

Untersuchungen zum Laserstrahlschweißen mit Dynamischer Polarisation

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)



vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von **Dipl.-Phys. Stephan Gräf**
geboren am **27.05.1980** in Saalfeld/Saale

Gutachter

1. Doz. Dr. rer. nat. habil. G. Staupendahl (FSU Jena)
2. Prof. Dr. rer. nat. habil. A. Tünnermann (FSU Jena)
3. Prof. Dr.-Ing. habil. H. Hügel (Universität Stuttgart)

Tag der Disputation: 04.11.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Motivation, Zielstellung und Aufbau der Arbeit	3
1.2	Phänomenologie des Laserstrahlschweißens	6
2	Das Prinzip der Dynamischen Polarisation	8
2.1	Zum Grundprinzip des ILM	8
2.2	Anordnungsvarianten des ILM	10
2.3	Polarisationsdrehung des doppeltrasmittierten Strahls	12
2.4	Stand der Lasermaterialbearbeitung mit DP	13
2.4.1	Laserstrahlschneiden mit DP	13
2.4.2	Laserstrahlschweißen mit DP	15
3	Charakterisierung des ILM-H	17
3.1	Aufbau und experimentelles Verhalten des ILM-H	17
3.1.1	Prinzipieller Aufbau des ILM-H	17
3.1.2	Untersuchung der Strahlteilungsfunktion des ILM-H	18
3.1.3	Untersuchung der thermischen Stabilität des ILM-H	19
3.2	Ansteuerung des ILM-H	22
4	Experimentelle Versuchsanordnung	23
4.1	Überblick der Versuchsanordnung	24
4.2	Verwendete CO ₂ -Laserstrahlungsquellen	25
4.3	Kontrolle der Prozessparameter	25
4.4	Zur Strahlführung Laserausgang-Schweißkopf	25
4.5	Fokussierung der Laserstrahlung	27
4.5.1	Prinzip und Realisierung der Winkeladdition zweier Strahlen	27
4.5.2	Korrektur der Polarisationsrichtung	29
4.5.3	Korrektur der Fokuslage	29
4.5.4	Charakterisierung der Fokuseometrie	29
4.6	Anordnung zur Untersuchung der DP mittels Highspeed-Videotechnik	30
5	Vorbetrachtungen zur Wechselwirkung Laserstrahlung-Werkstück	32
5.1	Die optischen Konstanten n und K bei Metallen	32
5.2	Strahlungsabsorption im Medium	34
5.3	Energieeinkopplung beim realen Schweißprozess	37
5.3.1	Energieeinkopplung bei statischer Polarisation	37
5.3.2	Energieeinkopplung bei dynamischer Polarisation	38
5.4	Charakterisierung der dynamischen Polarisation	40
6	Betrachtungen zur Dampfkapillare beim Laserschweißen mit DP	42
6.1	Druckverhältnisse	42
6.2	Energiebilanz	45
6.3	Beeinflussung der Dampfkapillare mittels DP	46

7	Untersuchung des Plasmas beim Laserstrahlschweißen mit DP	49
7.1	Einige Grundlagen der Plasmaphysik	49
7.2	Bildung laserinduzierter Plasmen	51
7.3	Wechselwirkung Laserstrahlung-Plasma	52
7.4	Energietransport im Plasma	55
7.4.1	Wärmeleitungsprozesse	55
7.4.2	Plasmastrahlung	56
7.4.3	Einfluss des Plasmas auf die Strahlungspolarisation	58
7.5	Dynamisches Verhalten der Plasmafackel	59
7.6	Untersuchung der Plasmafackel beim Schweißen mit DP	60
7.6.1	Frequenzabhängigkeit der Plasmafackelhöhe	61
7.6.2	Fourier-Analyse der Plasmaoszillation	63
8	Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP	65
8.1	Grundlegende Betrachtungen	65
8.1.1	Umströmung der Dampfkapillare	66
8.1.2	Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung	69
8.1.3	Metaldampfströmung	70
8.2	Ausbildung der Nahtoberseite	71
8.3	Möglichkeiten der Schmelzbaddiagnostik	72
8.4	Untersuchung der Schmelzbadoberseite	72
8.4.1	Einfluss der Zweistrahlanordnung	72
8.4.2	Einfluss des Energieverhältnisses	73
8.4.3	Abhängigkeit der Rauigkeit von der DP-Frequenz	75
8.4.4	Abhängigkeit der Rauigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit	77
8.5	Härteverlaufsmessungen	79
8.6	Betrachtung der Nahtoberseite mit Highspeed-Videotechnik	81
8.7	Anwendung von Kontrastwerkstoffen zur Untersuchung der Schmelzbaddynamik beim Schweißen mit DP	83
8.7.1	Auswahl des Kontrastwerkstoffes	84
8.7.2	Auswertung der makroskopischen Schliffbilder	85
8.7.3	Auswertung der Querschliffe mittels EDX-Analyse	86
8.7.4	Quantitative Auswertung der EDX-Aufnahmen	87
8.8	Korrelation zwischen Ausbildung der Nahtoberseite und Durchmischung des Schmelzbades	88
9	Ausblick auf weiterführende Arbeiten	90
10	Zusammenfassung	92
	Literaturverzeichnis	96
	Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	101
	Abbildungs- und Tabellenverzeichnis	106

1 Einleitung

1.1 Motivation, Zielstellung und Aufbau der Arbeit

In den letzten Jahrzehnten hat sich der Laser als Strahlungsquelle mit besonderen Eigenschaften in vielen Bereichen der Materialbearbeitung (Trennen, Fügen, Beschichten, Urformen und Umformen) neben konventionellen Verfahren etabliert. Den zum Teil relativ hohen Investitions- und Energiekosten steht dabei eine Vielzahl signifikanter Vorteile gegenüber, die den Einsatz des Werkzeuges Laser in der industriellen Praxis favorisieren, insbesondere:

- hohe erzielbare Energiedichte,
- örtlich und zeitlich konzentrierter Energieeintrag,
- hohe Prozessgeschwindigkeiten,
- hohe Flexibilität und
- hohe Reproduzierbarkeit.

Speziell beim Laserstrahlschweißen (LS) sind diese genannten Eigenschaften Grundlage für eine geringe thermische Belastung der Bauteile sowie für eine hohe Bearbeitungspräzision. Die durch die Vielzahl verfügbarer Lasertypen bereitgestellte spektrale Breite der Laserstrahlung ermöglicht die Bearbeitbarkeit einer ausgedehnten Werkstoffpalette, wobei insbesondere das Schweißen verschiedenartiger Metallkombinationen (z.B. im Leichtbau) zunehmend an Bedeutung gewinnt.

Trotz der bereits zahlreich etablierten Anwendungsfelder (z.B. Schiffbau, Automobilbau) ist der Prozess des LS durch sein enormes Verbesserungspotenzial der Qualität und Zuverlässigkeit charakterisiert. Dieses steckt zum einen in der Weiterentwicklung der Strahlungsquellen (Strahlqualität, Wirkungsgrad) selbst. Zum anderen besteht trotz zahlreicher experimenteller Untersuchungen einzelner Wechselwirkungsprozesse^[1-4] noch immer großer Bedarf an Grundlagenuntersuchungen, deren detailliertes Verständnis und die in der Folge geeignete Wahl optimierter Prozessparameter zu einer weiteren Auszeichnung des thermischen Werkzeuges Laser beitragen.

Ein wesentliches Resultat bisheriger Grundlagenuntersuchungen ist die positive Wirkung der zeitlich definierten Steuerung einzelner Prozessparameter. Die Modulation der Laserleistung beispielsweise führt zu einer Reduzierung von Nahtfehlern und

erlaubt die Kontrolle der metallurgischen Eigenschaften der Schweißnaht.^[5-8] Die Applikation statischer und alternierender Magnetfelder bietet eine wirkungsvolle periphere Einflussmöglichkeit zur Verbesserung der Schmelzbaddurchmischung und der Nahtqualität sowie zur Modifikation der Nahtgeometrie.^[9-11]

Trotz des in gewissen Bearbeitungsfenstern großen Einflusses der Strahlungspolarisation auf den Schweißprozess (z.B. erzielbare Einschweißtiefe, Nahtqualität) wurde dieser Prozessparameter bisher nur in wenigen experimentellen Untersuchungen thematisiert.^[4,12-17] Eine definierte zeitliche Modulation des Polarisationszustandes im Wechselwirkungsvolumen stand dabei auf Grund fehlender geeigneter experimenteller Technik nicht im Fokus der Untersuchungen.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist daher die Untersuchung des Einflusses einer schnellen und gleichzeitig zeitlich und räumlich definierten Änderung des Polarisationszustandes („Dynamische Polarisation“ DP) auf die dynamischen Prozesse im Wechselwirkungsvolumen beim CO₂-LS. Diese innovative Methode, deren Umsetzung auf einer speziellen experimentellen Anordnung mit einem Modulatortyp für Multi-kW-CO₂-Laserstrahlung basiert, wird detailliert charakterisiert.

Das Ziel der Anwendung der DP ist eine Verbesserung der Qualität und Zuverlässigkeit des LS mit Hochleistungs-CO₂-Lasern, die sich u.a. in der Unterdrückung von Nahtfehlern (Poren, Spritzer), der Erhöhung der Reproduzierbarkeit, der Glättung der Nahtraupe an Ober- und Unterseite, der Verbesserung der Schweißbarkeit kritischer Werkstoffe sowie der Erhöhung der Werkstoffdurchmischung ausdrücken. Letztere spielt besonders beim Fügen verschiedenartiger Metalle und bei der Verwendung von Zusatzwerkstoffen eine große Rolle.

Die definierte Beeinflussung des Schweißprozesses soll dabei ohne die Beeinträchtigung anderer relevanter Parameter, die z.B. die Festigkeit der Schweißverbindung (Einschweißtiefe, Nahtgeometrie) oder die Prozesseffizienz (Energieeinkopplung) beeinflussen, einhergehen.

Ein wesentliches Ziel der experimentellen Untersuchungen liegt in der Ergänzung der teilweise differenten Erkenntnisse o.g. Arbeiten zum Einfluss der Strahlungspolarisation sowie in der Erweiterung der Möglichkeiten zur zeitlich und räumlich definierten Beeinflussung des komplexen, dynamischen Schweißprozesses. Am Beispiel exemplarischer Schweißversuche sollen dabei die zu erwartenden Effekte experimentell

nachgewiesen und anschließend durch modellhafte Annahmen und Abschätzungen qualitativ erläutert werden.

Zu Beginn der Arbeit findet sich eine einleitende phänomenologische Beschreibung des Schweißprozesses. Die Grundlagen werden hier bewusst kurz gehalten und bei den im weiteren Verlauf diskutierten Elementarprozessen detailliert behandelt.

In Kap. 2 wird zunächst die Grundanordnung der DP vorgestellt, wobei insbesondere auf das Prinzip des Interferenz-Laserstrahlungs-Modulators (ILM) sowie auf die Realisierung der Polarisationsdrehung ($\frac{\lambda}{2}$ -Einheit) eingegangen wird. Abschließend findet sich eine kurze Zusammenfassung des aktuellen Standes der Laserstrahlbearbeitung mit DP.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Charakterisierung des für Multi-kW-CO₂-Laserstrahlung konzipierten Hochleistungs-ILM. Dabei wird insbesondere auf das experimentelle Verhalten bei hohen cw-Leistungen (thermische Stabilität) eingegangen.

In Kap. 4 wird die experimentelle Versuchsanordnung vorgestellt. Neben den Besonderheiten der Strahlführung wird dabei die Fokussierung der Laserstrahlung diskutiert sowie eine Anordnung zur Untersuchung der DP mittels Highspeed-Videotechnik erläutert.

Kapitel 5 beschäftigt sich anschließend mit ersten Vorbetrachtungen zur Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Werkstück. Dabei werden die Einflussgrößen Polarisation, Wellenlänge und Einfallswinkel ausführlich behandelt.

Die Kapitel 6, 7 und 8 widmen sich der modellhaften und experimentellen Untersuchung einzelner Wechselwirkungsprozesse. Zunächst wird der Einfluss der DP auf die Dampfkapillare diskutiert (Kap. 6). Anschließend werden die experimentellen Ergebnisse der Untersuchungen des laserinduzierten Plasmas beim Schweißen mit DP vorgestellt (Kap. 7). In Kap. 8 finden sich schließlich Untersuchungen zum Einfluss der DP auf die Schmelzbaddynamik. Ein wesentlicher Teil dieses Kapitels beinhaltet die Anwendung von Kontrastwerkstoffen, die ein vielseitiges Analysemittel der komplexen Strömungsvorgänge sowie der Schmelzbaddurchmischung darstellt.

Die Arbeit schließt mit einem Ausblick, bei dem die Erweiterung der Prozessgrenzen im Fokus steht, sowie mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse.

1.2 Phänomenologie des Laserstrahlschweißens

Der Grundprozess des LS als thermischer Bearbeitungsprozess ist die Absorption der Laserstrahlung im zunächst festen und später flüssigen Material. Diese wird maßgeblich durch die temperaturabhängigen, optischen und elektrischen Eigenschaften sowie die reale Oberflächenbeschaffenheit des Materials bestimmt. Wichtige Einflussgrößen sind zudem die Strahlungsparameter (Wellenlänge, Polarisation, Intensität) und der Einfallswinkel der Laserstrahlung.

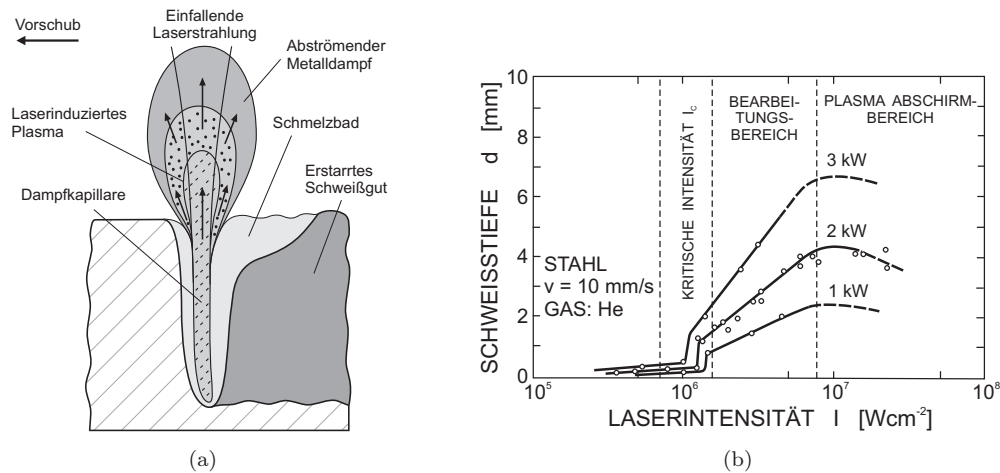


Abb. 1.1: Prinzip des Laserstrahltschweißens (a) mit der charakteristischen sprunghaften Zunahme der Einschweißtiefe (b); nach Beyer^[4] und Klein^[18].

In der Startphase des Schweißprozesses trifft die Laserstrahlung im Allgemeinen senkrecht auf die Materialoberfläche und wird über Fresnelabsorption in das Material eingekoppelt. Letzteres heizt sich folglich zunehmend auf und beginnt zu schmelzen. Bei Überschreiten der materialspezifischen Schwellintensität I_s (für Eisen in der Größenordnung 10^6 W/cm^2 ; Abb. 1.1b) werden die Wärmeleitungsverluste durch die absorbierte Laserenergie kompensiert. Das Material beginnt zu verdampfen und der vom abströmenden Metalldampf erzeugte Rückstoßdruck führt zu einer Deformation der umliegenden Schmelze. In Folge der veränderten Einstrahlgeometrie sowie der Temperaturänderung steigt der anfänglich relativ niedrige Fresnelabsorptionsgrad an. Zudem gelangt die Strahlung durch den geschaffenen Kanal (Dampfkapillare) nun auf optischem Wege in tiefere Materialregionen (Abb. 1.1 a). Daher geht die einsetzende Verdampfung stets mit einer sprunghaften Zunahme der Einschweißtiefe einher (Abb. 1.1b).

1. Einleitung

Neben der direkten Absorption der Strahlung an der Kapillarwand tragen Mehrfachreflexionen sowie die Übertragung der im laserinduzierten Plasma absorbierten Strahlungsenergie auf das Material zur Energieeinkopplung bei. Das für den Tiefschweißprozess mit CO_2 -Lasern charakteristische Plasma bildet sich in Folge der Aufheizung des ausströmenden Metaldampfes durch die einfallende Laserstrahlung.

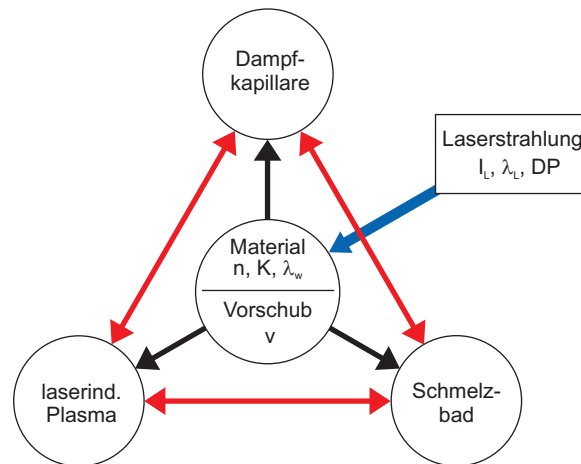


Abb. 1.2: Wechselwirkungsprozesse beim CO_2 -Laserstrahlschweißen; Strahlungseigenschaften: I_L - Intensität, λ_L - Wellenlänge; Materialkonstanten: n - Brechzahl, K - Extinktionskoeffizient, λ_w - Wärmeleitfähigkeit.

Der Schweißprozess ist durch eine Vielzahl dynamischer Elementarprozesse, deren Kopplung untereinander sowie deren Abhängigkeit von material-, prozess- und strahlungsspezifischen Parametern gekennzeichnet (Abb. 1.2). Insbesondere die in Folge der Relativbewegung zwischen Laserstrahlung und Werkstück induzierte Strömung der Schmelze um die Dampfkapillare sowie die oberflächenspannungsgetriebene Marangoni-Strömung führen zu komplexen Strömungsverhältnissen im Schmelzbad. Sie werden durch die zusätzliche Dynamik der Dampfkapillare^[18-21] sowie durch den Einfluss der Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Plasma^[22,23] ergänzt. Die resultierende Gesamtdynamik hat dabei merklichen Einfluss auf die Stabilität und Qualität des Schweißprozesses.

2 Das Prinzip der Dynamischen Polarisation

Die Grundidee der DP ist die schnelle und gleichzeitig zeitlich und räumlich definierte Änderung des Polarisationszustandes der Strahlung im Wechselwirkungsvolumen. Sie beruht auf einer speziellen Anordnung aus einem Interferenz-Laserstrahlungs-Modulator (ILM) und einer $\lambda/2$ -Einheit, die in Abb. 2.1 schematisch dargestellt ist. Im Gegensatz zur Leistungsmodulation^[5-8] bleibt die Gesamtleistung P_G des generierten Laserstrahls zeitlich konstant, wobei sich der Polarisationszustand typischerweise aus einem beliebigen Leistungsverhältnis (P_{\parallel}/P_{\perp}) linear parallel (P_{\parallel}) und senkrecht (P_{\perp}) zum Vorschub polarisierter Strahlung zusammensetzt.

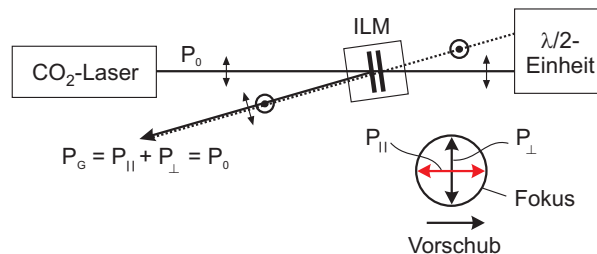


Abb. 2.1: Anordnung zur Erzeugung eines dynamisch polarisierten Laserstrahls.

Im Folgenden werden das bereits von Staupendahl et al.^[24-27] ausführlich beschriebene Grundprinzip und die Anordnungsvarianten des ILM sowie die Funktionsweise der $\lambda/2$ -Einheit zusammengefasst. Danach wird der aktuelle Stand der Lasermaterialbearbeitung mit DP vorgestellt.

2.1 Zum Grundprinzip des ILM

Das Grundprinzip aller ILM-Modelle basiert auf einem Fabry-Pérot-Interferometer (FPI) mit variablem Plattenabstand d der zueinander planparallel angeordneten Interferometeroptiken (Abb. 2.2). Durch aufgebraachte dielektrische Vielfachschichten besitzen diese jeweils auf der Innenseite eine definierte Reflektivität R und sind auf den Außenseiten durch eine Antireflexionsschicht (AR) entspiegelt.

Ein auf das FPI einfallendes ebenes, monochromatisches Wellenfeld (Wellenlänge λ , Leistung P_0) wird durch Mehrfachreflexionen an den beiden R -Grenzflächen in Teilwellen aufgespaltet, die miteinander interferieren. Das FPI erzeugt demnach in

2. Das Prinzip der Dynamischen Polarisation

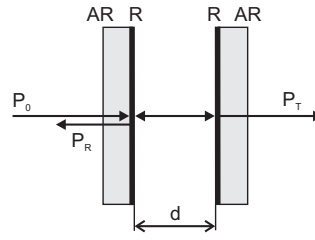


Abb. 2.2: Funktionsprinzip des FPI; Leistung des einfallenden (P_0), des reflektierten (P_R) und des transmittierten (P_T) Strahls; AR: Antireflexionsschicht, R: Reflektivität der Interferometerplatten, d : variabler Plattenabstand.

