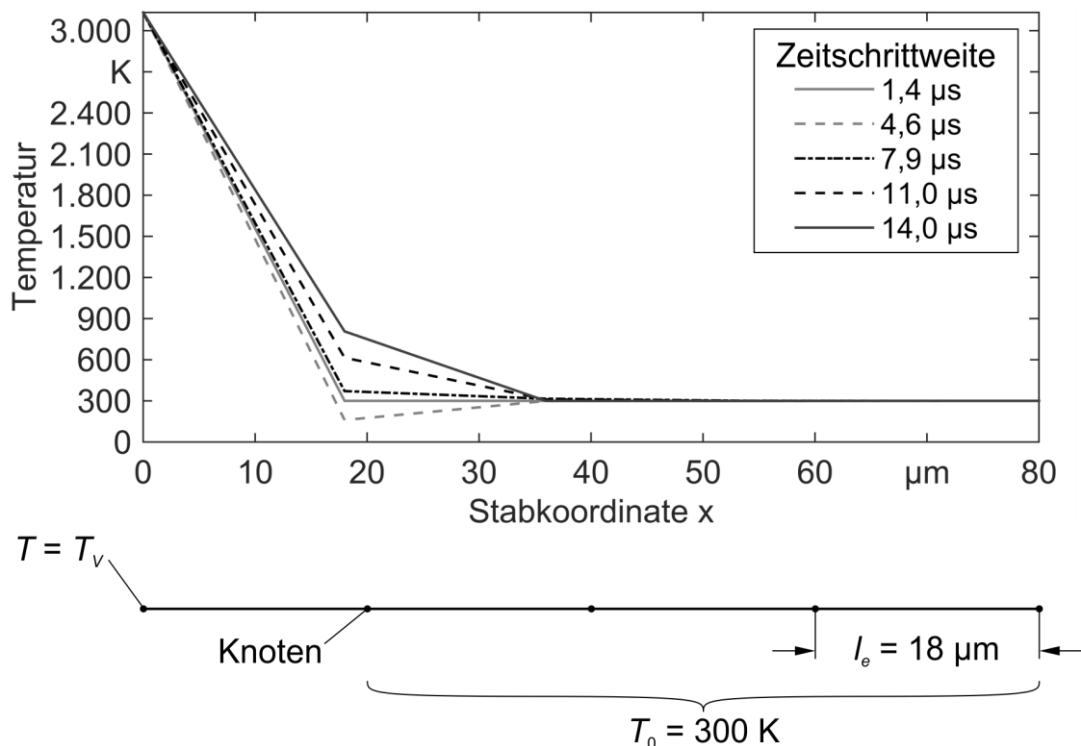
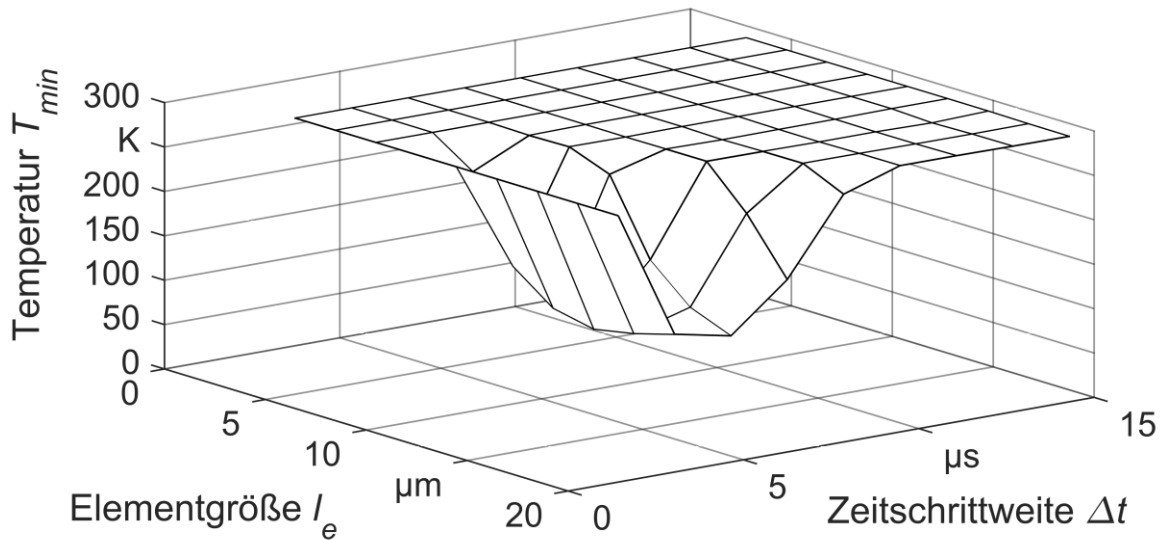