Abhängigkeit von d einen transmittierten (P_T) und einen reflektierten Strahl (P_R). Bei senkrechter Einstrahlung des Wellenfeldes und der Vernachlässigung aller Verluste ergibt sich durch Aufsummierung der sich in Transmission überlagernden Teilstrahlen die Transmissionscharakteristik $T_{FPI}(d, \lambda, R)$:

$$T_{FPI}(d, \lambda, R) = \frac{P_T}{P_0} = \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos\left(\frac{4\pi d}{\lambda}\right)} \quad (2.1)$$

Diese ist eine periodische Funktion des Plattenabstandes d und hängt von der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung sowie von R ab (Abb. 2.3). Da die Gesamtleistung im verlustfreien Fall konstant bleibt ($T_{FPI} + R_{FPI} = 1$), wirkt das FPI als Strahlteiler mit variabler Reflektivität R_{FPI} .

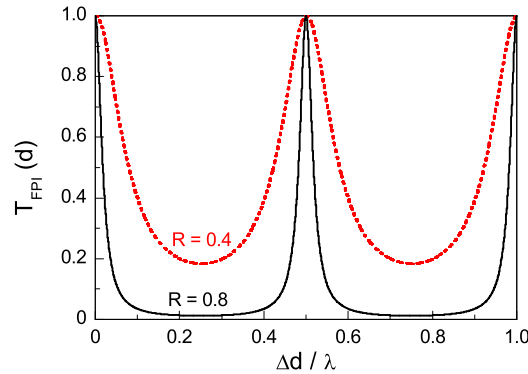


Abb. 2.3: Vergleich der Transmission T_{FPI} für verschiedene Plattenreflektivitäten R .

Die sich aus Gl. 2.1 ergebenden Kurven (Abb. 2.3) zeigen, dass das Minimum der Transmission T_{min} stark von R abhängt und nicht Null erreicht, während das (theoretische) Maximum T_{max} stets 1 ist (vgl. Abb. 2.5). Definiert man nun das Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Leistung (P_{max}/P_{min}) als die Modulationstiefe

2. Das Prinzip der Dynamischen Polarisation

M der Strahlung, so folgt für den transmittierten Strahl:

$$T_{min} = \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right)^2 = \frac{1}{M_T} \quad (2.2)$$

Zur Änderung des Plattenabstandes d ist eine der beiden Platten fest aber justierbar, die andere Platte schwingungsfähig gelagert. Der Antrieb erfolgt u.a. über Piezosteller oder das elektrodynamische Prinzip. Letzteres wird beim Modulator vom Typ ILM angewendet (vgl. Abs. 3.1.1).

2.2 Anordnungsvarianten des ILM

Das Funktionsprinzip des ILM erlaubt neben der Einfachtransmission die Verwendung in Doppeltransmission (DT). Dabei wird der einfachtransmittierte Strahl über eine optische Einheit (OE) ein zweites Mal durch den ILM transmittiert (Abb. 2.4), was einer zweifachen Anwendung der Transmissionscharakteristik des FPI entspricht. In der Folge ergibt sich eine Quadrierung der Modulationstiefe ($M_{DT} = M_T^2$), die im Hinblick auf ein hohes Wirkpotenzial der DP erwünscht ist (Abb. 2.5).

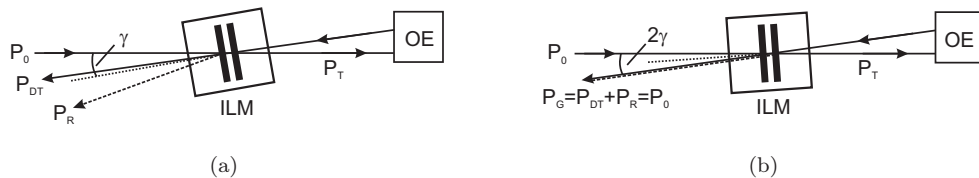


Abb. 2.4: Verwendung des ILM in Doppeltransmission: Separation (a) und kollineare Überlagerung (b) der Teilstrahlen; γ : Drehwinkel ILM gegen Strahlachse, OE: opt. Einheit.

Da unter der Bedingung nicht zu großer Plattenabstände die Strahlteilungsfunktion bei der Verdrehung des ILM um einige Grad gegen die Strahlachse erhalten bleibt, ist neben der Separation (Abb. 2.4 a) die kollineare Überlagerung der erzeugten Teilstrahlen, wie sie z.B. bei der DP genutzt wird, realisierbar (Abb. 2.4 b).

Die prinzipiellen Unterschiede der Eigenschaften des einfach- und doppeltransmittierten Strahls werden in den Abbn. 2.5 und 3.2 sowie in Tab. 3.1 deutlich. Neben der größeren Modulationstiefe ist für die DP das von R unabhängige Maximum der transmittierten Leistung wesentlich. Es entspricht im verlustfreien Fall (ideales FPI) der Ausgangsleistung P_0 .

2. Das Prinzip der Dynamischen Polarisation

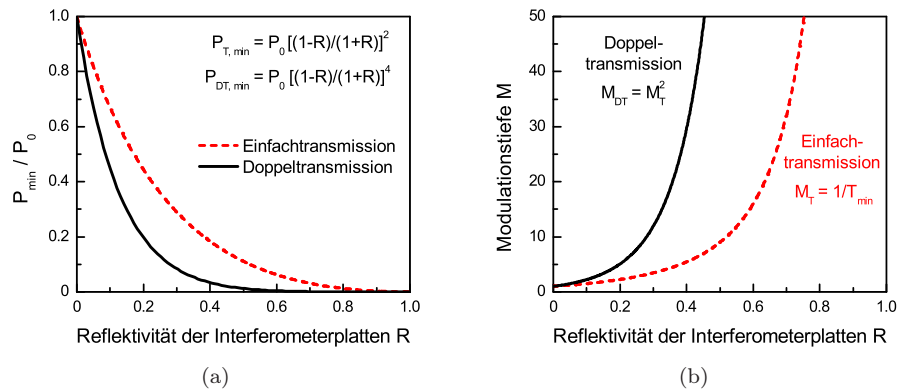


Abb. 2.5: Einfluss von R auf Minimum (a) und Modulationstiefe (b) des einfach- und doppeltransmittierten Strahls.

Auf Grund der Superposition der im FPI umlaufenden Feldanteile ist die modulatorinterne Strahlungsleistung P_{FPI} bei maximaler Transmission gegenüber der transmittierten Leistung P_T überhöht [$P_{FPI} = P_T \left(\frac{1+R}{1-R}\right)$]. Sie steigt mit zunehmendem R überproportional an. Es muss beachtet werden, dass die in der Folge resultierende thermische Belastung des Modulatorsystems bei der Verwendung des ILM in DT zusätzlich verdoppelt wird (Abb. 2.6).

Da der ILM beim Laserstrahlschweißen mit DP (LSDP) im Multi-kW-Bereich eingesetzt werden soll, ist daher bei der Wahl der Plattenreflektivität R ein Kompromiss zwischen einer ausreichend hohen Modulationstiefe und der maximal modulierbaren Strahlungsleistung einzugehen.

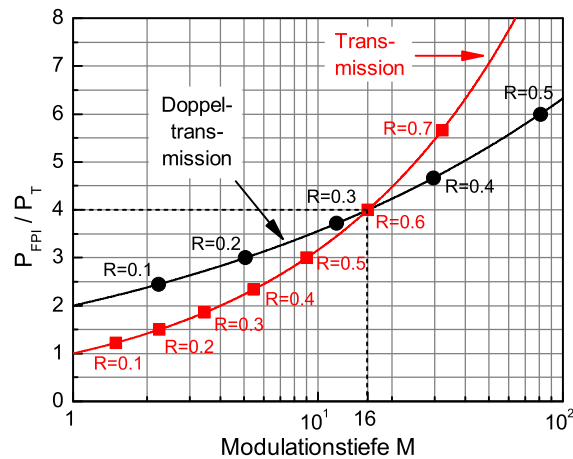


Abb. 2.6: Zusammenhang zwischen Leistungsüberhöhung P_{FPI}/P_T und Modulationstiefe M für maximale Transmission ($T_{FPI} = 1$); vgl. Text.

2.3 Polarisationsdrehung des doppeltransmittierten Strahls

Zur Realisierung der beiden linearen Polarisationszustände im Gesamtstrahl ist die Polarisationsrichtung des DT-Strahls um 90° gegenüber der Ausgangsrichtung zu drehen. Dazu wird eine auf Spiegeloptiken basierende $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit verwendet, deren Komponenten in den Abbn. 2.7 und 4.1 detailliert dargestellt sind (vgl. Abb. 2.1). Der vom CO_2 -Laser kommende, linear horizontal polarisierte Ausgangsstrahl wird durch den ILM auf einen ersten $\frac{\lambda}{4}$ -Spiegel (PR_1) gelenkt. Die korrekte Funktion der Optik, deren Wirkprinzip auf aufgebrachtten Vielfachschichten basiert, erfordert zum einen zwischen einfallendem Strahl und Spiegellot, zum anderen zwischen Polarisations- und Einfallsebene einen Winkel von 45° .

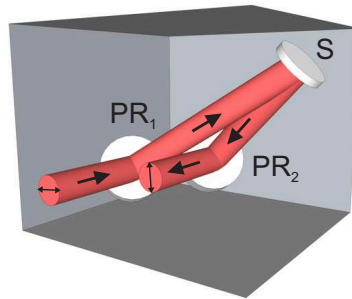


Abb. 2.7: Funktionsbedingte Anordnung der Elemente der $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit; vgl. Text.

Über den Umlenkspiegel S erreicht der Strahl den zweiten $\frac{\lambda}{4}$ -Spiegel (PR_2) und ist anschließend linear vertikal polarisiert. Er wird erneut durch den ILM gelenkt und kollinear zum reflektierten Strahlanteil überlagert (Abb. 2.1).

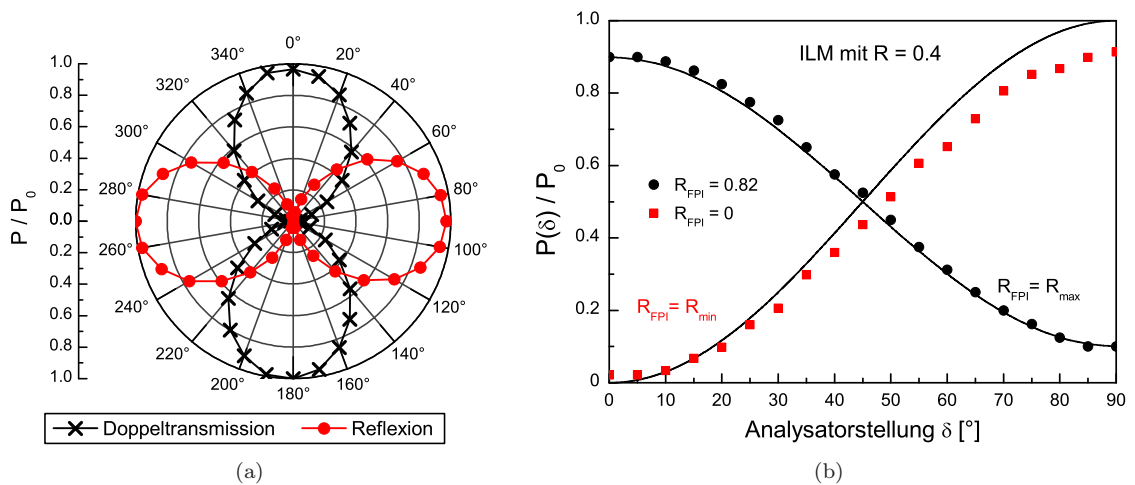


Abb. 2.8: Polarisationszustand des reflektierten und doppeltransmittierten Teilstrahls (a) sowie Polarisationsverhältnisse im Gesamtstrahl (b).

Die Polarisationsanalyse der Teilstrahlen zeigt, dass die Richtung der linearen Polarisation des DT-Strahls um 90° gegenüber der Polarisationsrichtung des vom ILM reflektierten Strahls gedreht ist (Abb. 2.8 a). In Abb. 2.8 b sind die experimentell ermittelten Leistungswerte des Gesamtstrahls vergleichend zur theoretisch zu erwartenden Leistungsabhängigkeit von der Analysatorstellung δ

$$P(\delta)/P_0 = \sin^2(\delta) + \frac{2R_{FPI}}{1 + R_{FPI}} \cos(2\delta) \quad (2.3)$$

für minimale ($R_{FPI} = 0$) und maximale ($R_{FPI} = 0.82$) Reflexion des ILM ($R = 0.4$) dargestellt. Gleichung 2.3 berücksichtigt den für einen beliebigen Wert der Transmission $T_{FPI} < 1$ hinter dem ILM umlaufenden Leistungsanteil, der bei jedem Durchlaufen der $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit seine Polarisationsrichtung wechselt.

2.4 Stand der Lasermaterialbearbeitung mit DP

Im Folgenden werden die wesentlichen, bisher erzielten Ergebnisse zum Laserstrahlschneiden mit DP^[27] sowie deren Übertragung auf das LS^[28–30] vorgestellt. Sie bildeten die Basis für die weiterführenden Untersuchungen der dynamischen Prozesse beim Laserstrahlschweißen mit DP (LSDP) in dieser Arbeit.

2.4.1 Laserstrahlschneiden mit DP

Ebenso wie beim Laserstrahlschweißen bildet der Polarisationszustand der Strahlung beim Laserstrahlschneiden einen wesentlichen Einflussparameter. Ist die Strahlung linear parallel zum Vorschub polarisiert (im Folgenden „statische Polarisation“ SP_{\parallel}), lässt sich im Vergleich zur orthogonalen Richtung SP_{\perp} eine größere Prozesseffizienz erreichen.^[31] Ursache ist die polarisationsabhängige Fresnelabsorption (Kap. 5).

Die mit SP_{\parallel} erzeugten Schnittflächen sind durch ein periodisches Muster aus vertikalen Riefen charakterisiert (Abb. 2.9 a). Es resultiert aus der Eigendynamik des Schmelzfilms im Schnittspalt.^[32] Unter Berücksichtigung des verwendeten Vorschubs $v = 40 \text{ mm/s}$ folgt aus der Ortsfrequenz des Riefenmusters im betrachteten Beispiel eine Frequenz von etwa 315 Hz, die der Eigenfrequenz des Schmelzfilms entspricht. Aus der zeitlich definierten Steuerung des Polarisationszustandes im Wechselwirkungsvolumen bei DP resultiert ein Wechselspiel der Eigendynamik des Schmelz-

2. Das Prinzip der Dynamischen Polarisation

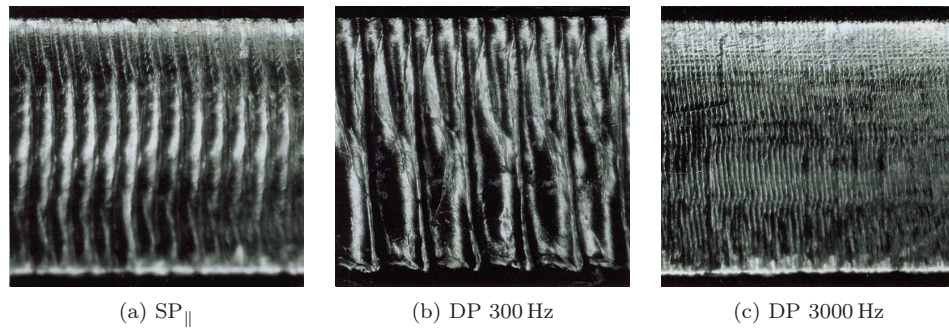


Abb. 2.9: Schnittkanten beim Laserstrahl schneiden von St1203 mit DP; Parameter: $d_B = 1.5 \text{ mm}$, $P_G = 350 \text{ W}$, 3.5“-ZnSe-Linse, 2.3 bar O_2 , $v = 40 \text{ mm/s}$.^[27]

films mit der eingebrachten DP-Frequenz (Abb. 2.9 b,c). Bei DP-Frequenzen, die unterhalb oder etwa in der Größenordnung der genannten Eigenfrequenz bei $SP_{||}$ liegen, beobachtet man folgendes: Während die aus den Ortsfrequenzen resultierenden Frequenzen im oberen Teil der Schnittfläche etwa den DP-Frequenzen entsprechen, zeigt sich im unteren Teil die Tendenz, dass jeweils zwei der oberen Riefen zu einer „verschmelzen“. Die Frequenzen sind hier in der Folge etwa halb so groß wie die eingebrachten DP-Frequenzen (Abb. 2.10 b).

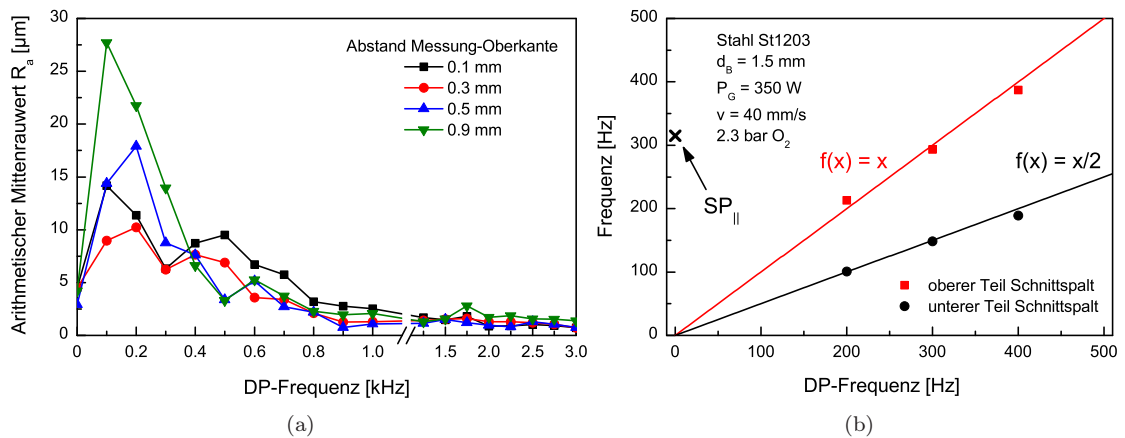


Abb. 2.10: Rauigkeit der Schnittspalte in Abhängigkeit von der DP-Frequenz (a) sowie Korrelation zwischen Orts- und eingebrachten DP-Frequenzen (b).^[27]

Der Einfluss der DP auf die Eigendynamik des Schmelzfilms zeigt sich insbesondere in den Rauigkeitswerten der Schnittkanten (Abb. 2.10 a). Während die Rauigkeit bei niedrigen DP-Frequenzen (200 Hz, $R_a = 17.9 \mu\text{m}$) stark gegenüber dem Ausgangszustand ($SP_{||}$, $R_a = 4.4 \mu\text{m}$) erhöht ist, ergibt sich für hohe Frequenzen (3 kHz, $R_a = 0.7 \mu\text{m}$) eine merkliche Rauigkeitsreduzierung. Eine effektive Glättung der gesamten Schnittfläche um bis einem Faktor 6 gegenüber $SP_{||}$ tritt oberhalb von etwa 2 kHz ein.^[27]

2.4.2 Laserstrahlschweißen mit DP

Die Ergebnisse zum Laserstrahlschneiden mit DP zeigen bereits das große Wirkpotenzial einer zeitlich und räumlich definierten Steuerung des Polarisationszustandes im Wechselwirkungsvolumen.

Bei der Übertragung der DP auf das LS sind a priori prinzipielle Unterschiede zu erwarten. Es treten eine Vielzahl dynamischer Elementarprozesse auf, die untereinander gekoppelt sind (z.B. Kapillarschwingungen, Schmelzbaddynamik). Ein merklicher Unterschied liegt in der aufgeschmolzenen Materialmenge, die beim LS im Vergleich zum Schmelzfilm beim Schneiden wesentlich größer ist.

Von Klippstein^[28], Gräf^[29] sowie Liebig^[30] wurden erste Untersuchungen zum LSDP durchgeführt. Die Wirkung der DP wurde anhand messtechnisch relativ einfach zugänglicher Parameter (z.B. Rauigkeit der Nahtober- und -unterseiten, Nahtgeometrie) analysiert.

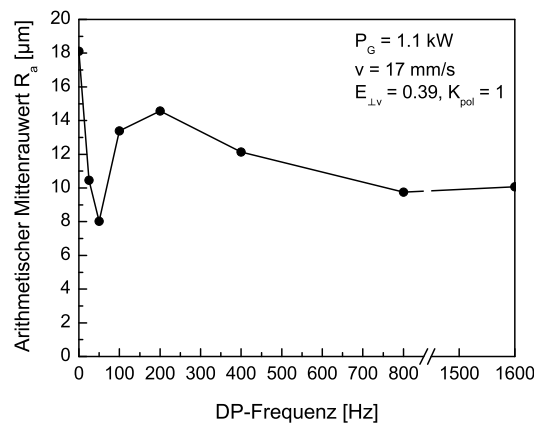


Abb. 2.11: Abhängigkeit der Nahtoberflächenrauigkeit R_a von der DP-Frequenz f_{DP} beim LSDP von Stahl Ck45.^[29]

Abbildung 2.11 zeigt die Abhängigkeit des arithmetischen Mittenrauhwertes R_a der Nahtoberseiten von der DP-Frequenz. Für die in den relativ schwer schweißbaren Stahl Ck45 mit den in Abb. 2.11 angegebenen Prozessparametern hergestellten Schweißnähte zeigt sich, dass die Rauigkeit der Nahtoberseiten durch die Wirkung der DP bei der DP-Frequenz 50 Hz ($R_a = 8 \mu\text{m}$) im Vergleich zu SP_{\parallel} ($R_a = 18.1 \mu\text{m}$) um bis zu einem Faktor 2.3 reduziert werden konnte. Nach diesem globalen Minimum steigen die R_a -Werte bis zur DP-Frequenz 200 Hz ($R_a = 14.6 \mu\text{m}$) zunächst an und fallen anschließend mit steigender DP-Frequenz wieder langsam ab.

2. Das Prinzip der Dynamischen Polarisation

Es ist zu vermuten, dass die R_a -Werte bei einer weiteren Zunahme der DP-Frequenz bis in den kHz-Bereich wieder ansteigen und sich schließlich den Werten der SP mit $E_{\perp v} = 0.39$ annähern (vgl. Abs. 8.4.2). Die entsprechenden Frequenzen konnten jedoch mit dem verwendeten ILM nicht realisiert werden.

Bereits an dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass - wie die weiterführenden Untersuchungen der vorliegenden Arbeit zeigen (vgl. S. 76, 78, 82, 89) - folgende „Resonanz“ ($f_{DP,res}$) eine besondere Rolle spielt: Alle DP-Effekte (z.B. die Rauighkeitsreduzierung) treten besonders deutlich auf, wenn während des Vorschubs um die Distanz eines Fokusbereichs die Polarisationsrichtung einmal wechselt:

$$f_{DP,res} = \frac{v}{2w_f} \quad (2.4)$$

Ein weiterer wesentlicher Aspekt zur Wirkung der DP ist das erforderliche Verhältnis der beiden senkrecht zueinander polarisierten Energieanteile. Diese relevante Größe wird als Energieverhältnis $E_{\perp v}$ definiert^[29] und in Abs. 5.4 ausführlich erläutert.

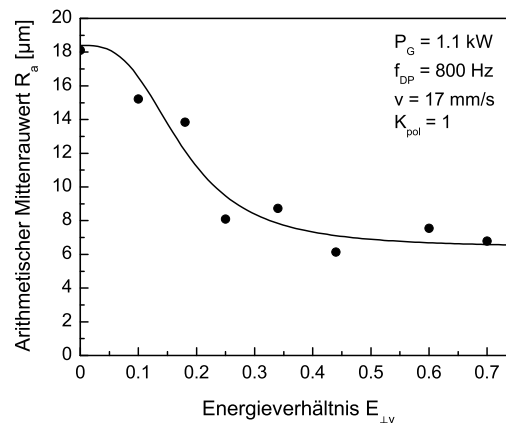


Abb. 2.12: Einfluss des Energieverhältnisses $E_{\perp v}$ beim LSDP von Stahl Ck45.^[29]

Für eine feste DP-Frequenz von 800 Hz, die im relativ unveränderlichen Bereich der Rauighkeitswerte liegt (Abb. 2.11), wurde der Einfluss des Energieverhältnisses auf die Nahtoberflächenrauighkeit am Werkstoff Ck45 untersucht (Abb. 2.12). Wie die Ergebnisse zeigen, ist die DP durch ein Schwellverhalten bezüglich $E_{\perp v}$ charakterisiert. Die ermittelten Rauighkeitswerte nehmen mit steigendem $E_{\perp v}$ ab und bleiben ab $E_{\perp v} \approx 0.3$ ($R_a \approx 7 \mu\text{m}$) konstant. Der Kurvenverlauf zeigt, dass die mit einer merklichen Reduzierung der Rauighkeit der Nahtraupe einhergehende DP-Wirkung ein bestimmtes minimales Energieverhältnis erfordert.

3 Charakterisierung des ILM-H

In Kap. 2 wurde bereits die zentrale Bedeutung des Modulators vom Typ ILM für das LSDP angedeutet. Im Gegensatz zu anderen Modulatorarten (z.B. elektro- und akustooptische Modulatoren) bietet dessen Funktionsprinzip eine einfache und flexible Lösung, die einfallende Laserstrahlung in zwei Arbeitsstrahlen zu teilen, diese anschließend mittels optischer Komponenten (z.B. $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit bei DP; vgl. Abb. 2.1) und der Anwendung der Doppeltransmission kollinear zu überlagern und zudem für Lasermaterialbearbeitungszwecke ausreichend schnell (bis in den kHz-Bereich) zwischen beiden Teilstrahlen zu schalten. Der ILM zeichnet sich dabei durch seine Unabhängigkeit vom Entstehungsprozess der Laserstrahlung sowie insbesondere von den Eigenschaften des CO₂-Lasers, wie z.B. Strahlqualität, Polarisation und Modenstruktur aus.

Auf der Basis der bisherigen, in zahlreichen Anwendungen bis etwa 1 kW kontinuierlicher CO₂-Strahlungsleistung etablierten ILM-Modelle^[26-29] wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Modulatormodell entwickelt, das zur Modulation von Multi-kW-CO₂-Laserstrahlung geeignet ist. Die Charakterisierung dieses ILM-H, insbesondere bezüglich der thermischen Stabilität bei der Modulation hoher Leistungen, wird nachstehend ausführlich diskutiert.

3.1 Aufbau und experimentelles Verhalten des ILM-H

3.1.1 Prinzipieller Aufbau des ILM-H

Den prinzipiellen Aufbau des ILM-H zeigt Abb. 3.1 b. Auf Grund des in Abs. 2.2 diskutierten erforderlichen Kompromisses wurde für die aus ZnSe ($n_{10.6\mu m} = 2.4$) bestehenden transparenten Optiken [Festoptik (1), Schwingoptik (2)] eine Plattenreflektivität von $R = 0.4$ gewählt. Die optische Apertur wurde auf 45 mm erweitert, um vor dem ILM-H eine Strahlaufweitung zur Reduzierung der Strahlungsintensität auf den Optiken zu ermöglichen.

Die Optiken werden über das Einschleifen der Auflagestifte (6) parallel zueinander justiert. Die Schwingoptik ist an einer elastischen Metallmembran befestigt. Durch die Wechselwirkung der stromdurchflossenen Spule (3) im Feld des Permanentmagneten (4) erfolgt eine Auslenkung der Schwingoptik, die linear zum angelegten

3. Charakterisierung des ILM-H

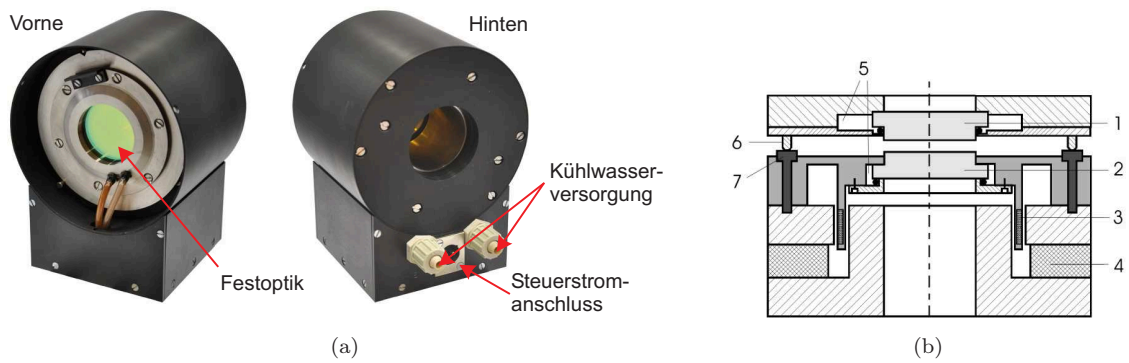


Abb. 3.1: Foto (a) und schematischer Aufbau des ILM-H (b); Festoptik (1), Schwingoptik (2), Steuerspule (3), Permanentmagnet (4), Kühlkanäle (5), Auflagegestifte (6) und Auflagepunkte (7).

Steuerstrom I ist (elektrodynamisches Prinzip). Die rücktreibende Kraft des schwingenden Systems wird durch die Metallmembran erzeugt. Das Kühlkanalsystem (5) der Vorgängermodelle wurde überarbeitet und in Hinblick auf Multi-kW-Leistungen optimiert. Es wird über die Kühlwasseranschlüsse (Abb. 3.1 a) durch einen externen, temperaturstabilisierten Laborthmostat mit destilliertem Wasser gespeist.

3.1.2 Untersuchung der Strahlteilungsfunktion des ILM-H

Die in Abhängigkeit vom Steuerstrom I_{ILM} bzw. Plattenabstand d experimentell bestimmten Leistungswerte des transmittierten, reflektierten und doppeltransmittier-

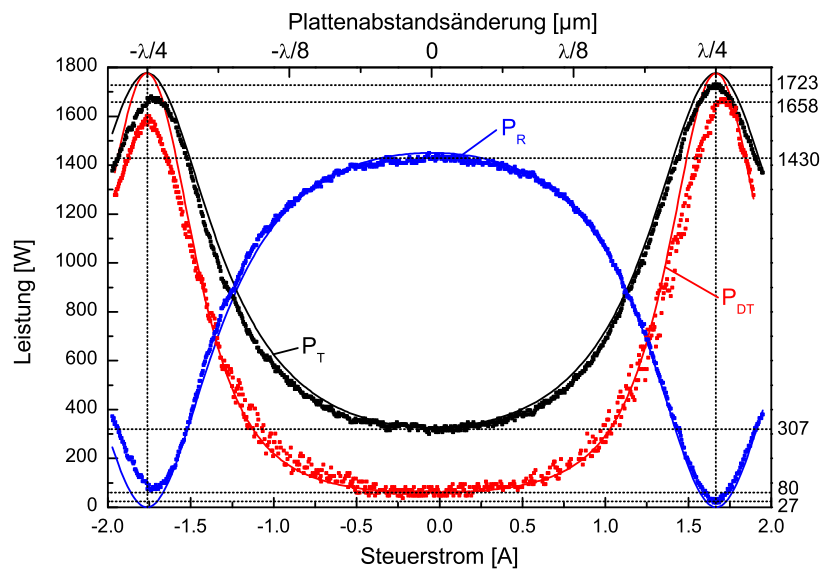


Abb. 3.2: Abhängigkeit von P_T , P_R und P_{DT} vom Steuerstrom bzw. Plattenabstand; theoretische Kurven nach Gl. 2.1 (durchgezogene Linien).

3. Charakterisierung des ILM-H

ten Strahlanteils stimmen trotz des intensiven einfallenden Strahlungsfeldes [$P_0 = 1775$ W, Strahldurchmesser $2w(z) = 20$ mm] sehr gut mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf (Gl. 2.1; $R = 0.4$, $\lambda = 10.6$ μm) überein (Abb. 3.2).

Durch eine Plattenabstandsänderung um $\Delta d = \lambda/4$ (entspricht $\Delta I_{ILM} \approx 1.8$ A) erfolgt eine Umschaltung von T_{max} zu T_{min} . Deutlich sichtbar ist die in Folge des Zweifachdurchgangs höhere Modulationstiefe des DT-Strahls.

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick der für die Teilstrahlen im Experiment erhaltenen Kennwerte. Detaillierte Untersuchungen mit einem geeigneten Strahlanalysegerät haben zudem gezeigt, dass, abgesehen von der Leistung, alle Strahlparameter (z.B. Divergenz und Modenstruktur) durch den ILM-H unbeeinflusst bleiben.

Tab. 3.1: Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Eigenschaften des für Multi-kW-CO₂-Laserstrahlung entwickelten ILM-H.

Bezeichnung	Symbol	Theorie	Experiment	Einheit
Reflektivität	R	0.4	-	-
Stromperiode		-	3.6	A
Ausgangsleistung	P_0	-	1775	W
Reflexion				
max. Leistung	$P_{R,max}$	$0.816 P_0$	$0.806 P_0$	W
min. Leistung	$P_{R,min}$	0	$0.015 P_0$	W
Modulationstiefe	M_R	∞	53.7	-
Transmission				
max. Leistung	$P_{T,max}$	P_0	$0.971 P_0$	W
min. Leistung	$P_{T,min}$	$0.184 P_0$	$0.173 P_0$	W
Modulationstiefe	M_T	5.4	5.6	-
Doppeltransmission				
max. Leistung	$P_{DT,max}$	P_0	$0.934 P_0$	W
min. Leistung	$P_{DT,min}$	$0.034 P_0$	$0.045 P_0$	W
Modulationstiefe	M_{DT}	29.5	20.0	-

3.1.3 Untersuchung der thermischen Stabilität des ILM-H

Die thermische Stabilität ist das charakteristische Kriterium für den Einsatz des ILM-H, das besonders bei hohen Werten von P_0 und R von Bedeutung ist (vgl. Abs. 2.2). Einflussfaktoren sind die Erwärmung der Optiken infolge von Absorption ($\alpha_{ZnSe} \approx 0.5\%/cm$), die Stromwärme der Steuerspule ($I_{ILM}^{max} = \pm 2$ A, $R_{sp} = 4$ Ω , $P_I^{max} = 16$ W) sowie äußere klimatische Bedingungen.

3. Charakterisierung des ILM-H

Die thermische Stabilität wurde mit dem vorhandenen CO₂-Lasertyp untersucht (Tab. 4.1). Mittels eines Kepler'schen Spiegelteleskops wurde der Strahldurchmesser variiert, um somit den Einfluss der auf die Modulatoroptiken auftreffenden Strahlungsintensität zu untersuchen. Der ILM-H wurde über einen externen Laborthermostat (Lauda A100) mit destilliertem Wasser (max. Durchfluss 8 l/min) gespeist. Er gewährleistet eine Temperaturstabilisierung auf ± 0.05 °C.

Während der Variation der Modulator Temperatur wurde der auf der Airy-Funktion gewählte Arbeitspunkt (R_{FPI}^{min}) nachgeregelt und die entsprechende Änderung des Steuerstromes bzw. des Plattenabstandes gemessen (Abb. 3.3 oben).

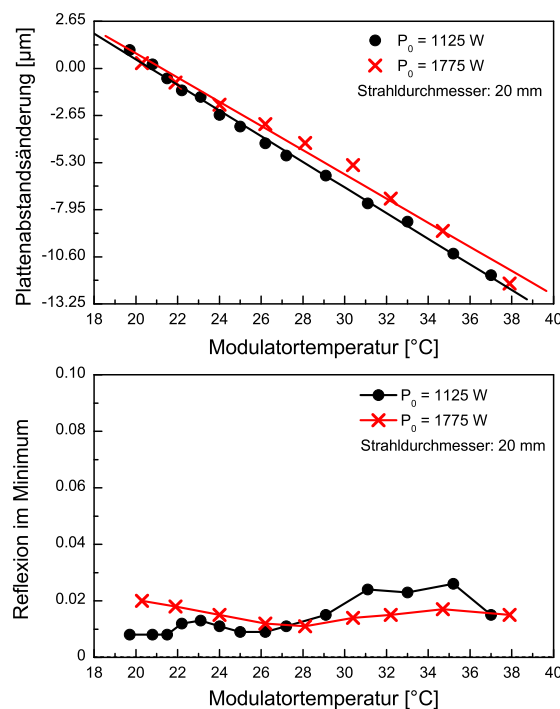


Abb. 3.3: Abhängigkeit der Änderung des Arbeitspunktes (oben) und des Reflexionsminimums (unten) von der Modulator Temperatur.

Im untersuchten Temperaturintervall $\Delta T = 18$ °C ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Plattenabstandsänderung und der Modulator Temperatur (Abb. 3.3 oben). Der Arbeitspunkt verschiebt sich insgesamt um etwa 13 µm woraus eine Temperaturperiode, also die zur Durchstimmung um $\Delta d = \lambda/2$ notwendige Temperaturänderung, von 7.3 °C resultiert. Die Änderung von $\Delta T = 18$ °C entspricht daher einer Verschiebung der Transmissionsfunktion um etwa 2.5 Perioden.

Diese thermische Durchstimmung des Modulators über die Kühlwassertemperatur resultiert aus einem komplexen Wechselspiel zwischen linearer thermischer Ausdeh-

3. Charakterisierung des ILM-H

nung und dem damit verbundenen Einfluss auf die ILM-Komponenten, auf das an dieser Stelle nicht näher eingegangen wird.

Dass bei der thermischen Durchstimmung des ILM-H die Parallelität der Interferometerplatten erhalten bleibt, kann aus den nahezu temperaturunabhängigen Werten des Reflexionsminimums (Abb. 3.3 unten; Skalierung beachten!) geschlossen werden (Schwankungsbreite $\pm 0.9\%$).

Die Untersuchung des Temperatureinflusses mit zwei verschiedenen Laserleistungen ($P_{0,1} = 1125 \text{ W}$, $P_{0,2} = 1775 \text{ W}$) und konstantem Strahldurchmesser [$2w(z) = 20 \text{ mm}$] zeigt zudem, dass der thermische Einfluss der durch Absorption in den Optiken erzeugten Wärme vernachlässigbar gering ist (Abb. 3.3 unten).

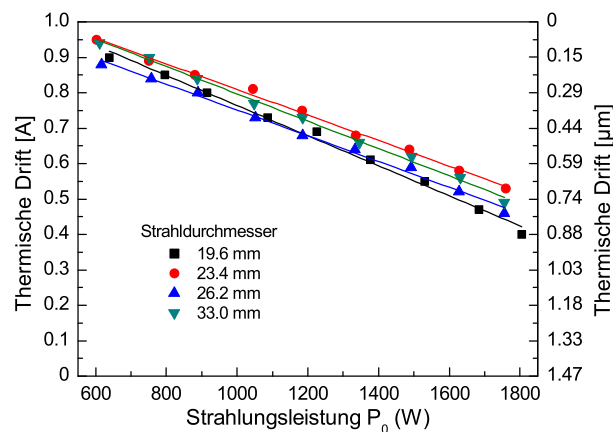


Abb. 3.4: Thermische Drift des ILM-H: Verschiebung eines gewählten Arbeitspunktes in Abhängigkeit von der eingestrahnten cw-Laserleistung.

Diese Tatsache belegt die thermische Drift, d.h. die Verschiebung des gewählten Arbeitspunktes in Abhängigkeit der eingestrahnten Laserleistung (Abb. 3.4). Die Messwerte zeigen im untersuchten Leistungsbereich zwischen 600 W und 1800 W cw eine lineare Abhängigkeit von der Laserleistung P_0 , wobei die Gesamtdrift mit $0.8 \mu\text{m}$ lediglich einen Bruchteil ($\lambda/14$) der Laserwellenlänge von $10.6 \mu\text{m}$ beträgt. In diesem Leistungsbereich ist die thermische Drift zudem unabhängig vom Strahldurchmesser und in der Folge unabhängig von der Strahlungsintensität auf den Optiken.

Aus dem diskutierten experimentellen Verhalten lässt sich ableiten, dass der ILM-H zur exakten Modulation von Laserleistungen bis etwa 4 kW cw problemlos eingesetzt werden kann.

Eine entsprechende Untersuchung konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf Grund der vorhandenen Lasertechnik ($P_{0,max} = 2 \text{ kW}$) nicht durchgeführt werden.

3.2 Ansteuerung des ILM-H

Zur Realisierung der schnellen und definierten Abstandsänderung wird der ILM-H über einen Funktionsgenerator angesteuert. Dieser gibt den zeitlichen Stromverlauf $I_{ILM}(t)$ durch die Steuerspule und damit die Plattenabstandsänderung $\Delta d \sim I_{ILM}(t)$ vor. Einflussgrößen sind Frequenz, Amplitude und Symmetrie der Ansteuerfunktion sowie der gewählte Arbeitspunkt (AP). Abbildung 3.5 zeigt zwei typische Leistungsverläufe $P_{DT}(t)$ des doppeltransmittierten Strahls.

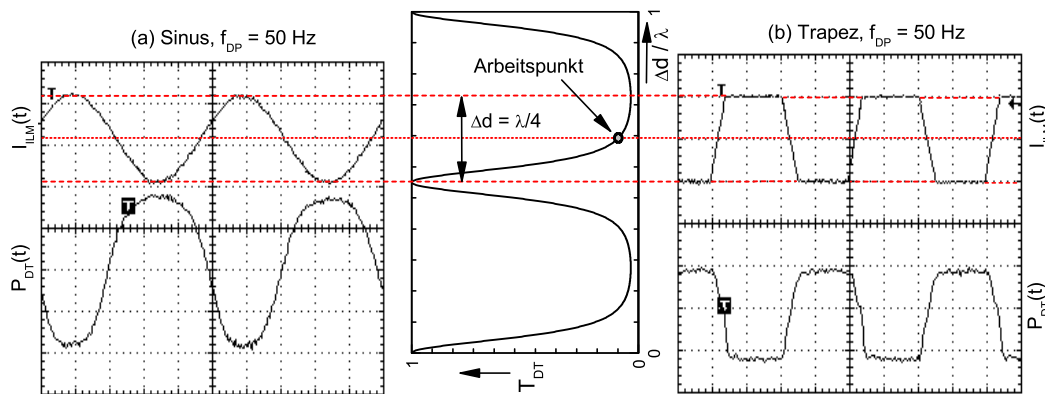


Abb. 3.5: Leistungsverlauf P_{DT} durch Ansteuerung des ILM-H mit $I_{ILM}(t)$.

Beim LSDP wurde die trapezförmige Stromfunktion (Abb. 3.5 b) verwendet. Im Ausgangszustand ($I_{ILM} = 0$) haben die Optiken einen konstruktionsbedingten Abstand. Über den Offset des Steuerstroms wird der AP so gewählt, dass er symmetrisch zwischen Maximum und Minimum der DT-Funktion liegt. Die Amplitude des Steuersignals gibt die Auslenkung der Schwingoptik um den gewählten AP vor. Zur Realisierung des maximalen Polarisationskontrastes (Abs. 5.4) ist diese so wählen, dass beide Extrema erreicht werden.

Der ILM-H schaltet dann periodisch mit einer maximalen Frequenz von etwa 1 kHz zwischen $P_{DT,max}$ und $P_{DT,min}$. In der Folge ändert sich der Polarisationszustand des Gesamtstrahls im Fokus bezüglich der Vorschubrichtung periodisch zwischen linear paralleler und linear senkrechter Richtung (vgl. Abbn. 2.1 und 2.8).

4 Experimentelle Versuchsanordnung

Die für das Laserstrahl-tiefschweißen von Stahlwerkstoffen mit technisch relevanten Einschweiß-tiefen und Vorschubgeschwindigkeiten erforderlichen Intensitäten (vgl. Abb. 1.1 b) können mit der Ausgangsleistung des vorhandenen CO₂-Lasers vom Typ SM2000E (Abs. 4.2) bei Brennweiten verfahrenstypischer Fokussieroptiken nicht erreicht werden. Deshalb wurde mit zwei Lasern (cw-Ausgangsleistung jeweils 2 kW) in einer Zweistrahlanordnung (ZSA) gearbeitet (Abb. 4.1), die auf der Grundanordnung der DP basiert (Kap. 2).

Bereits an dieser Stelle sei angemerkt, dass zur Realisierung o.g. Forderungen alle Versuche mit der jeweils maximal zur Verfügung stehenden Leistung durchgeführt wurden.