Bild 71: Schema des Modellaufbaus und beispielhafte Lösung der FEM-Berechnung für einen Stab mit einer Elementkantenlänge  $l_e = 18\ \mu\text{m}$  bei unterschiedlichen Zeitschrittweiten; Werkstoff X5CrNi18-10 (vgl. Abschnitt 5.3, S. 101 ff.)

Als Maß für die Stärke des Temperaturunterschwingers wurde ferner die minimale Temperatur  $T_{min}$  der Elementknoten ausgewertet. In Bild 72 sind die so ermittelten Ergebnisse dargestellt.



*Bild 72: Einfluss der örtlichen und zeitlichen Diskretisierung auf die minimale Temperatur  $T_{min}$*

Es zeigt sich, dass zu kleine Zeitschrittweiten  $\Delta t$ , die einer hohen Anzahl an Stützstellen pro Oszillationsperiode  $n_{osz}$  entsprechen, in Kombination mit großen Elementen zu starken Temperaturunterschwängern führen können.

## 12.2 Versuchsplan

Einflussgröße		Stufen					Einheit
Codierung		-1,00	-0,33	0,00	0,33	1,00	–
Laserleistung	$P$	1000	–	2000	–	3000	W
Vorschubgeschwindigkeit	$v_s$	16,00	77,33	–	138,66	200,00	mm/s
Frequenz	$f$	200	800	–	1400	2000	Hz
Amplitude	$A$	0,20	0,32	–	0,43	0,55	mm