Zunächst erfolgt ein kurzer Überblick des Aufbaus, der in eine bereits bestehende Laboranlage integriert werden musste. Nachfolgend werden die wichtigsten Komponenten detailliert behandelt.

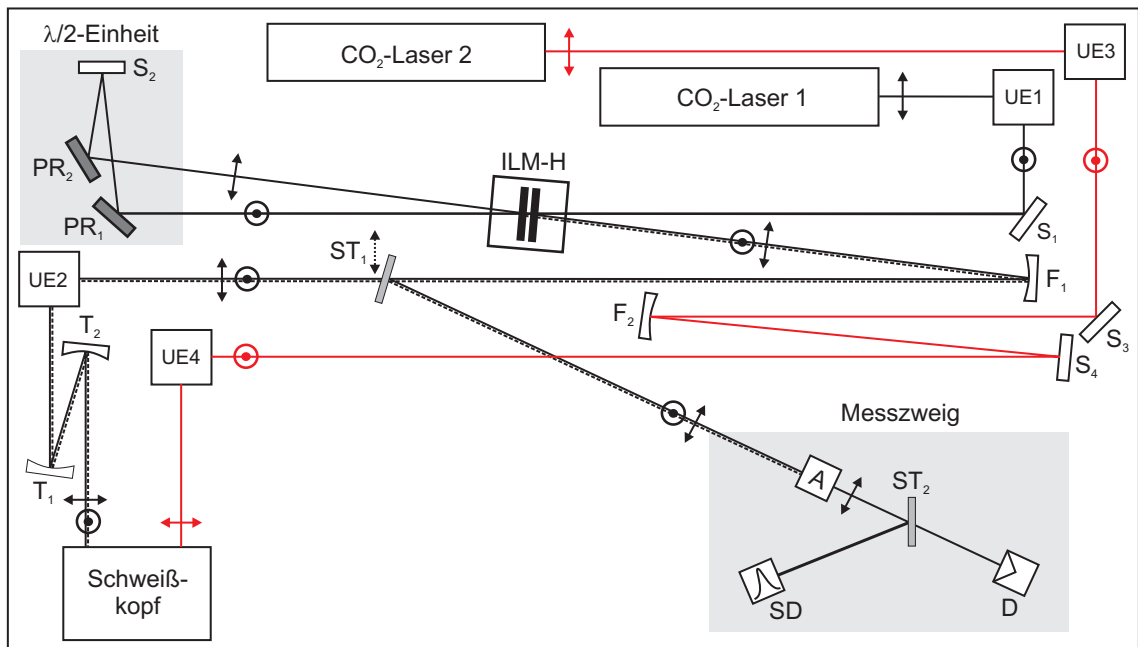


Abb. 4.1: Aufbau der Zweistrahlanordnung zum LSDP; UE: Umlenkeinheit, S: Umlenkspiegel, T: Teleskopspiegel, F: Fokussierer, PR: $\frac{\lambda}{4}$ -Spiegel, ST: Strahlteiler, A: Analysator, D: kalorimetrischer Empfänger, SD: schneller Detektor.

4.1 Überblick der Versuchsanordnung

Einen Überblick der ZSA gibt Abb. 4.1. Die Ausgangsstrahlung der verwendeten CO₂-Laser ist linear horizontal polarisiert. Auf Grund der räumlichen Gegebenheiten ist an verschiedenen Punkten eine vertikale Strahlführung notwendig, die durch die Umlenkeinheiten UE₁ bis UE₄ realisiert wird (Abb. 4.2). Simultan zum beabsichtigten vertikalen Strahlversatz und der 90°-Umlenkung in der Ebene erfolgt dabei eine Drehung der Polarisation um 90°.

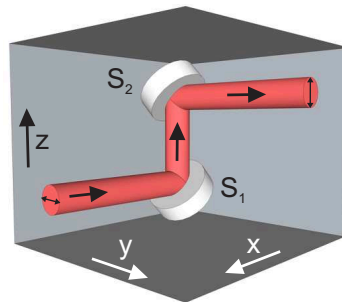


Abb. 4.2: Drehung der Polarisationsrichtung in der Umlenkeinheit UE.

Die nach UE₁ linear vertikal polarisierte Strahlung von Laser 1 passiert über den Spiegel S₁ den Hochleistungs-Interferenz-Laserstrahlung-Modulator (ILM-H). Der transmittierte Strahlanteil durchläuft die $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit (Abs. 2.3), die die Polarisationsrichtung um 90° dreht. Der nun linear horizontal polarisierte Strahl wird erneut durch den ILM-H transmittiert (Doppeltransmission) und dem vom ILM-H reflektierten Strahlanteil kollinear überlagert.

Der wiedervereinigte Gesamtstrahl läuft über F₁, UE₂ und ein Kepler'sches Spiegelteleskop (T₁, T₂) zum Schweißkopf (Abs. 4.5). Mittels des Strahlteilers ST₁, der durch einen Klappmechanismus zwischen F₁ und UE₂ in den Strahlengang gebracht werden kann, wird ein definierter Strahlanteil (8%) zur Kontrolle der Prozessparameter in den Messzweig eingekoppelt (Abs. 4.3).

Der Ausgangsstrahl von Laser 2 läuft nach der Umlenkeinheit UE₃ über die Optiken S₃, F₂, S₄ sowie UE₄ direkt zum Schweißkopf. Laser 2 dient der Bereitstellung der notwendigen Restleistung, die Strahlungseigenschaften (insbesondere die Leistung) bleiben dabei zeitlich unverändert.

4.2 Verwendete CO₂-Laserstrahlungsquellen

In den Untersuchungen zum LSDP wurden zwei CO₂-Laser vom Typ SM2000E (Hersteller: FEHA GmbH) verwendet. Einen Überblick der wesentlichsten technischen Daten dieses axial angeregten, langsam längsgeströmten, diffusionsgekühlten Niederdruckgasentladungslasers gibt Tab. 4.1.

Tab. 4.1: Technische Daten des verwendeten CO₂-Lasers SM2000E.^[33]

maximale cw-Leistung	2000	W
Leistungsstabilität	±2	%
Wellenlänge	10.59	µm
Polarisation	linear horizontal	-
Strahlungsmodus	TEM ₀₀	-
K-Zahl (M ⁻²)	> 0.8	-
Fernfelddivergenz	< 1.5	mrاد
Durchmesser Strahltaile	ca. 15	mm
Länge des aktiven Mediums	17.5	m
Faltung des Resonators	neunfach (180°)	-
Lasergas	Premix Laserstar 81	-

4.3 Kontrolle der Prozessparameter

Aus dem in den Messzweig (Abb. 4.1) eingekoppelten Anteil des Gesamtstrahls von Laser 1 wird über den Analysator A der horizontal polarisierte Strahlanteil (DT-Strahl) selektiert. Mittels des zweiten Strahlteilers ST₂ ($R = 50\%$) kann sowohl die mittlere Leistung (kalorimetrischer Empfänger D, Typ: LMW30, $P_{max}^{cw} = 30\text{ W}$, luftgekühlt) als auch der zeitliche Verlauf der modulierten Strahlung (schneller Detektor SD, Typ: Ultrafast Powermeter, $P_{max}^{cw} = 150\text{ W}$, wassergekühlt, Zeitkonstante 1 µs) detektiert werden. Zudem ist mittels eines weiteren leistungsstarken, kalorimetrischen Empfängers (PM500A, $P_{max}^{cw} = 10\text{ kW}$, wassergekühlt) an jedem beliebigen Punkt die Leistungsmessung beider Arbeitsstrahlen möglich.

4.4 Zur Strahlführung Laserausgang-Schweißkopf

Entsprechend der Ausbreitung Gauß'scher Strahlen vergrößert sich der Strahlradius $w(z)$ [$1/e^2$ -Radius] im TEM₀₀-Grundmode mit zunehmendem Abstand z von der Strahltaile am Laserausgang [$z = 0$, $w(z = 0) = w_0$] wie folgt:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad z_0: \text{Rayleighlänge} \quad (4.1)$$

4. Experimentelle Versuchsanordnung

Die für die korrekte Funktion der optischen Elemente einzuhaltenen Abstände und Winkel (ILM-H, $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit) sowie die o.g. Integration der ZSA in die bestehende Laboranlage haben relativ lange Strahlwege zur Folge. Die nachstehenden Betrachtungen beschränken sich auf den doppeltrasmittierten Strahl, da dieser mit 18.3 m (von Laserausgang bis Schweißkopf) den längsten Weg im Versuchsaufbau zurücklegt (Abb. 4.1).

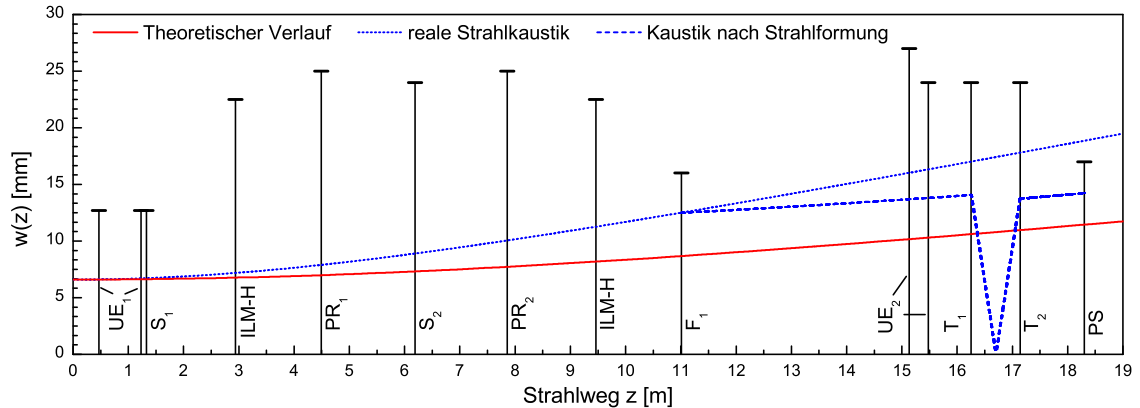


Abb. 4.3: Vergleich zwischen theoretischer und realer Strahlkaustik von Laser 1; Anpassung der Divergenz durch die strahlformenden Elemente F_1 , T_1 und T_2 ; alle optischen Elemente sind mit ihrer effektiven Apertur an den jeweiligen Positionen eingezeichnet.

Mittels der von Stolze^[34] beschriebenen, experimentell relativ einfachen Methode wurde der reale Kaustikverlauf des verwendeten CO_2 -Lasers bestimmt (Abb. 4.3). Demnach beträgt der Tailenradius am Laserausgang etwa 7 mm. Er entspricht der Herstellerangabe (Tab. 4.1). Am Schweißkopf ist der Strahlradius auf etwa 20 mm angewachsen.

Zur Vermeidung von Leistungsverlusten und einer Beschädigung der optischen Elemente durch Bestrahlung der Fassungen sind daher strahlformende Elemente im Strahlengang notwendig. Bei $z \approx 11$ m wurde deshalb der langbrennweitige Sammelspiegel F_1 ($f = 5$ m) und bei $z \approx 16.5$ m das Kepler'sche Spiegelteleskop, das zusätzlich zur Korrektur der Fokuslagen dient (Abs. 4.5.3), integriert.

Unter Berücksichtigung der experimentell ermittelten Strahltaile folgt aus dem Vergleich der Fernfelddivergenzen ($z \gg z_0$) der realen Strahlkaustik und des Gaußstrahls (Gl. 4.1) eine Strahlqualitätszahl $K = 1/M^2 = 0.7$, die leicht vom angegebenen Wert abweicht (Tab. 4.1).

4.5 Fokussierung der Laserstrahlung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuer Schweißkopf konzipiert. Er basiert auf der nachstehend schematisch gezeigten und von Dausinger et al.^[35] untersuchten Superposition zweier geneigter Laserstrahlen zur Addition der zur Verfügung stehenden Leistung auf der Werkstückoberfläche.

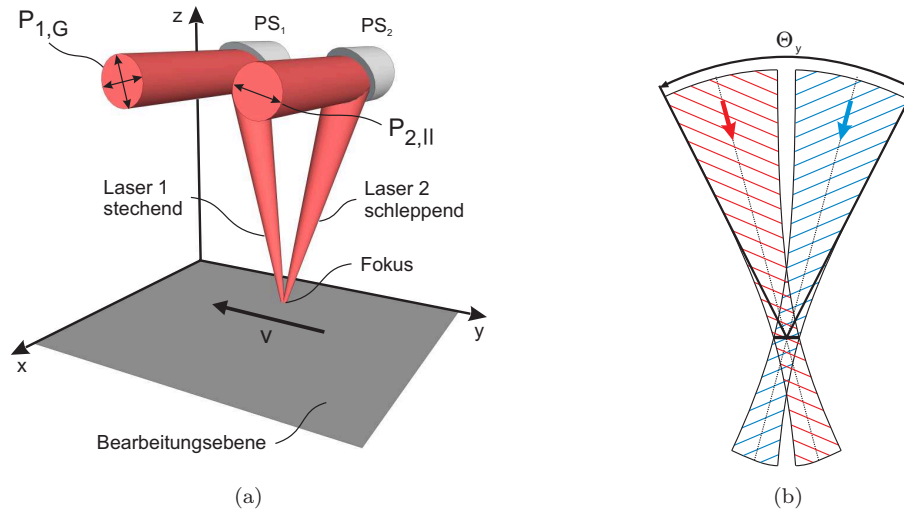


Abb. 4.4: Superposition zweier geneigter Laserstrahlen (a) und Kaustikverlauf des Gesamtstrahls (b); Θ_y : Fokussierwinkel in Vorschubrichtung, PS: Parabolspiegel.

4.5.1 Prinzip und Realisierung der Winkeladdition zweier Strahlen

Als Fokussieroptiken wurden zwei hartgoldbeschichtete Cu-Parabolspiegel (Brennweite: 250 mm, freie Apertur: 35 mm) verwendet. Sie gewährleisten eine 90°-Umlenkung mit einer abbildungsfehlerfreien Fokussierung (Astigmatismus). Die beiden fokussierten Arbeitsstrahlen haben einen Winkel von 7° zur Oberflächennormalen des Werkstücks. Dieser resultiert aus dem Abstand der beiden Optiken sowie deren Brennweite.

Tab. 4.2: Parameter der Superposition zweier geneigter Laserstrahlen.

Einfallswinkel	7° (zur Oberflächennormale)
Laser 1 (DP)	stechend
Laser 2 (SP)	schleppend
Fokussierwinkel (Gesamtstrahl)	$\Theta_x = 8^\circ, \Theta_y = 22^\circ$
Fokussierzahl	$F = 7.14$
Durchmesser Gesamtfokus	230 μm

4. Experimentelle Versuchsanordnung

Die Fokusgröße des Gesamtstrahls entspricht bei gleicher Strahlqualität sowie gleichen Fokussierbedingungen der Fokusgröße der Einzelstrahlen. Die Gesamtintensität ist proportional zu deren Anzahl. Die durch die schräge Projektion des Fokus auf die Werkstückoberfläche verursachte Verzerrung sowie die daraus folgende Intensitätsänderung beträgt nur 0.7% und kann daher vernachlässigt werden.

Die Vorschubrichtung (negative y-Richtung) wurde parallel zur Schnittebene beider Strahlen (y-z-Ebene) gewählt. Folglich trifft der DP-Strahl (Laser 1) stechend, der SP-Strahl (Laser 2) schleppend auf die Werkstückoberfläche. Der Gesamtstrahl ist in Vorschubrichtung im Vergleich zu den Einzelstrahlen durch einen vergrößerten Fokussierwinkel charakterisiert. Die Eigenschaften der Superposition beider Strahlen sind in Tab. 4.2 spezifiziert.

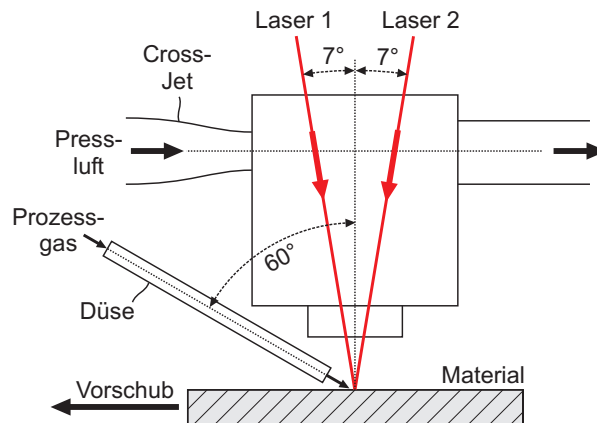


Abb. 4.5: Anordnung von Cross-Jet und Prozessgasdüse.

In den konzipierten Schweißkopf wurde eine Anordnung zur Versorgung des Schweißprozesses mit den notwendigen Arbeitsgasen integriert (Abb. 4.5). Zum Schutz der Optiken vor aufsteigenden Materialdämpfen sowie Schweißspritzern dient ein Pressluft-Cross-Jet, dessen Dimensionierung von Seiser^[36] optimiert wurde. Über eine Düse (Durchmesser: 6 mm, Länge: 200 mm), die in stechender Richtung positioniert ist (Winkel: 60° zur Oberflächennormalen des Werkstücks), wird ein Inertgas zum Schutz der Schweißnaht sowie zur Plasmakontrolle zugeführt. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde Helium mit einer Reinheit von 99.996% (He4.6) mit einer Durchflussmenge von 20 l/min verwendet.

4.5.2 Korrektur der Polarisationsrichtung

Die angetriebene fehlerfreie Abbildung in einen gemeinsamen Fokuspunkt erfordert die Drehung beider Parabolspiegel jeweils um 7° um deren optische Achse. Hieraus resultiert eine Fehlstellung der Polarisationsrichtung in der Bearbeitungsebene. Die linearen Polarisationszustände liegen nicht mehr parallel zum Koordinatensystem des CNC-Tisches. Diese Fehlstellung kann jedoch in den beiden Umlenkeinheiten UE₂ und UE₄ korrigiert werden: Durch eine geeignete Verschiebung des Spiegels S₁ (Abb. 4.2) entlang der x -Achse und eine Nachjustierung von Spiegel S₂ wird die Polarisationsrichtung vor dem Schweißkopf so gedreht, dass sie senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene des Strahls auf der Fokussieroptik steht (Abb. 4.4 a).

4.5.3 Korrektur der Fokusslage

Beide Laserstrahlen besitzen auf Grund optisch unterschiedlicher Laserresonatoren sowie verschiedener strahlformender Elemente im Strahlengang verschiedene Divergenzen. In der Folge ergeben sich durch die Fokussierung abweichende vertikale Fokusslagen. Um dennoch die maximale Intensität im Gesamtfokus zu erreichen, wird mittels des Kepler'schen Spiegelteleskops (T₁ mit $f_1 = 0.44$ m, T₂ mit $f_2 = 0.34$ m) im Strahlengang von Laser 1 (Abb. 4.1) dessen Fokusslage mit der feststehenden Fokusebene von Laser 2 zur Deckung gebracht.

4.5.4 Charakterisierung der Fokusgeometrie

Die exakte Lage beider Foki unterhalb des Schweißkopfes wurde mittels der Methode der „schiefen Ebene“ ermittelt.^[29] Die Kombination mit der von Stolze^[34] beschriebenen Methode ermöglicht die Bestimmung des Fokussdurchmessers. Dazu sind die Fokussbreiten der bei zwei unterschiedlichen Leistungen aufgenommenen Strahlkaustiken auszumessen und entsprechend der von Stolze angegebenen Bestimmungsgleichung zu berechnen.^[34] Für die beiden verwendeten Laser ergab sich ein annähernd gleicher Fokussdurchmesser von etwa 230 μm (Laser 1: $2w_0 = 233$ μm , Laser 2: $2w_0 = 225$ μm) woraus bei der verwendeten Leistung (≤ 3 kW) eine Gesamtintensität von etwa $7.2 \cdot 10^6$ W/cm² resultiert.

4.6 Anordnung zur Untersuchung der DP mittels Highspeed-Videotechnik

Die Beobachtung der dynamischen Prozesse im Wechselwirkungsvolumen, beispielsweise Schmelzbad und Plasma, mittels Highspeed-Videotechnik stellt einen wesentlichen Punkt der Untersuchungen des LSDP dar. Die hierzu realisierte Anordnung aus Highspeed-Kamera (HSK) und Beleuchtungsquelle (Abb. 4.6) wurde in die bereits vorgestellte Versuchsanordnung (Abb. 4.1) integriert.

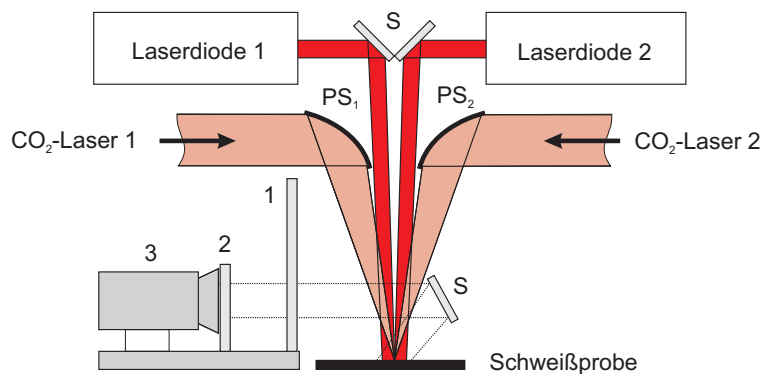


Abb. 4.6: Schematische Anordnung zur Beobachtung des Schweißprozesses mittels Highspeed-Videotechnik; 1: Schutzglasscheibe, 2: Metallinterferenzfilter, 3: Highspeed-Kamera, PS: Parabolspiegel für CO₂-Laserstrahlung, S: Umlenkspiegel.

Das Hauptproblem der Beobachtung des Schmelzbades mit HSK liegt in der intensiven Plasmafackel, die das Bild überbelichtet. Es kann zum einen mittels ausreichend starker Lichtquellen (typisch sind Xe- oder Bogenlampen mit erforderlichen Leistungsdichten von etwa 1 kW/cm^2) gelöst werden. Letztere „überstrahlen“ das laserinduzierte Plasma. Alternativ eignen sich Beleuchtungslaser in Kombination mit einem Filter, das nur die Beleuchtungswellenlänge passieren lässt. Diese Variante wurde bei den Untersuchungen zum LSDP angewendet. Die erforderlichen Leistungen der beiden verwendeten GaAlAs-Laserdioden (jeweils 0.5 W) sind vergleichsweise gering. Die emittierte Wellenlänge konnte über die Temperatur mittels eines Peltierelementes zwischen 802 nm und 817 nm durchgestimmt werden. Die Wechselwirkungszone wurde auf einer Fläche von etwa $(12 \times 8) \text{ mm}$ homogen beleuchtet. Das verwendete Kamerasystem (Vosskühler HCC-1000/1024S) wurde mittels Zwischenringen hinsichtlich maximaler Vergrößerung bei gegebenem minimalen Arbeitsabstand von 16 cm optimiert. Der kamerainterne CMOS-Sensor lieferte mono-

4. Experimentelle Versuchsanordnung

chromatische Bilder mit einer Auflösung von 1024×512 Pixel bei 900 fps (Belichtungszeit 1.1 ms) bzw. 1024×256 Pixel bei 1800 fps (Belichtungszeit 0.55 ms).

Auf Grund der engen Platzverhältnisse, die aus der relativ geringen Brennweite der Parabolspiegel ($f = 250$ mm) resultieren, wurde die Kamera horizontal positioniert. Über den Umlenkspiegels S konnte die Nahtoberseite unter einem relativ großen Winkel beobachtet werden. Zur Untersuchung der Plasmafackel wurde die Kamera vertikal verschoben, um somit frontal auf den Schweißprozess blicken zu können.

Zur Filterung der Wellenlänge des Beleuchtungslasers in einem sehr engen Spektralbereich wurde ein Metallinterferenzfilter (2) der Firma Carl Zeiss Jena verwendet. Das Filter besitzt eine maximale Transmission von 35 % bei $\lambda_{max} = 800$ nm, eine Halbwertsbreite von 10 nm bis 16 nm sowie eine freie Apertur von 47 mm. Als Beleuchtungswellenlänge wurde deshalb die untere Grenze des o.g. Bereichs (802 nm) gewählt, um die Transmission durch das Filter zu maximieren.

Die Schutzscheibe (1) aus Kalk-Natron-Silikat-Glas (Fensterglas) dient dem Schutz vor Spritzern und besitzt eine zusätzliche Filterwirkung bezüglich der Wellenlänge der hochintensiven CO₂-Laserstrahlung. Aus den optischen Eigenschaften ($n = 1.97$, $K = 0.61$; vgl. Kap. 5) folgt eine Reflektivität von $R = 0.14$ bei senkrechter Inzidenz und $\lambda = 10.6$ μm . Die sehr geringe Absorptionslänge $l_\alpha = 1.38$ μm ist gleichbedeutend mit einer kompletten Absorption der CO₂-Laserstrahlung. Für $\lambda_{max} = 802$ nm hingegen besitzt Fensterglas eine relativ hohe Transparenz.

5 Vorbetrachtungen zur Wechselwirkung Laserstrahlung-Werkstück

Vernachlässigt man zunächst das laserinduzierte Plasma (Kap. 7), so wird die Strahlungsintensität über Fresnelabsorption in das Werkstück eingekoppelt. Dieser Wechselwirkungsmechanismus zwischen einfallender Strahlung und Materie erfolgt über die geladenen Teilchen im Festkörper, wobei auf Grund der hohen Strahlungsfrequenzen im Bereich 10^{13} Hz nur die leichten Elektronen den erzwungenen Schwingungen folgen können. Über die Elektrodynamik sind die elektrischen Eigenschaften mit den absorptionsbestimmenden optischen Eigenschaften des Mediums verknüpft.

Nachstehend werden die grundlegenden physikalischen Zusammenhänge und die Abhängigkeit der Absorption von Wellenlänge, Einfallswinkel und Polarisationsrichtung der Strahlung sowie von der Temperatur diskutiert. Danach wird auf die Energieeinkopplung beim realen Schweißprozess, insbesondere auf den Unterschied zwischen statischer und dynamischer Polarisation, eingegangen. Abschließend werden die beiden Größen Polarisationskontrast und Energieverhältnis zur Charakterisierung der DP eingeführt.

5.1 Die optischen Konstanten n und K bei Metallen

Für die Ausbreitung einer ebenen, monochromatischen Welle in einem homogenen, isotropen, leitenden Medium folgt aus der Wellengleichung des elektrischen Feldes (Telegraphengleichung) durch Vergleich mit der Wellengleichung im nichtleitenden Medium eine komplexe Dielektrizitätsfunktion $\tilde{\epsilon}(\omega)$:

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon - i \frac{\sigma(\omega)}{\omega} = \epsilon_0 \left(\epsilon_r - i \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega} \right) \quad (5.1)$$

Hierbei sind ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante und ω die Kreisfrequenz der Laserstrahlung. Die dynamische Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$ ergibt sich aus der Elektronendichte n_e , der effektiven Masse m^* , der Gleichstromleitfähigkeit σ_0 sowie der Elementarladung e . Sie ist auf Grund der Anwesenheit des

elektrischen Wechselfeldes frequenzabhängig und komplex:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau} = \frac{e^2 n_e \tau}{m^*(1 + i\omega\tau)} \quad (5.2)$$

Über die Relaxationszeit τ (mittlere freie Flugzeit der Elektronen zwischen zwei Kollisionen) ist $\sigma(\omega)$ zudem temperaturabhängig. Mit der Dispersionsbeziehung elektromagnetischer Wellen und der relativen Permeabilität μ_r folgt aus Gl. 5.1 ein komplexer Brechungsindex \tilde{n} .

$$\tilde{n} = \sqrt{\mu_r \left(\epsilon_r - i \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega} \right)} = n - iK = n - i\kappa n \quad (5.3)$$

Gleichung 5.3 verbindet die optischen Konstanten des Mediums (Brechzahl n , Extinktionskoeffizient K sowie Absorptionsindex κ) mit den elektrischen und magnetischen Eigenschaften ϵ_r , μ_r und $\sigma(\omega)$. Durch Vergleich von Real- und Imaginärteil in Gl. 5.3 ergibt sich schließlich für n und K :

$$n = \sqrt{\frac{\mu_r}{2} \left(\sqrt{\epsilon_r^2 + \left(\frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega} \right)^2} + \epsilon_r \right)} ; K = \sqrt{\frac{\mu_r}{2} \left(\sqrt{\epsilon_r^2 + \left(\frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega} \right)^2} - \epsilon_r \right)} \quad (5.4)$$

Die optischen Konstanten sind zum einen frequenzabhängig und zum anderen Funktionen der Temperatur, da sie über $\sigma(\omega)$ mit der temperaturabhängigen Relaxationszeit τ verbunden sind. Sie sind ein Maß für die Rückwirkung des Mediums auf die einfallende elektromagnetische Welle. Der Extinktionskoeffizient K berücksichtigt dabei die exponentielle Dämpfung und die reelle Brechzahl n die Dispersion des Strahlungsfeldes. Die Wegstrecke, nach der die Amplitude des elektrischen Feldes auf den e-ten Teil abgefallen ist, wird als Absorptionslänge oder Eindringtiefe l_α definiert (λ_0 : Vakuumwellenlänge).

$$l_\alpha = \frac{c}{\omega K} = \frac{\lambda_0}{2\pi K} \quad (5.5)$$

Berücksichtigt man die Proportionalität zwischen Intensität und Betragsquadrat der Feldstärke, wobei die Absorption im Medium durch das Lambert-Beersche Gesetz

Tab. 5.1: Optische Eigenschaften von Eisen für verschiedene Wellenlängen bei Raum- und Schmelztemperatur.^[37]

T [K]	298				1809			
λ_0 [μm]	0.5	1.06	5.0	10.6	0.5	1.06	5.0	10.6
n	3.2	3.9	5.8	7.6	2.0	3.6	9.8	14.8
K	3.5	4.4	14.6	29.3	3.0	5.0	10.9	15.5
α_{abs} [10^5 cm^{-1}]	8.8	5.2	3.7	3.5	7.5	5.9	2.7	1.8
l_α [nm]	11.4	19.2	27.3	28.8	13.3	16.9	36.5	54.4

beschrieben wird, erhält man schließlich den linearen Absorptionskoeffizienten α_{abs} :

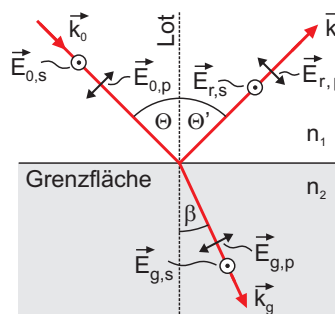
$$\alpha_{abs} = \frac{2K\omega}{c} = \frac{4\pi K}{\lambda_0} = \frac{4\pi n\kappa}{\lambda_0} = \frac{1}{l_\alpha} \quad (5.6)$$

Werte für n , K , α_{abs} und l_α von Eisen sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

5.2 Strahlungsabsorption im Medium

Auf Grund des Elektronengases hoher Dichte sind Metalle im IR durch einen extrem hohen linearen Absorptionskoeffizienten charakterisiert. Hieraus resultiert eine im Vergleich zur Wellenlänge sehr geringe Absorptionslänge (vgl. Tab. 5.1). Folglich werden durch das äußere Strahlungsfeld nur die oberflächennahen Elektronen zu Schwingungen angeregt. Sie übertragen einen Bruchteil ihrer Energie durch die Wechselwirkung mit Phononen sowie Fehl- und Störstellen auf den Festkörper und senden die übrige Energie in den freien Raum zurück.

Fällt die Strahlung unter einem Winkel Θ auf die Grenzfläche, so wird der elektrische Feldstärkevektor \vec{E}_0 in Bezug auf die durch die Richtung der einfallenden Welle


Abb. 5.1: Reflexion und Brechung einer elektromagnetischen Welle an der Grenzfläche zweier Medien mit den Brechzahlen $n_1 < n_2$.

5. Vorbetrachtungen zur Wechselwirkung Laserstrahlung-Werkstück

sowie der Flächennormalen definierte Einfallsebene in zwei Komponenten [parallel (p) und senkrecht (s) zur Einfallsebene] zerlegt (Abb. 5.1). Der beim Übergang der elektromagnetischen Welle durch die Grenzfläche reflektierte Anteil lässt sich nun mit den allgemeinen Fresnel'schen Formeln berechnen (R_{Fr} : Reflexionsgrad):

$$R_{Fr}^{(s)} = 1 - \frac{a^2 + b^2 - 2a \cos \Theta + \cos^2 \Theta}{a^2 + b^2 + 2a \cos \Theta + \cos^2 \Theta} \quad (5.7)$$

$$R_{Fr}^{(p)} = 1 - R_{Fr}^{(s)} \frac{a^2 + b^2 - 2a \sin \Theta \tan \Theta + \sin^2 \Theta \tan^2 \Theta}{a^2 + b^2 + 2a \sin \Theta \tan \Theta + \sin^2 \Theta \tan^2 \Theta} \quad (5.8)$$

$$\text{mit: } a^2, b^2 = 1/2 \left\{ \sqrt{(n^2 - K^2 - \sin^2 \Theta)^2 + 4K^2} \pm (n^2 - K^2 - \sin^2 \Theta) \right\} \quad (5.9)$$

Diese folgen aus den Maxwellgleichungen mit den Stetigkeitsbedingungen des elektrischen und magnetischen Feldes. Einflussgrößen sind die optischen Konstanten n und K , der Einfallswinkel Θ sowie der Polarisationszustand der Strahlung. Auf Grund der im Vergleich zu relevanten Materialdicken sehr geringen optischen Eindringtiefe, kann die Transmission der Strahlung vernachlässigt werden. Der Absorptionsgrad A_{Fr} folgt daher aus den Gln. 5.7 und 5.8.

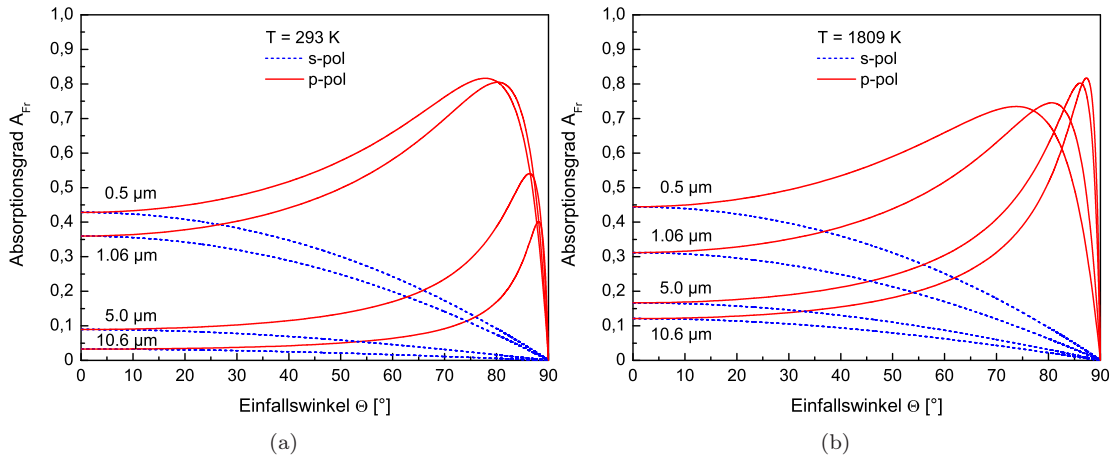


Abb. 5.2: Absorptionsgrad A_{Fr} von Eisen für verschiedene Wellenlängen bei Raumtemperatur (a) und Schmelztemperatur (b); n , K aus Tab. 5.1.

Der Verlauf von A_{Fr} für verschiedene Wellenlängen bei Raumtemperatur (T_0) und Schmelztemperatur (T_S) zeigt einige für das LSDP relevante Abhängigkeiten (Abb. 5.2). Für die Berechnung wurden die in Tab. 5.1 angegebenen Werte verwendet. In der Startphase des Schweißprozesses ($\Theta = 0^\circ$) ergibt sich ein höherer Absorptionsgrad für kürzere Wellenlängen. Für $\Theta > 0^\circ$ zeigt sich die Polarisationsabhängigkeit

5. Vorbetrachtungen zur Wechselwirkung Laserstrahlung-Werkstück

der Fresnel'schen Formeln. Während A_{Fr} für die p-polarisierte Komponente bis zum Brewsterwinkel α_{Br} deutlich zunimmt, ergibt sich für die s-polarisierte Komponente eine kontinuierliche Abnahme bis zum streifenden Einfall ($\Theta = 90^\circ$). Sowohl bei T_0 als auch bei T_S verschiebt sich α_{Br} mit steigender Wellenlänge in Richtung 90° . Der Wert des Absorptionsgrades im Brewsterwinkel fällt bei T_0 mit zunehmender Wellenlänge ab, währenddessen bei T_S eine Zunahme stattfindet.

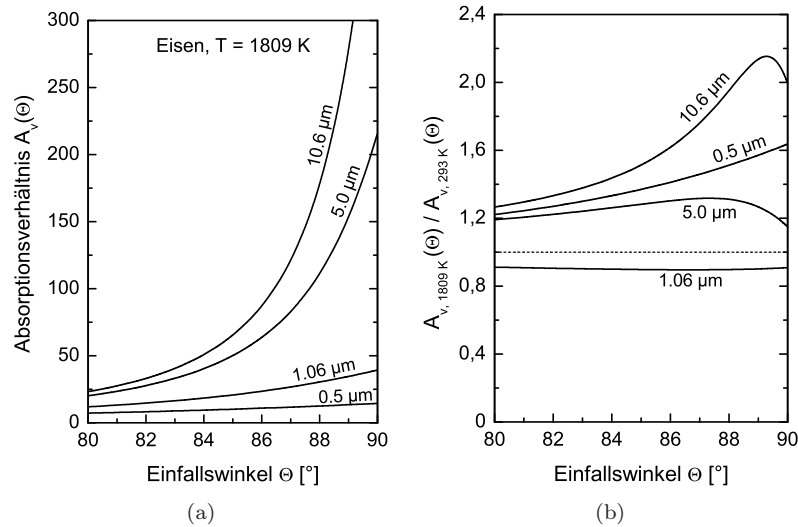


Abb. 5.3: Absorptionsverhältnis $A_v(\Theta)$ für Eisen bei verschiedenen Wellenlängen (a) sowie Unterschied von $A_v(\Theta)$ zwischen Schmelz- und Raumtemperatur (b); vgl. Text.

Eine für das LSDP relevante Größe, gerade auch im Hinblick auf die Übertragung der Methode auf andere Laserwellenlängenbereiche, ist das Verhältnis von A_{Fr} bei p- und s-polarisierter Strahlung. Es sei im Folgenden als Absorptionsverhältnis $A_v(\Theta) = A_p(\Theta)/A_s(\Theta)$ definiert. Das Absorptionsverhältnis ist ein Maß für das Wirkpotenzial der DP, da es den Unterschied der absorbierten Energiemenge an Kapillarfront und -seite angibt. Typische Kapillargeometrien sind durch einen Einfallswinkel von 80° bis 90° charakterisiert. In diesem Winkelintervall ergeben sich für $A_v(\Theta)$ im Wellenlängenbereich des CO_2 -Lasers die größten Werte (Abb. 5.3 a). Für $\Theta = 88^\circ$, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ist die Absorption bei SP_{\parallel} an der Kapillarfront um etwa den Faktor 180 gegenüber den Seiten überhöht.

Die Temperaturabhängigkeit des Absorptionsverhältnisses ist relativ gering (Abb. 5.3 b). Im angegebenen Winkelbereich ist der Unterschied zwischen T_S und T_0 für CO_2 -Laserstrahlung am größten. Ausschließlich für $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ist eine geringe Abnahme von $A_v(\Theta)$ mit steigender Temperatur zu verzeichnen.

5.3 Energieeinkopplung beim realen Schweißprozess

Aus der Polarisationsabhängigkeit der Absorption (Abs. 5.2) sind beim realen Schweißprozess unter Berücksichtigung von Plasmaabsorption und Mehrfachreflexionen in bestimmten Bearbeitungsfenstern merkliche Unterschiede zwischen statisch linearer (SP_{\parallel}) und senkrecht (SP_{\perp}) zum Vorschub polarisierter Strahlung zu erwarten. Dieser Aspekt wurde experimentell bereits detailliert untersucht, wobei der jeweilige Polarisationszustand zeitlich unmoduliert blieb.^[2,4,12-14] Für eine Diskussion der Energieeinkopplung bei DP und deren Einordnung in die teilweise differenten Ergebnisse der genannten Arbeiten wurden eigene Untersuchungen am Al-Si-beschichteten Bor-Mangan-Stahl 22MnB5 (USIBOR 1500P)^[38] zum Einfluss der SP durchgeführt. Dieser Werkstoff wird in Abs. 8.5 ausführlicher charakterisiert.

5.3.1 Energieeinkopplung bei statischer Polarisation

Zur Untersuchung des Polarisationsinflusses bei SP wurden Nahtquerschliffe angefertigt und bezüglich der Querschnittsgeometrie ausgewertet. Im Vergleich zu SP_{\perp} ergeben sich für die verwendeten Versuchsparameter [$d_B = 3\text{ mm}$, $P_G = 2.7\text{ kW}$, $v = 23\text{ mm/s}$, He4.6 (20^l/min)] bei SP_{\parallel} schlankere und tiefere Nähte. Dem Fresnelformalismus folgend wird die Strahlungsenergie hier verstärkt an der Kapillarfront und -rückseite absorbiert und trägt somit zu einer gegenüber SP_{\perp} erhöhten Einschweißtiefe bei.

In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Beyer et al.^[4,13] nimmt die Nahttiefe bei SP_{\perp} ab, die Nahtbreite hingegen steigt an. Ursache ist die verstärkte Absorption der Strahlungsenergie an den Seitenwänden der Kapillare.^[13] Für die verwendeten Versuchsparameter ergab sich eine Veränderung des Aspektverhältnisses zwischen beiden Polarisationszuständen von etwa 20%.

Ein wesentliches Resultat ist zudem die konstante Nahtquerschnittsfläche. Diese indiziert, dass die eingekoppelte Energiemenge und folglich der Schmelzwirkungsgrad unabhängig vom jeweiligen Polarisationszustand (SP_{\parallel} , SP_{\perp}) ist.

Die Ergebnisse von Garashchuk et al.^[12] sowie Sato et al.^[14] hingegen zeigen zwar ebenso eine erhöhte Einschweißtiefe bei SP_{\parallel} , eine konstante Nahtbreite und folglich eine unterschiedliche Nahtquerschnittsfläche führten auf eine polarisationsabhängige Energieeinkopplung.

Beim Schweißen mit zirkularer Polarisierung (ZP) bzw. unpolarisierter Strahlung (UP) wird die Energie über Fresnelabsorption homogen auf dem Kapillarrand verteilt, weshalb für die Nahtbreite und -tiefe folglich Werte zu erwarten sind, die zwischen denen bei SP_{\parallel} und SP_{\perp} liegen.

5.3.2 Energieeinkopplung bei dynamischer Polarisierung

Bei der DP wird mittels des ILM-H periodisch zwischen den beiden in Abs. 5.3.1 untersuchten Polarisationszuständen geschaltet. Für eine konstante Gesamtleistung $P_G = 2.7 \text{ kW}$, die Modulationsparameter $E_{\perp v} = 0.3$ und $K_{pol} = 0.5$ sowie die beiden Vorschubgeschwindigkeiten $v_1 = 23 \text{ mm/s}$ und $v_2 = 35 \text{ mm/s}$ ist die Nahtquerschnittsfläche A_{NQ} und folglich der Schmelzwirkungsgrad auf Grund der polarisationsunabhängigen Energieeinkopplung im Mittel konstant und zudem unabhängig von der verwendeten DP-Frequenz (Abb. 5.4). Es wird deutlich, dass A_{NQ} um den Faktor der entsprechenden Streckenenergien $E_x = P_G/v$ kleiner wird (Tab. 5.2).