Tabelle 22: Stufen der untersuchten Einflussgrößen im Versuchsraum

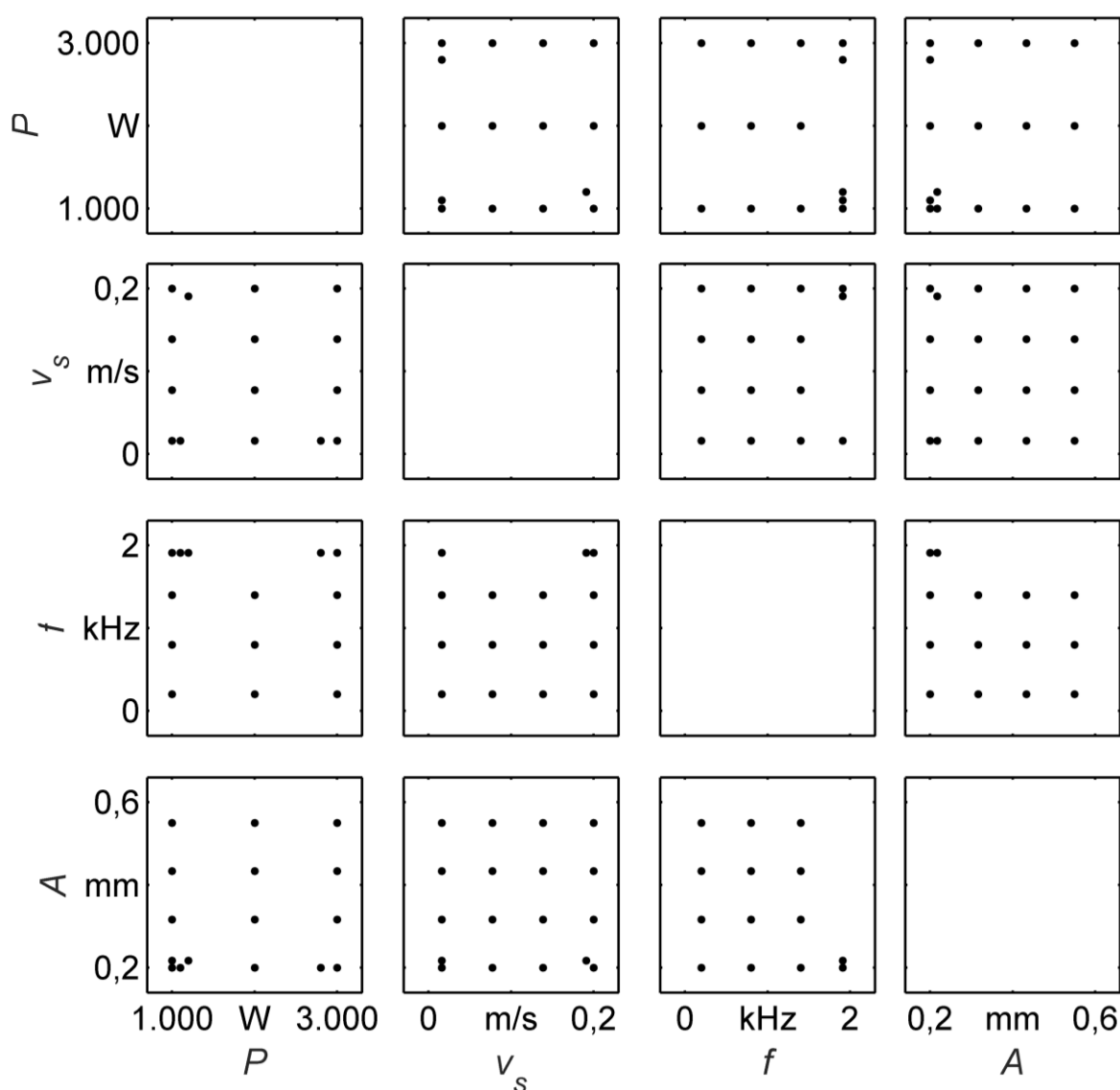


Bild 73: Versuchsplan mit 146 Versuchspunkten für die Validierung der Simulationsmodelle und zur experimentellen Untersuchung der Spritzerbildung mit den vier Einflussgrößen Laserleistung  $P$ , Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$ , Frequenz  $f$  und Amplitude  $A$

### 12.3 Dampfkapillargeometrie

Die im folgenden Diagramm gezeigten Bereiche für die Laserleistung  $P \in [1000 \text{ W}; 3000 \text{ W}]$  und die Bahngeschwindigkeit  $|v| \in [0,05 \frac{\text{m}}{\text{s}}; 5,7 \frac{\text{m}}{\text{s}}]$  entsprechen den durch den Versuchsplan (vgl. Anhang 12.1) festgelegten Spannen.