Tab. 5.2: Abhängigkeit der Nahtgeometrie von der Vorschubgeschwindigkeit v .

	$v_1 = 23 \text{ mm/s}$	$v_2 = 35 \text{ mm/s}$	Faktor
$E_x \text{ [J/mm]}$	117.4	77.1	1.52
$A_{NQ} \text{ [mm}^2\text{]}$	3.28	2.29	1.43
$B \text{ [mm]}$	1.97	1.37	1.44

Aus den Ergebnissen der Energieeinkopplung bei SP ist auch bei DP ein Einfluss auf die Nahtbreite B denkbar. Die Ansteuerung des ILM-H erfolgt mit einem trapezför-

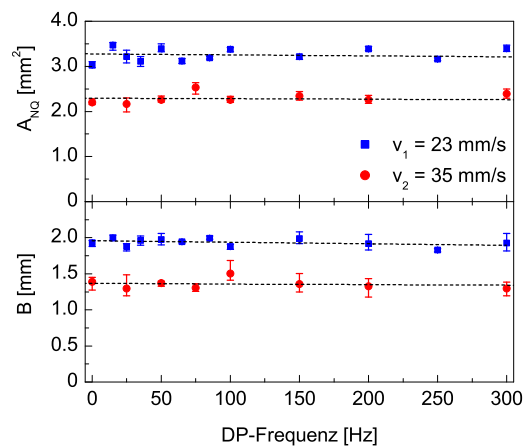


Abb. 5.4: Abhängigkeit der Nahtquerschnittsgeometrie von der DP-Frequenz; B : Nahtbreite, A_{NQ} : Nahtquerschnittsfläche.

5. Vorbetrachtungen zur Wechselwirkung Laserstrahlung-Werkstück

migen Steuerstromsignal (Tastverhältnis 1:1; s. Abs. 3.2). Die Schaltzeiten zwischen den beiden Endzuständen sind abhängig von der Ansprechzeit des ILM-H. Sie liegen in der Größenordnung weniger Hundert μs .

Aus der DP-Frequenz f_{DP} ergibt sich die Zeitdauer $\Delta t = \frac{T_P}{2} = \frac{1}{2}f_{DP}^{-1}$, während der die beiden Endzustände der Modulationsperiode wirken. Für typische DP-Frequenzen liegt Δt in der Größenordnung weniger ms. Die charakteristischen Zeiten der Dampfkapillare (Eigenfrequenzen: $\sim \text{kHz}$, Kollapszeit: $\sim 0.1 \text{ ms}$)^[19,20] sind im Vergleich zu Δt relativ kurz. Die Kapillare ist daher in der Lage, der modulierten Energieeinkopplung ins Material zu folgen und ihre Geometrie entsprechend der Energie- und Druckbilanz auf der Kapillaroberfläche einzustellen (Kap. 6). In der Folge sind bei den verwendeten, typischen DP-Frequenzen Symmetrisierungs- oder Mittlungseffekte der Polarisationsmodulation nicht zu erwarten.

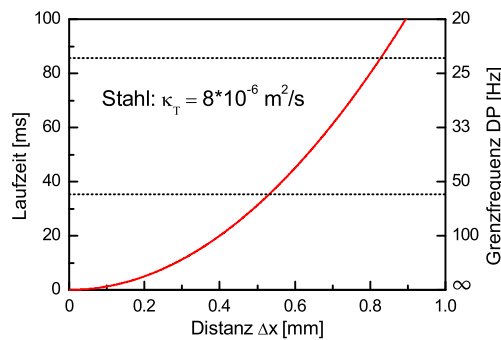


Abb. 5.5: Laufzeit einer Isotherme im Material für die Distanz Δx zwischen Kapillar- und Schmelzbadrand; κ_T : Temperaturleitfähigkeit.

Die Bildung des Schmelzbades und folglich der Schweißnaht erfolgt neben Konvektion in der Schmelze durch Wärmeleitung von der Kapillaroberfläche ins Material. Die Laufzeit $t = \frac{\Delta x^2}{\kappa}$ einer Isotherme für die Distanz Δx zwischen Kapillar- und Schmelzbadrand wird durch die Temperaturleitfähigkeit κ bestimmt. Nimmt man einen Kapillardurchmesser von etwa $300 \mu\text{m}$ an, so beträgt Δx bei v_1 etwa 0.83 mm und bei v_2 etwa 0.53 mm (vgl. Tab. 5.2). Die Laufzeit t liegt folglich in der Größenordnung von etwa 86 ms bzw. 35 ms (Abb. 5.5). Sie ist im Vergleich zur Wirkdauer $\Delta t = \frac{1}{2}f_{DP}^{-1}$ relativ lang, weshalb der Schmelzbadrand für die o.g. Schweißparameter von der Dynamik der Polarisation praktisch nicht beeinflusst wird. Dies konnte experimentell durch die DP-unabhängige Nahtbreite B am Werkstoff USIBOR 1500P^[38] mit den angegebenen Parametern bestätigt werden (Abb. 5.4).

5.4 Charakterisierung der dynamischen Polarisation

In den folgenden Betrachtungen zur Charakterisierung der DP wird der allgemeine Fall der Zweistrahlanordnung diskutiert. Sie erlaubt auf Grund der Verwendung zweier Laser und der großen Flexibilität des ILM-H ein breites Variationsspektrum der Polarisationsverhältnisse im Fokus.

Beide aus der Strahlung von Laser 1 erzeugten Teilstrahlen werden nach der Polarisationsänderung mittels des ILM-H kollinear überlagert. Dabei bleibt die Gesamtleistung $P_{0,1}$ im verlustfreien Fall zeitlich konstant. Die Strahlung von Laser 2 ($P_{0,2}$) wird nicht moduliert und ist linear parallel zum Vorschub polarisiert (SP_{\parallel}). Folglich ergibt sich die Zeitabhängigkeit der Gesamtleistung P_G wie folgt (Abb. 5.6):

$$P_G = P_{0,1}(t) + P_{0,2}(t) = P_{\parallel,1}(t) + P_{\perp,1}(t) + P_{\parallel,2} = konst. \quad (5.10)$$

Um die DP quantitativ charakterisieren zu können, wurden die beiden Kenngrößen Polarisationskontrast K_{pol} und Energieverhältnis $E_{\perp v}$ eingeführt.^[29] K_{pol} ist ein Maß für die Modulationstiefe der Strahlung und ergibt sich aus dem Verhältnis der Differenz der Extrema des Leistungsverlaufes $P_{\perp v,1}(t)$ zur Gesamtleistung P_G :

$$K_{pol} = \frac{P_{\perp,1}^{max} - P_{\perp,1}^{min}}{P_G} \quad (5.11)$$

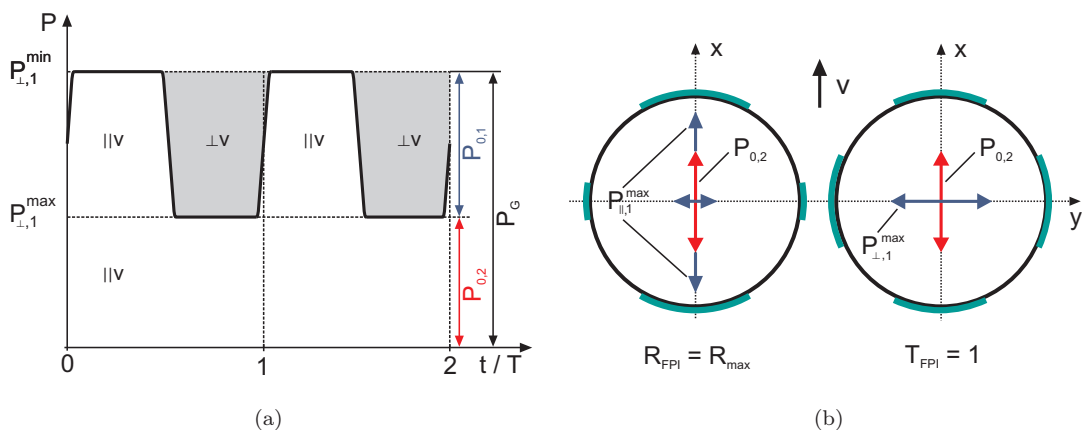


Abb. 5.6: Zeitlicher Verlauf der Leistungsanteile mit $P_{0,1} = P_{0,2}$ (a) sowie schematische Darstellung der im Fokus resultierenden Absorptionsverteilung (b); Orte maximaler Absorption farbig gekennzeichnet.

Das Funktionsprinzip des ILM-H bei der schnellen Abstandsänderung erlaubt die Variation der Energien der senkrecht zueinander polarisierten Strahlungsanteile unabhängig von K_{pol} (vgl. Abb. 3.5).

Zur vollständigen Beschreibung der DP ist deshalb die Definition des Energieverhältnisses $E_{\perp v}$ notwendig. Es beschreibt das Verhältnis der Energien der senkrecht (E_{\perp}) und parallel (E_{\parallel}) zum Vorschub polarisierten Strahlung und ist ein Maß für die dem Schweißprozess durch die DP zugeführte Dynamik:

$$E_{\perp v} = \frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}} = \frac{\int_0^T P_{\perp,1}(t) dt}{\int_0^T [P_{\parallel,1}(t) + P_{\parallel,2}] dt} \quad (5.12)$$

Die Definition des Energieverhältnisses behält auch im statischen Fall ihre Gültigkeit. Der ILM-H fungiert dann als fester Strahlteiler, dessen Reflektivität vom Plattenabstand abhängt. In Kombination mit der $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit kann in der Folge durch die Wahl eines bestimmten Arbeitspunktes (Offset) ein beliebiges, zeitunabhängiges Verhältnis der beiden orthogonal zueinander polarisierten Teilstrahlen (R und DT) realisiert werden.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass sich die Wahl der Modulationsparameter $E_{\perp v}$ und K_{pol} in den durchgeführten Versuchen am experimentell ermittelten Schwellverhalten der DP (Abs. 2.4.2) orientiert. Beide Einflussgrößen wurden folglich unter Berücksichtigung der Leistungsverhältnisse der beiden Laser der ZSA maximal gewählt.

6 Betrachtungen zur Dampfkapillare beim Laserschweißen mit DP

Die Dampfkapillare ist das charakteristische Merkmal des Laserstrahl-tiefschweißprozesses, die bei Überschreiten der für das Verdampfen des Werkstoffes notwendigen Schwellintensität I_s gebildet wird.

Zum Verständnis der bei der Bildung und Erhaltung der Dampfkapillare ablaufenden Prozesse (Abb. 6.1) existieren zahlreiche experimentelle und theoretische Arbeiten.^[21–23,39,40] Die reale Kapillare ist durch ihre komplexe Dynamik charakterisiert. Modellrechnungen von Klein^[18–20] und Kroos^[41] für eine zylinderförmige Geometrie zeigten beispielsweise, dass axiale, radiale sowie azimutale Eigenschwingungen angeregt werden können, deren mögliche Ursache z.B. in der Schwankung der Laserleistung liegt.^[20]

Dieser Ansatz ist besonders interessant für das LSDP. Zwar bleibt bei der DP die Gesamtleistung P_G konstant, aus der zeitlich und räumlich definierten Änderung der Polarisationsverhältnisse und folglich der Absorptionsverteilung sind jedoch auch hier periodische Änderungen der Kapillargeometrie zu erwarten.

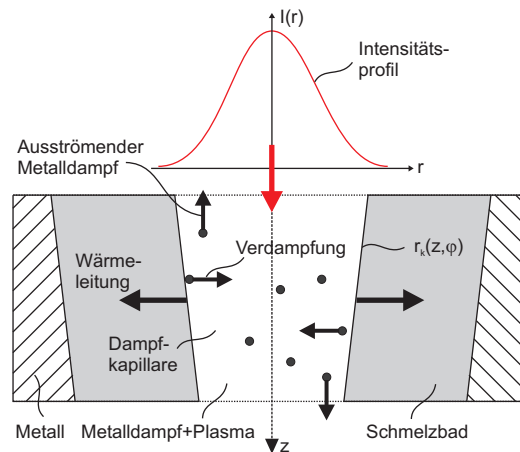


Abb. 6.1: Elementarprozesse in der Dampfkapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen.

6.1 Druckverhältnisse

Die gebildete Dampfkapillare wird durch den aus der Verdampfung des Materials resultierenden Druck der Dampfphase, den Rückstoßdruck der ablatierenden Teilchen sowie durch den aus der Strömung des Dampfes in der Kapillare hervorgerufenen

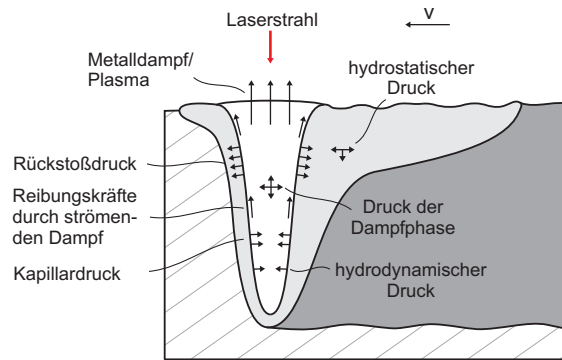


Abb. 6.2: Schematische Darstellung der Druckverhältnisse in der Dampfkapillare; vgl. Text.

Druckanteil offengehalten. Der hydrostatische Druck p_h , der Staudruck p_v und der aus der Oberflächenspannung der Schmelze resultierende Kapillardruck p_γ bewirken ein Schließen der Dampfkapillare (Abb. 6.2).

Verdampfung und Ablationsdruck

Die Verdampfung des Materials beim realen Schweißprozess ist immer mit Materialabtrag verbunden, da durch den aus der Kapillare strömenden Metall Dampf (Abb. 6.2) nur ein Bruchteil rekondensieren kann. Das System befindet sich folglich außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichtes.

Die die Kapillarwand verlassenden Teilchen haben eine stark anisotrope, senkrecht von der Oberfläche weg gerichtete Verteilung der Geschwindigkeitsvektoren. Durch Stoßprozesse der Teilchen innerhalb der sogenannten Knudsen-Schicht wird diese Verteilung isotrop und entspricht einer Maxwellverteilung mit überlagerter mittlerer Abströmgeschwindigkeit (Thermalisierung).^[42,43] Durch die Stoßprozesse können Teilchen zurück zur Oberfläche gestreut werden und dort rekondensieren.

Das Verdampfen des Materials ist stets mit Impulstransport verbunden. Aus der Impulserhaltung folgen Rückstoßkräfte der ablatierenden Dampfteilchen auf die Schmelzoberfläche, die den Rückstoßdruck p_{abl} zur Folge haben.

Abschätzung der schließend wirkenden Druckkomponenten

Die folgende Abschätzung der schließend wirkenden Druckkomponenten für eine zylinderförmige Dampfkapillare mit Radius $r_k = 150\ \mu\text{m}$ und Tiefe $z_k = 3\ \text{mm}$ zeigt, dass der hydrostatische und hydrodynamische Druck der Schmelze gegenüber dem Kapillardruck für das in dieser Arbeit untersuchte Bearbeitungsfenster vernachlässigt werden können. Für die Rechnungen wurden die Dichte der Schmelze

von Eisen mit $\rho_s = 7.015 \text{ g/cm}^3$ ^[42] und die Oberflächenspannung der Schmelze mit $\sigma_s = 1.872 \text{ N/m}$ ^[42] angenommen.

Kapillardruck

Die Grenzflächen zwischen aufgeschmolzenem Material und umgebender Atmosphäre (Schmelzbadoberseite, Kapillarwand) sind freie Oberflächen, die sich entsprechend den wirkenden Kräften ausbilden. Mit der Oberflächenspannung der Schmelze σ_s sowie den beiden Hauptkrümmungsradien R_1, R_2 in einem beliebigen Punkt der Kapillarwand ergibt sich der Kapillardruck p_γ zu:^[42]

$$p_\gamma = \sigma_s \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (6.1)$$

Für eine rotationssymmetrische Kapillare mit tiefenabhängigem Radius $r_k(z)$ sind die beiden Krümmungsradien in der Tiefe z' gegeben durch:

$$R_1(z = z') = r_k(z') \quad , \quad R_2(z = z') = \left| \frac{\left(1 + \left(\frac{dr_k}{dz} \Big|_{z=z'} \right)^2 \right)^{3/2}}{\frac{d^2 r_k}{dz^2} \Big|_{z=z'}} \right| \quad (6.2)$$

Reale Kapillargeometrien sind im Allgemeinen durch eine Abnahme des Kapillarradius mit der Tiefe z ($\frac{dr_k}{dz} < 0$) charakterisiert, weshalb der Druck zur Kapillarspitze hin zunimmt.

Die Oberflächenspannung σ_s selbst ist eine temperaturabhängige Stoffgröße. Auf Grund der geringen Temperaturunterschiede auf der Kapillaroberfläche^[44] sind merkliche Kapillardruckänderungen primär aus Geometrieänderungen (R_1, R_2) zu erwarten. Für die o.g. Kapillargeometrie ($R_1 = r_k, R_2 = \infty$) lässt sich p_γ zu etwa $1.3 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ abschätzen.

Hydrostatischer Druck

Der hydrostatische Druck $p_h(z) = \rho_s g z$ ergibt sich aus dem über dem Volumenelement ΔV in der Tiefe z befindlichen Schweredruck der Flüssigkeitssäule (g : Schwerkbeschleunigung der Erde). Er kann zusätzlich durch eine inhomogene, temperaturabhängige Dichteverteilung ρ_s der Schmelze variieren. Der hydrostatische Druck nimmt demnach linear mit der Kapillartiefe z zu und beträgt in der Tiefe z_k etwa $2 \cdot 10^2 \text{ Pa}$.

Hydrodynamischer Druck

Der hydrodynamische Druck resultiert aus der Strömung des vor der Kapillare aufgeschmolzenen Materials um die Kapillare herum. Diese Strömung lässt sich modellhaft durch eine reibungsfreie, ebene Potenzialströmung um einen Zylinder mit dem Radius r_k nähern. Betrachtet man das umliegende aufgeschmolzene Material als unendlich ausgedehnt, so ergibt sich nach Poprawe^[42] mit der konstanten Strömungsgeschwindigkeit v_∞ eine maximale Druckdifferenz Δp_v auf dem Kapillarrand von:

$$\Delta p_v = \frac{9}{4} \frac{\rho_s}{2} v_\infty^2 \quad (6.3)$$

Diese Druckdifferenz resultiert aus den Staupunkten an der Vorder- und Rückseite sowie den Stellen mit maximaler Geschwindigkeit seitlich des umströmten Zylinders. Mit einem Vorschub von $v = v_\infty = 30 \text{ mm/s}$ lässt sich Δp_v zu wenigen Pa abschätzen. Beim realen Tiefschweißprozess wird die Schmelze durch die Phasengrenze fest/flüssig seitlich begrenzt. Für den reduzierten Strömungsquerschnitt folgt aus der Kontinuitätsgleichung (Abs. 8.1.1) eine im Vergleich zum Vorschub überhöhte Strömungsgeschwindigkeit. Daher ist dieser Druckterm bei hohen Schweißgeschwindigkeiten zu berücksichtigen.

6.2 Energiebilanz

Die Verdampfung des Materials wird maßgeblich durch die Temperatur der Kapillaroberfläche bestimmt. Diese stellt sich entsprechend der folgenden Energiebilanzgleichung ein:

$$q_{abs} = q_{Fr} + q_{Pl} = q_w + q_{abl} + q_v \quad (6.4)$$

Die absorbierte Energieflussdichte (q_{abs}) ergibt sich zum einen aus direkter Fresnelabsorption (q_{Fr}) sowie zum anderen aus der Übertragung der vom Plasma absorbierten Energie (q_{Pl}) an die Kapillarwand. Ein Teil der eingekoppelten Energie wird zur Verdampfung des Materials (q_{abl}) benötigt. Der restliche Teil (q_w) wird durch Wärmeleitung ins Materialinnere sowie durch Konvektion im Schmelzbad abtransportiert.

Unter den Verlustmechanismen q_v kann zum einen die im abströmenden, teilweise ionisierten Metaldampf gespeicherte Ionisations- und Wärmeenergie verstanden werden. Zum anderen ergeben sich Verluste durch Wärmestrahlung der Kapillaroberfläche, die jedoch gemäß der Stefan-Boltzmann-Beziehung bei einer Oberflächentemperatur von etwa 3000 K und der daraus resultierenden Strahlungsintensität von etwa 460 W/cm^2 vernachlässigbar sind.

6.3 Beeinflussung der Dampfkapillare mittels DP

Im Folgenden wird zunächst die Verteilung der auf der Kapillaroberfläche absorbierten Intensität für verschiedene Polarisationszustände berechnet. Auf dieser Basis soll anschließend der Einfluss der DP auf die Kapillargeometrie und folglich auf deren Dynamik diskutiert werden. Auf das laserinduzierte Plasma sowie auf Mehrfachreflexionen in der Kapillare wird in nachfolgenden Betrachtungen näher eingegangen.

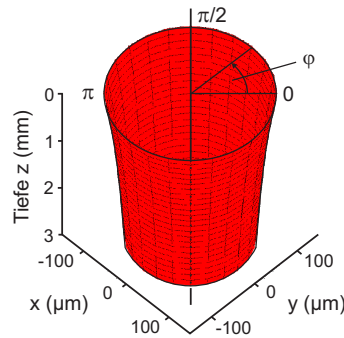


Abb. 6.3: Form der für die Berechnung der Absorptionsverteilung verwendeten, konischen Dampfkapillare; φ : Azimutwinkel.