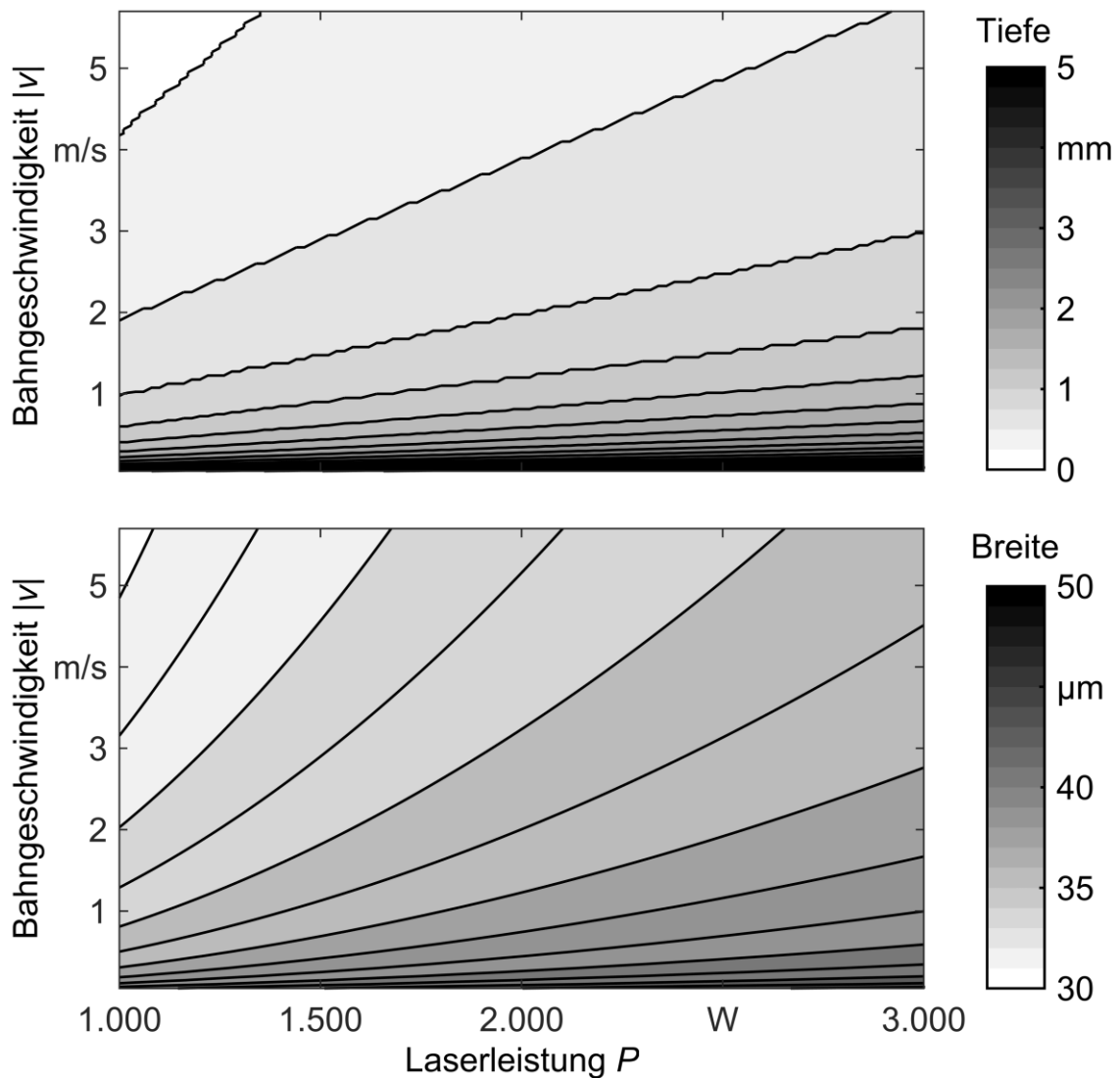


Bild 74: Einfluss der Laserleistung  $P$  und der Vorschubgeschwindigkeit  $v_s$  auf die mit dem Modell von SCHULZ (1999) berechnete Kapillartiefe (oben) und -breite (unten); Werkstoffkennwerte und Strahlparameter: vgl. Abschnitte 5.2, S. 99 ff. und 5.3, S. 101 ff.

---

## 12.4 Genannte Firmen und Verbände

### ARGES GMBH

Werk 4  
92442 Wackersdorf  
[www.arges.de](http://www.arges.de)

### COMSOL MULTIPHYSICS GMBH

Robert-Gernhardt-Platz 1  
37073 Göttingen  
[www.comsol.de](http://www.comsol.de)

### DVS

Deutscher Verband für Schweißen und verwandte Verfahren e. V.  
Aachener Straße 172  
40223 Düsseldorf  
[www.die-verbindungs-spezialisten.de](http://www.die-verbindungs-spezialisten.de)

### ESI GMBH

Siemensstraße 12b  
63263 Neu-Isenburg  
[www.esi-group.com](http://www.esi-group.com)

### IPG LASER GMBH

Siemensstraße 7  
57299 Burbach  
<http://german.ipgphotonics.com>

### MATHWORKS INC.

3 Apple Hill Drive  
Natick, Massachusetts 01760, USA  
<http://de.mathworks.com>

### PRIMES GMBH

Max-Planck-Str. 2  
64319 Pfungstadt  
<http://www.primes.de>

### TRUMPF GMBH & CO. KG

Johann-Maus-Straße 2  
71254 Ditzingen  
[www.trumpf.com/de.html](http://www.trumpf.com/de.html)