Die Verteilung der vom Material auf der Kapillaroberfläche absorbierten Intensität I_a wird durch die optischen Konstanten des Mediums sowie durch die Eigenschaften der Laserstrahlung bestimmt. Mit dem Einfallswinkel Θ der Strahlung auf der Oberfläche, dem Fresnelabsorptionsgrad A_{Fr} sowie der Intensität des Gaußstrahls

$$I(r,z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left(-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \quad (6.5)$$

ergibt sich unter Berücksichtigung der angenommenen konischen Kapillarform $r_k(\varphi, z)$ [Abb. 6.3] die Intensitätsverteilung I_a wie folgt:

$$I_a(r,\varphi,z) = \cos(\Theta) A_{Fr}(n,K,\Theta,\varphi) I(r,z) \quad (6.6)$$

6. Betrachtungen zur Dampfkapillare beim Laserschweißen mit DP

Im Ausgangszustand (AZ) der Modulationsperiode sei die Strahlung vollständig linear parallel zum Vorschub polarisiert (SP_{||}). Der Absorptionsgrad A_{Fr} ist dann abhängig vom Azimutwinkel φ , vom Einfallswinkel Θ sowie von den Fresnelabsorptionsgraden der p- und s-polarisierten Komponente in einem beliebigen Punkt der Kapillaroberfläche ($A_{Fr}^{(p)}$, $A_{Fr}^{(s)}$), die in Abhängigkeit von Θ berechnet werden:

$$\text{SP}_{||}: A_{Fr} = A_{Fr}^{(p)} \cos^2 \varphi + A_{Fr}^{(s)} \sin^2 \varphi \quad (6.7)$$

Für die optischen Konstanten n, K werden dabei die Werte von Eisen bei Schmelztemperatur angenommen (Abs. 5.1).

Der Endzustand (EZ) der Modulationsperiode ist abhängig vom Polarisationskontrast K_{pol} , wobei die Strahlung bei $K_{pol} = 1$ im EZ vollständig orthogonal zum Vorschub polarisiert ist (SP_⊥). Für einen beliebigen EZ ($0 \leq K_{pol} \leq 1$) gilt in Abhängigkeit vom Azimutwinkel φ :

$$A_{Fr} = (1 - K_{pol}) \left(A_{Fr}^{(p)} \cos^2 \varphi + A_{Fr}^{(s)} \sin^2 \varphi \right) + K_{pol} \left(A_{Fr}^{(p)} \sin^2 \varphi + A_{Fr}^{(s)} \cos^2 \varphi \right) \quad (6.8)$$

Die aus den Gln. 6.5, 6.6 und 6.8 sowie der vorgegebenen Kapillargeometrie $r(\varphi, z)$ [Abb. 6.3] resultierenden Absorptionsverteilungen auf der Kapillaroberfläche sind in Abb. 6.4 relativ zum Intensitätsmaximum $I_{a,max}$ dargestellt.

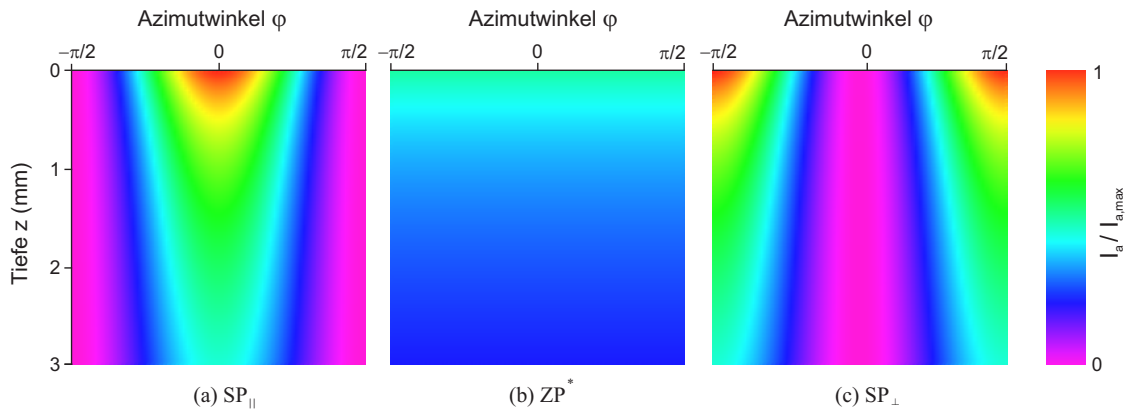


Abb. 6.4: Verteilung der absorbierten Intensität I_a auf der Oberfläche einer konischen Dampfkapillare für verschiedene Polarisationszustände relativ zum Maximalwert $I_{a,max}$.

Bei SP_{||} ergibt sich eine maximale Absorption an der Kapillarfront ($\varphi = 0$) [Abb. 6.4a], währenddessen diese bei SP_⊥ an den Seiten der Kapillare ($\varphi = -\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}$) [Abb. 6.4c] maximal ist. Im EZ mit $K_{pol} = 0.5$ ($P_{||} = P_{\perp}$; vgl. Abb. 6.5 b) stellt sich ei-

ne rotationssymmetrische Absorptionsverteilung ein (Abb. 6.4 b), die dem Zustand zirkular polarisierter (ZP*) bzw. unpolarisierter Strahlung entspricht.

Die Abnahme der absorbierten Intensität in z -Richtung ergibt sich in Folge der angenommenen Kapillargeometrie und wird in der Realität durch die in dieser Rechnung vernachlässigten Mehrfachreflexionen modifiziert. Letztere sorgen in Abhängigkeit der Kapillargeometrie für einen verstärkten Energietransport in untere Kapillarbereiche. Sie führen somit zu einer Art Selbstfokussierung der Strahlung, was nach Hügel^[2] als realistisch einzuschätzen ist, da der Kapillarradius, wie vorstehend beschrieben, bei realen Kapillargeometrien zur Spitze hin abnimmt und somit der Kapillardruck durch eine erhöhte Abdampfrate kompensiert werden muss.

Betrachtet man die Kapillare als freie Oberfläche, die sich entsprechend der Energiebilanzgleichung und den daraus folgenden Druckverhältnissen einstellt, so folgen aus den inhomogenen Verteilungen der absorbierten Energie bei SP_{\parallel} und SP_{\perp} elliptische Kapillarformen. Sie sind im Vergleich zu ZP* in Abb. 6.5 schematisch dargestellt.

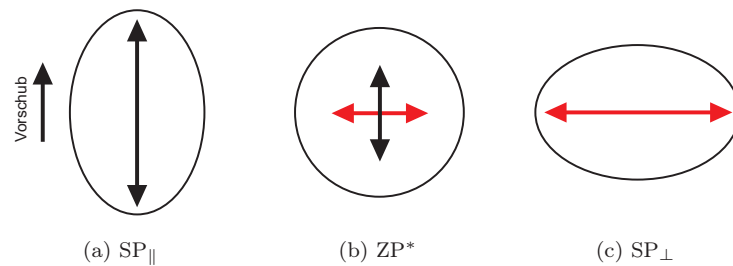


Abb. 6.5: Schematische Darstellung der aus Abb. 6.4 resultierenden Kapillarformen.

Die Geometrieunterschiede lassen sich rein qualitativ mittels der Bilanzgleichungen diskutieren. In Folge der maximalen Absorption an der Kapillarfront und -rückseite bei SP_{\parallel} (Abb. 6.4 a) findet entsprechend Gl. 6.4 hier die maximale Verdampfung statt. Sie geht mit einer erhöhten Abdampfrate einher. Diese lokale Druckerhöhung an der Front und Rückseite wird nach vorstehenden Abschätzungen der Druckkomponenten primär durch den Kapillardruck p_{γ} kompensiert. Die hierzu notwendige Änderung von p_{γ} resultiert aus dem entsprechend kleineren Krümmungsradius, der sich an der Kapillarfront und -rückseite (Scheitelpunkte der Ellipse) einstellt.

Eine ganzheitliche Diskussion des komplexen Wechselspiels zwischen der Kapillardynamik, der Verdampfung, dem laserinduzierten Plasma sowie der Schmelzbaddynamik beim Schweißen mit DP erfolgt in Abs. 8.1.

7 Untersuchung des Plasmas beim Laserstrahlschweißen mit DP

Bei den bisherigen Betrachtungen der Wechselwirkungsprozesse im Fokusbereich blieb das laserinduzierte Plasma unberücksichtigt. Es bildet sich während des Schweißprozesses aus dem durch die Verdampfung erzeugten Metaldampf sowohl in der Kapillare (Kapillarplasma) als auch oberhalb deren Öffnung (Plasmafackel).

Im Folgenden werden zunächst einige wesentliche Grundlagen laserinduzierter Plasmen zusammengefasst. Auf dieser Basis werden die Wechselwirkung mit der Laserstrahlung sowie die Energietransportvorgänge im Plasma diskutiert. Abschließend werden experimentelle Untersuchungen zum Plasma beim LSDP vorgestellt. Im Fokus der Betrachtungen steht dabei die mögliche Modifizierung des Polarisationsgrades der dynamisch polarisierten Laserstrahlung durch das laserinduzierte Plasma.^[4]

7.1 Einige Grundlagen der Plasmaphysik

Ein Plasma ist ein gasartiges Vielteilchensystem aus freien Elektronen, Ionen sowie neutralen Atomen und Molekülen.^[45] Die Konzentration der geladenen Teilchen ist dabei so hoch, dass die physikalischen Eigenschaften des Systems relevant beeinflusst werden. Die einzelnen Plasmabestandteile stehen untereinander, mit dem elektromagnetischen Feld der einfallenden Laserstrahlung sowie mit den umliegenden Kapillarwänden im ständigen Energieaustausch. Das Plasma emittiert zudem elektromagnetische Strahlung im VIS-, UV- und IR-Spektralbereich.^[46]

Im räumlichen und zeitlichen Mittel ist das Plasma nach außen elektrisch neutral, man spricht von Quasineutralität. Bei jeder Verschiebung der Elektronen gegenüber den positiven Ionen, die zu einer Störung dieser Neutralität führen würde, treten Raumladungen und somit elektrostatische Kräfte auf. Diese haben auf die Elektronen eine rücktreibende Wirkung, so dass in der Folge periodische Schwingungen mit der charakteristischen Plasmafrequenz $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$ um eine Ruhelage stattfinden. Hierbei sind n_e die Dichte, e die Elementarladung und m_e die Masse der Elektronen sowie ϵ_0 die elektrische Feldkonstante.

Eine wichtige Kenngröße des Plasmas ist der Ionisierungsgrad x_r der r -ten Ionisationsstufe. Für ein Plasma mit Atomen und verschieden stark geladenen Ionen der

Kernladungszahl Z ergibt sich

$$x_r = \left(\sum_{i=r}^Z n_i \right) / \left(\sum_{i=0}^Z n_i \right) \quad (7.1)$$

Für die Elektronendichte gilt dabei o.g. Neutralitätsbedingung ($n_e = \sum_{i=1}^Z i \cdot n_i$). Ein ideales Plasma befindet sich im vollständigen thermischen Gleichgewicht (VTG), d.h. jeder einzelne Prozess steht mit seinem Umkehrprozess im Gleichgewicht (z.B. Ionisation-Rekombination) und die energetischen Verhältnisse lassen sich durch eine einheitliche Temperatur beschreiben. Alle Plasmateilchen besitzen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, die Besetzung der Zustände erfolgt nach der Boltzmann-Verteilung und für die spektrale Leistungsdichte der Plasmastrahlung gelten die Gesetze der Planck'schen Hohlraumstrahlung.^[47]

Bei Beschränkung auf einfach ionisierte Zustände lässt sich der Ionisierungsgrad $x = \frac{n_e}{n_1+n_0}$ mit obiger Neutralitätsbedingung ($n_1 = n_e$) aus der Saha-Eggert-Gleichung wie folgt berechnen:

$$\frac{x^2}{1-x^2} = \frac{2(2\pi m_e)^{3/2} g_1 E_0^{5/2}}{h^3 g_0 p} \left(\frac{kT}{E_0} \right)^{5/2} \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \quad (7.2)$$

Hierbei sind g_1 und g_0 die statistischen Gewichte des ionisierten bzw. des Grundzustandes, T die Plasmatemperatur, k die Boltzmann-Konstante, h das Plancksche Wirkungsquantum sowie E_i die Ionisierungsenergie. Der Gesamtdruck p des Plasmas ergibt sich aus den Partialdrücken der Einzelkomponenten:

$$p = \left(n_e + \sum_{i=0}^Z n_i \right) kT \quad (7.3)$$

In realen Plasmen treten stets Abweichungen vom VTG auf, da die Bilanz einzelner Elementarprozesse und deren Umkehrung gestört ist. Bleiben diese Störungen innerhalb gewisser Grenzen, so befindet sich das Plasma nahe des VTG und kann mit dem Modell des LTG (lokales thermisches Gleichgewicht) beschrieben werden. Hierbei handelt es sich um ein partielles Gleichgewicht, bei dem alle Aussagen des VTG erhalten bleiben. Lediglich die Strahlungsdichte des Plasmas im LTG ist klei-

ner als die der Hohlraumstrahlung.^[47]

Vorraussetzung für die Gültigkeit des LTG ist die Dominanz der Stoßprozesse gegenüber den Strahlungsprozessen, weshalb o.g. Abweichungen von der Hohlraumstrahlungsdichte in den Teilchenbilanzen vernachlässigt werden können. Dieser stoßbestimmte Plasmazustand wird durch eine genügend hohe Elektronendichte ($n_e \geq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) charakterisiert.^[22,45,47] Die Elektronendichten typischer Plasmen beim CO₂-Laserstrahlschweißen liegen in der Größenordnung 10^{17} cm^{-3} , weshalb das LTG-Modell zur Beschreibung des Plasmazustandes angewendet werden kann.^[23,48]

7.2 Bildung laserinduzierter Plasmen

Ausgehend von einer im Wechselwirkungsvolumen stets vorhandenen Startelektronendichte des Metalldampfes entstehen durch Stoßionisation der im elektromagnetischen Feld der Laserstrahlung beschleunigten Elektronen weitere freie Ladungsträger (Elektronen, ein- oder mehrfach geladene Ionen). Die in der Folge ausgelöste Elektronenlawine führt zur Bildung eines laserinduzierten Plasmas. Eine Plasmabildung durch Photoionisation (direkte Absorption einfallender Lichtquanten) spielt bei der Verwendung des CO₂-Lasers auf Grund seiner großen Wellenlänge (10.6 μm) und der folglich relativ geringen Photonenenergie von etwa 0.1 eV keine Rolle.

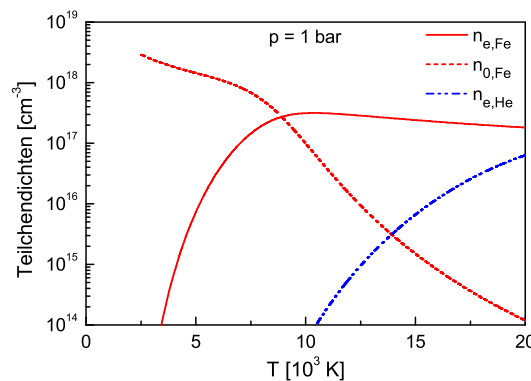


Abb. 7.1: Temperaturabhängigkeit der Teilchendichten (Elektronen n_e und neutrale Atome n_0) eines reinen, einfach-ionisierten Eisendampfplasmas; zum Vgl.: Elektronendichte $n_{e,He}(T)$ eines He-Plasmas.

Eine tabellarische Übersicht zahlreicher experimentell ermittelter Plasmaparameter beim LS wurde von Beck gegeben.^[23] Die hier für die Temperatur des Plasmas angegebenen Werte schwanken in einem weiten Bereich zwischen 5000 K und 12000 K.

Aus Gl. 7.2 und 7.3 lässt sich die Temperaturabhängigkeit der Dichten der neutralen Atome $n_{0,Fe}$ und der Elektronen $n_{e,Fe}$ für ein einfach-ionisiertes, reines Eisendampfplasma bei einem für das LS typischen Kapillardruck von 1 bar berechnen (Abb. 7.1). Bei $T = 10000$ K beträgt $n_{e,Fe}$ etwa 10^{17} cm^{-3} und liegt im Vergleich zur Elektronendichte $n_{e,He}$ eines Helium-Plasmas auf Grund der um 16.7 eV niedrigeren Ionisierungsenergie um etwa 4 Größenordnungen höher. Das reine Eisenplasma besitzt bei dieser Temperatur einen Ionisierungsgrad von etwa 0.75.

7.3 Wechselwirkung Laserstrahlung-Plasma

Die einfallende Laserstrahlung steht mit dem laserinduzierten Plasma vorrangig über die freien Elektronen in Wechselwirkung. Bei hohen Ionisierungsgraden und Laserfrequenzen $\omega_L > \omega_p$ dominiert der Prozess der inversen Bremsstrahlung, bei dem freie Elektronen im Feld der Ionen unter Absorption eines Photons beschleunigt werden.^[49] Durch diesen Prozess wird dem elektromagnetischen Feld Energie entzogen, wodurch sich das Plasma aufheizt und seine charakteristischen Temperaturwerte annimmt.

Der Absorptionskoeffizient α des Plasmas lässt sich unter der Bedingung $\omega_L^2 \gg \nu_c^2$ und $h\frac{c_0}{\lambda_0} \ll kT$ wie folgt nähern (ν_c : elastische Stoßfrequenz der Elektronen, c_0 : Vakuumlichtgeschwindigkeit):^[2,4,43]

$$\alpha \approx \frac{\nu_c \omega_p^2}{c_0 (\omega_L^2 + \nu_c^2)} \approx \frac{\nu_c \omega_p^2}{4\pi^2 c_0^3} \lambda_L^2 = \frac{\nu_c e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 c_0^3 m_e} n_e \lambda_L^2 \quad (7.4)$$

Gleichung 7.4 zeigt, dass α von der Elektronendichte n_e sowie quadratisch von der Laserwellenlänge λ_L abhängt. Hieraus folgt sofort die nicht vernachlässigbare Bedeutung des Plasmas im Wellenlängenbereich des CO₂-Lasers. Für $T = 10000$ K und $p = 1$ bar ergibt sich ein Absorptionskoeffizient von etwa 2 cm^{-1} ($\omega_p = 3 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\nu_c = 2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\lambda_L = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$).^[42,45]

Die Temperaturabhängigkeit von α für ein reines Eisendampfplasma bei verschiedenen Drücken ist in Abb. 7.2 dargestellt.^[2]

Die neben der Absorption auftretende optische Wirkung des Plasmas wurde von Beck et al.^[22,23] mittels Modellrechnungen an einer elliptischen Plasmafackel mit gaußförmiger Temperaturverteilung untersucht. Die berechnete Temperaturabhän-

7. Untersuchung des Plasmas beim Laserstrahlschweißen mit DP

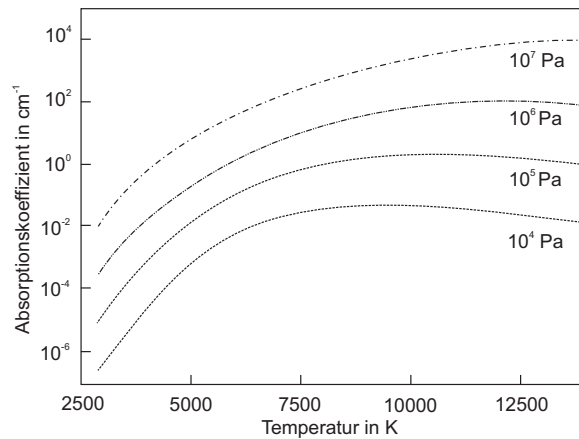


Abb. 7.2: Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten eines Eisendampfplasmas für $\lambda_L = 10.6 \mu\text{m}$ nach Hügel et al.^[2]

gigkeit der Brechzahl sowie des Absorptionskoeffizienten ($p = 1 \text{ bar}$) zeigt deutlich die mit steigendem Schutzgasanteil über einen weiten Temperaturbereich reduzierte optische Wirkung des Plasmas (Abb. 7.3).

Obwohl das Plasma mit $\alpha \approx 0.45 \text{ cm}^{-1}$ bei 75% He-Anteil nahezu transparent ist, ergeben die Rechnungen bei einer 8 mm hohen Plasmafackel eine Verdopplung des Fokusbereichs.^[23]

Da diese defokussierende Wirkung stark temperaturabhängig ist und zudem die Plasmatemperatur hochfrequenten Fluktuationen unterliegt, ist hier die Ursache für Prozessinstabilitaten zu suchen. Die zeitlich variierende Intensitätsverteilung im Wechselwirkungsvolumen verursacht ihrerseits eine zeitlich fluktuierende Verdamp-

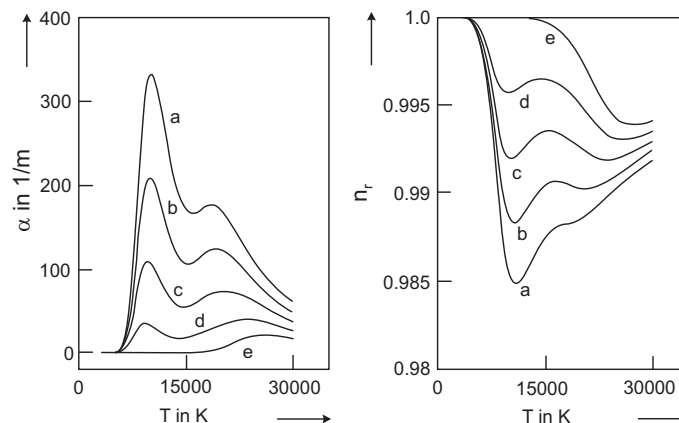


Abb. 7.3: Temperaturabhängigkeit von Brechzahl n_r und Absorptionskoeffizient α eines Fe-Plasmas ($p = 1 \text{ bar}$) nach Beck et al.^[22]; He-Anteil: $a = 0$, $b = 0.25$, $c = 0.5$, $d = 0.75$, $e = 1$.

fung, die wiederum eine oszillierende Plasmafackelgröße zur Folge hat.

Abbildung 7.4 zeigt abschließend eine einfache Abschätzung des Absorptionsgrades nach dem Lambert-Beerschen Gesetz für verschiedene α -Werte einer homogenen Plasmafackel. Für einen He-Anteil von 75% ($\alpha = 0.45 \text{ cm}^{-1}$)^[23] sowie eine typische Fackelhöhe von etwa 3 – 4 mm beträgt die Absorption etwa 10% Prozent, weshalb die Plasmafackel diesbezüglich als nahezu transparent angenommen werden kann.

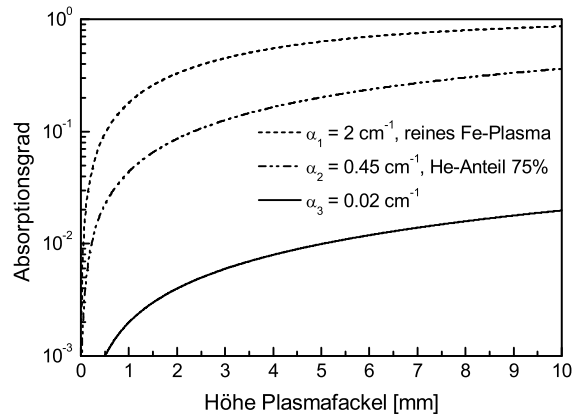


Abb. 7.4: Absorptionsgrad der einfallenden Laserstrahlung in einer homogenen Plasmafackel für verschiedene α -Werte nach dem Lambert-Beerschen Gesetz ($T = 10000 \text{ K}$).

Im Gegensatz zur Plasmafackel lässt sich das Kapillarplasma nur bedingt durch das verwendete Schutzgas ausdünnen. Daher sind hier prinzipiell höhere Absorptionskoeffizienten zu erwarten. Unter Berücksichtigung der Intensitätsabhängigkeit von α und folglich der mit zunehmender Kapillartiefe abnehmenden Plasmaabsorption kann mittels der Temperaturabhängigkeit (Abb. 7.2) eine Absorption im Bereich einiger 10% abgeschätzt werden.

Dies bedeutet, dass nur ein bestimmter Anteil der Strahlungsenergie über direkte Fresnelabsorption an den Kapillarwänden eingekoppelt wird. Quantitativ genauere Betrachtungen zur Energieeinkopplung sollten nach diesen Überlegungen den Einfluss des Plasmas berücksichtigen.

Letzterer Aspekt ist besonders in Zusammenhang mit der an die Fresnelabsorption gekoppelten Wirkung der DP von großer Bedeutung. Für ein ganzheitliches Verständnis ist zu klären, auf welche Weise der im Plasma absorbierte Energieanteil durch die Transportmechanismen (Wärmeleitung, Wärmestrahlung) dem Werkstück zugeführt wird und wie vor allem dadurch der Polarisationszustand der einfallenden Strahlung beeinflusst wird.

7.4 Energietransport im Plasma

Der vom Plasma absorbierte Energieanteil der einfallenden Strahlung (Abs. 7.3) steht im stationären Zustand entsprechenden Verlustmechanismen gegenüber. Eine für den Laserschweißprozess wesentliche Rolle spielt die Energieübertragung vom Plasma auf die Kapillarwände, die neben der Fresnelabsorption in die Energiebilanz des Schweißprozesses eingeht (Abb. 7.5). Im Folgenden werden die wichtigsten Transportmechanismen diskutiert.

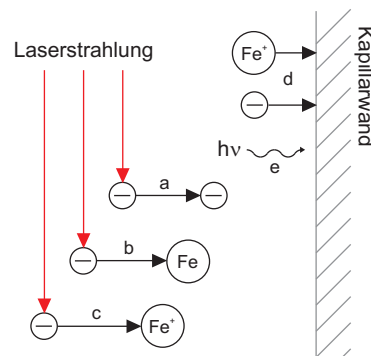


Abb. 7.5: Übertragung der im Plasma absorbierten Energie [Stöße Elektronen mit Elektronen (a), neutralen Atomen (b) und Ionen (c)] auf die Kapillarwände [Rekombination (d), Plasmastrahlung (e)].

7.4.1 Wärmeleitungsprozesse

Das Plasma ist auf Grund der Intensitätsverteilung der einfallenden Laserstrahlung durch eine inhomogene Temperaturverteilung charakterisiert. Sowohl zwischen dem Kapillazentrum mit maximaler Temperatur und der Kapillarwand, die sich auf Verdampfungstemperatur befindet, als auch in Richtung der Kapillarachse existieren relativ starke Temperatur- und folglich Konzentrationsgradienten (Abb. 7.1).^[23] Die Konzentrationsunterschiede sind die Ursache für Diffusionsprozesse, wobei Elektronen und Ionen in Folge der Quasineutralität gemeinsam diffundieren (ambipolare Diffusion). Aus den Temperaturgradienten resultiert ein Energietransport, zu dem einerseits die mit Materietransport verbundene Konvektion sowie andererseits die über Stöße zwischen den Plasmabestandteilen stattfindende Wärmeleitung beitragen.

Treffen Plasmateilchen auf die Kapillarwand, so übertragen sie ihre kinetische Energie. Zudem können Rekombinationsprozesse auftreten, bei denen die entsprechende

Ionisierungsenergie an die Wand abgegeben wird.

Ein bestimmter Teil des Plasmas strömt aus den Kapillaröffnungen und ist somit als genereller Verlustmechanismus bei der Diskussion der Energieübertragungsbilanz zu berücksichtigen.

7.4.2 Plasmastrahlung

Das elektromagnetische Spektrum des durch die Elektronentemperatur charakterisierten Plasmas besteht aus einem kontinuierlichen Anteil sowie für die beteiligten Elemente typischen Spektrallinien. Abbildung 7.6 zeigt beispielhaft das Spektrum eines realen Eisendampfplasmas, das beim Schweißen von Stahl mit einem CO₂-Laser mittels Photodioden aufgenommen wurde.^[50]

Die charakteristischen Spektrallinien resultieren aus elektronischen Übergängen zwischen diskreten Niveaus, in denen die Elektronen in gebundenen Zuständen existieren (gebunden-gebunden-Strahlung).

Der kontinuierliche Strahlungsanteil resultiert aus der beschleunigten Bewegung freier Elektronen, bei der mindestens einer der beiden am Übergang beteiligten Zustände im Energiekontinuum liegt. Mögliche Mechanismen sind die frei-frei-Strahlung, wobei ein Elektron beim Stoß mit geladenen oder neutralen Teilchen Energie abgibt, sowie die Strahlung, die bei der Rekombination von Elektronen mit Ionen entsteht.

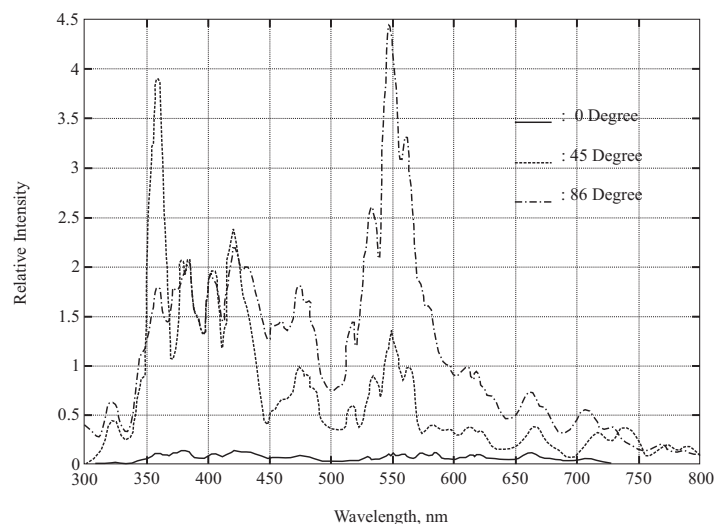


Abb. 7.6: Spektrum eines realen Eisendampfplasmas beim Schweißen von Stahl mit einem CO₂-Laser; Winkelangabe: „Blickwinkel“ der Photodiode in die Kapillare relativ zur Horizontalen.^[50]

7. Untersuchung des Plasmas beim Laserstrahlschweißen mit DP

Unter der Annahme eines Plasmas im VTG folgt die Wellenlänge des Maximums (λ_{max}) der Hohlraumstrahlung in Abhängigkeit der Plasmatemperatur T aus dem Wienschen Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_{max}T = 2.8978 \cdot 10^{-3} \text{ mK} \quad (7.5)$$

Aus dem Stefan-Boltzman-Gesetz lässt sich mit $\sigma_{SB} = 5.7 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ die Strahlungsleistung pro Fläche eines Körpers mit der Oberflächentemperatur T bestimmen:

$$P/A = \sigma_{SB}(T - T_0)^4 \quad (7.6)$$

Das Maximum der vom idealen Plasma im VTG abgestrahlten Energie liegt für relevante Temperaturen im VIS- bis UV-Spektralbereich (Abb. 7.7). Gegenüber der eingestrahlt Laserwellenlänge von $10.6 \mu\text{m}$ ist dieses also zu wesentlich kleineren Wellenlängen verschoben.

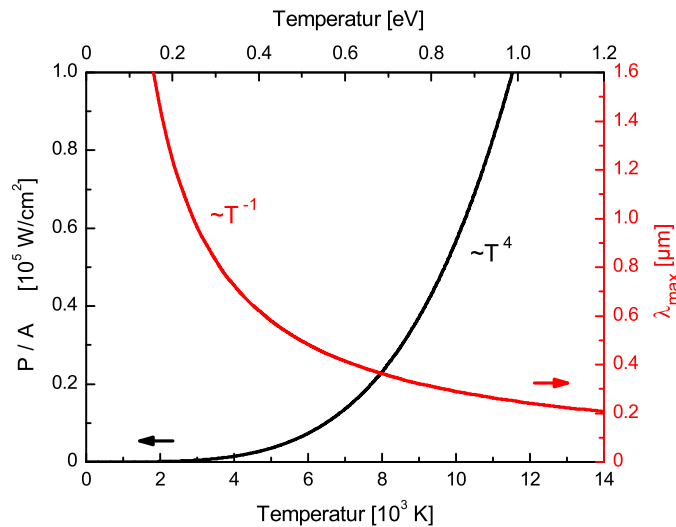


Abb. 7.7: Strahlungsleistung pro Fläche sowie Wellenlänge des Strahlungsmaximums eines schwarzen Strahlers in Abhängigkeit von der Temperatur.

Diese Transformation des Wellenlängenbereiches ist besonders in der Startphase des Schweißprozesses interessant. Bis hin zu relativ großen Einfallswinkeln liegt die Absorption an den Kapillarwänden im VIS- und UV-Spektralbereich auf Grund der Wellenlängenabhängigkeit der optischen Konstanten n und K um bis zu einem Faktor 4 höher als bei $10.6 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 5.2). Das Plasma unterstützt daher die Einkopplung der Strahlung ins Material.

7.4.3 Einfluss des Plasmas auf die Strahlungspolarisation

Grundlegende Untersuchungen zum Polarisationsgrad der vom Plasma emittierten Strahlung existieren auf dem Gebiet der polarisationsaufgelösten laserinduzierten Plasmaspektroskopie.^[51,52] Diese nutzt die charakteristischen Spektrallinien um Temperaturen und Elektronendichten des Plasmas zu bestimmen. Um ein möglichst hohes Linien-Kontinuum-Verhältnis zu erzielen, liegt das Grundziel der Methode in einer Unterdrückung des Strahlungskontinuums im Spektrum.

Die Untersuchungen zeigen, dass die vom Plasma ausgesendete kontinuierliche Strahlung durch einen hohen Polarisationsgrad, dessen Richtung der des einfallenden Laserstrahls entspricht, charakterisiert ist. Die diskrete Strahlung dagegen weist einen sehr geringen Polarisationsgrad auf. Der genaue Mechanismus, der zu den unterschiedlichen Polarisationsseigenschaften von kontinuierlichem und diskretem Spektrum führt, ist bisher nicht vollständig verstanden.

Eine Interpretationsmöglichkeit liegt im Entstehungsprozess der Strahlung. Die zur Erzeugung des Kontinuums verantwortlichen freien Elektronen werden durch das polarisierte elektromagnetische Strahlungsfeld des Lasers verschoben, d.h. sie schwingen mit der Plasmafrequenz $\omega_p \approx 10^{13}$ Hz in Richtung des elektrischen Feldstärkevektors. Sie wirken daher wie elektromagnetische Dipole, die Strahlung wieder mit dieser definierten Polarisationsrichtung abgeben.

Bei der Erzeugung der charakteristischen Strahlung hingegen vergehen zwischen Anregung und Aussendung typische Zeiten in der Größenordnung weniger Nanosekunden. In dieser Zeitspanne finden Stoßprozesse statt, in deren Folge die Information über eine spezifische Polarisationsrichtung weitgehend verloren geht.

Die Wellenlängentransformation im Plasma hat eine Verringerung des Einflusses des Polarisationsgrades der Plasmastrahlung bei der Absorption an der Kapillarwand zur Folge, da das Absorptionsverhältnis $A_v(\theta)$ mit sinkender Wellenlänge abnimmt (s. Abs. 5.2).

Die im Plasma aufgenommene Energie wird hauptsächlich isotrop an die umliegende Kapillarwand abgegeben. Dadurch erfolgt eine Reduzierung des DP-Effektes, die den experimentellen Ergebnissen nach allerdings so gering ist, dass trotzdem eine merkliche DP-Wirkung auftritt. Unter Berücksichtigung vorstehender Betrachtungen kann man daher davon ausgehen, dass die Fresnelabsorption für die im Rahmen

dieser Arbeit verwendeten Prozessparameter der dominante Prozess der Energieeinkopplung ist.

7.5 Dynamisches Verhalten der Plasmafackel

Das Plasma oberhalb der Kapillaröffnung und damit die vom Plasma emittierte elektromagnetische Strahlung unterliegen hochfrequenten Fluktuationen.^[53,54] Ursache ist u.a. die Wechselwirkung Laserstrahlung-Plasma, die mit einer zeitlich veränderlichen Energieeinkopplung an den Kapillarwänden und folglich einem zeitabhängigen, statistischen Wechselspiel zwischen verdampfter Materialmenge, Abweichungen vom Druckgleichgewicht sowie Änderungen der Kapillargeometrie einhergeht.

Neben den Geometrieänderung der Kapillare ist die fluktuierende Verdampfung mit einer zeitlich veränderlichen Ausstoßrate des Materialdampfes verbunden. Diese ist maßgebend für die Größe der in der Folge durch die einfallende Laserstrahlung gebildeten Plasmafackel sowie für die emittierte Plasmastrahlung ($P \sim AT^4$).^[55] Die Geometrieänderung der Kapillare korreliert dabei mit dem vom Plasma abgestrahlten optischen Signal.^[53]

Zur Detektion der Plasmastrahlung werden optische Sensoren im UV- und VIS-Spektralbereich verwendet. Simultan mittels Mikrophon aufgenommene akustische Signale korrelieren mit den optischen Signalen.^[53,55] Sie sind auf Grund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten zeitlich gegeneinander verschoben. Der zeitliche Verlauf der Prozesssignale erlaubt die online-Kontrolle der Qualität und Stabilität des Schweißprozesses.^[56] Zudem haben sich in der Vergangenheit Hochgeschwindigkeits-Kamerasysteme etabliert, da diese Aussagen sowohl über die zeitliche als auch räumliche Verteilung der Plasmastrahlung liefern.

Vorstehend diskutierte Mechanismen implizieren, dass durch eine Modulation der Energieeinkopplung mit definierten Modulationsfrequenzen, der Schweißprozess gezielt beeinflusst werden kann. Erste positive Ergebnisse basieren auf der Modulation der Laserleistung.^[6-8,53] Im Fourierspektrum der optischen Prozesssignale kann hier die eingebrachte Modulationsfrequenz eindeutig zugeordnet werden. Wie Szymanski et al.^[53] zeigen, unterliegt die Anregung von Schwingungsmoden einem Schwellverhalten, wonach ein bestimmter Modulationsgrad für die Wirkung der Leistungsmodulation gewährleistet werden muss (vgl. Abb. 2.12).

7. Untersuchung des Plasmas beim Laserstrahlschweißen mit DP

Die Methode der DP bietet eine völlig andere Herangehensweise. Während die Gesamtleistung der Laserstrahlung im Wechselwirkungsvolumen zeitlich konstant bleibt, gewährleistet die DP eine zeitlich und räumlich definierte Steuerung der Absorptionsverteilung auf der Kapillaroberfläche. Die Ergebnisse der Untersuchungen der Plasmafackel beim LSDP werden im Folgenden vorgestellt.

7.6 Untersuchung der Plasmafackel beim Schweißen mit DP

Die Plasmafackel beim LSDP wurde mit der in Abs. 4.6 beschriebenen Anordnung untersucht. Der Schweißprozess wurde orthogonal zur einfallenden Laserstrahlung und zur Vorschubrichtung aufgenommen (Abb. 7.8). Als Messsignal wurde anschließend die Höhe der Plasmafackel für ausgewählte DP-Frequenzen analysiert. Letztere orientieren sich am vorgestellten Stand der Untersuchungen zum LSDP (Abs. 2.4.2) und berücksichtigen vor allem die maximale Aufnahmezeit (1800 fps) der verwendeten Videotechnik. Aus der Abtastzeit ($\Delta\tau = 0.556 \text{ ms}$) folgt mit dem Nyquist-Theorem somit eine obere Grenze der im optischen Signal nachweisbaren Frequenzen von 900 Hz.

Die entsprechenden Schweißnähte wurden mit folgenden Parametern angefertigt: $P_G = 2.7 \text{ kW}$, $v = 30 \text{ mm/s}$, Prozessgas He4.6 (20 l/min), $K_{pol} = 0.5$ sowie $E_{\perp v} = 0.3$. Als Material wurde St37 ($d_B = 3 \text{ mm}$) verwendet, um einen möglichen Einfluss des Beschichtungswerkstoffes zu vermeiden. Die Ergebnisse der DP wurden mit dem unbeeinflussten Schweißprozess mit statisch linearer Polarisation (SP_{\parallel}) verglichen.

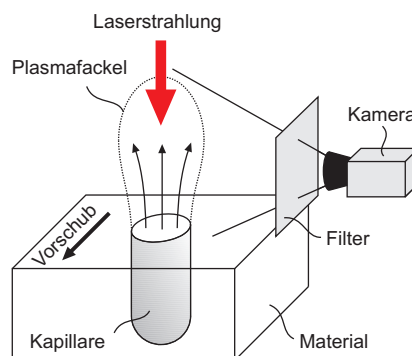


Abb. 7.8: Anordnung zur Untersuchung der Plasmafackel beim LSDP.

7.6.1 Frequenzabhängigkeit der Plasmafackelhöhe

Einzelbild-Sequenzen der mittels der Highspeed-Kamera aufgenommenen Plasmafackel sind in Abb. 7.9 für SP_{\parallel} und in Abb. 7.10 für DP (DP-Frequenz $f_{DP} = 200$ Hz) vergleichend dargestellt. Die Aufnahmen zeigen die aufrecht stehende Plasmafackel sowie schemenhaft die Eintrittsöffnung der Kapillare.

Aus den Aufnahmen lassen sich bereits folgende interessante Aussagen ableiten: Die zeitliche Bildfolge zeigt im betrachteten Zeitintervall von 5 ms eine nicht sehr große, aber völlig statistische Veränderung der Plasmafackelhöhe bei SP_{\parallel} (Abb. 7.9). Im Gegensatz dazu nimmt diese bei DP 200 Hz zunächst kontinuierlich ab und steigt nach etwa 2.5 ms wieder stetig an. Trotz gleicher und zeitlich konstanter Gesamtleistung P_G ist das dynamische Verhalten der Plasmafackel durch einen signifikanten Unterschied gekennzeichnet, der sich in der im Vergleich zu SP_{\parallel} merklich größeren Höhenfluktuation der Plasmafackel bei DP 200 Hz ausdrückt.

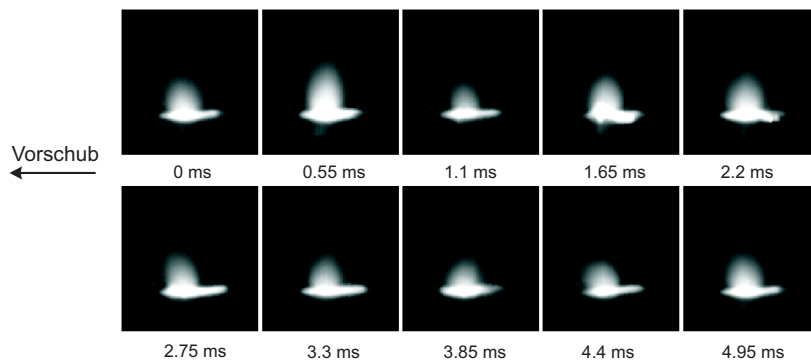


Abb. 7.9: Einzelbild-Sequenzen der Plasmafackel beim Schweißen mit SP_{\parallel} ($E_{\perp v} = 0$).

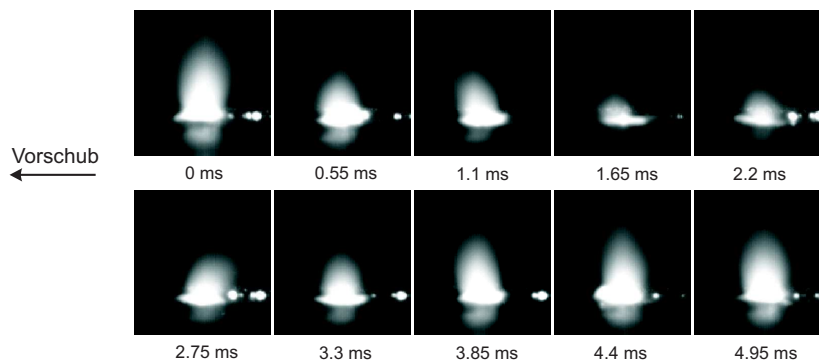


Abb. 7.10: Einzelbild-Sequenzen der Plasmafackel beim Schweißen mit DP ($f_{DP} = 200$ Hz, $E_{\perp v} = 0.3$).

7. Untersuchung des Plasmas beim Laserstrahlschweißen mit DP

Die quantitative Auswertung des zeitlichen Verlaufs der Plasmafackelhöhe in einem ausgedehnten Zeitintervall von 120 ms ist in Abb. 7.11 a-d für ausgewählte DP-Frequenzen dargestellt. Deutlich sichtbar ist die statistische Höhenänderung bei SP_{\parallel} , die zudem durch eine relativ geringe Schwankung der Messwerte charakterisiert ist. Diese gegenüber der DP merklich geringere Fluktuation lässt sich mit einem ruhigeren, aber völlig statistischen Schweißprozess interpretieren.

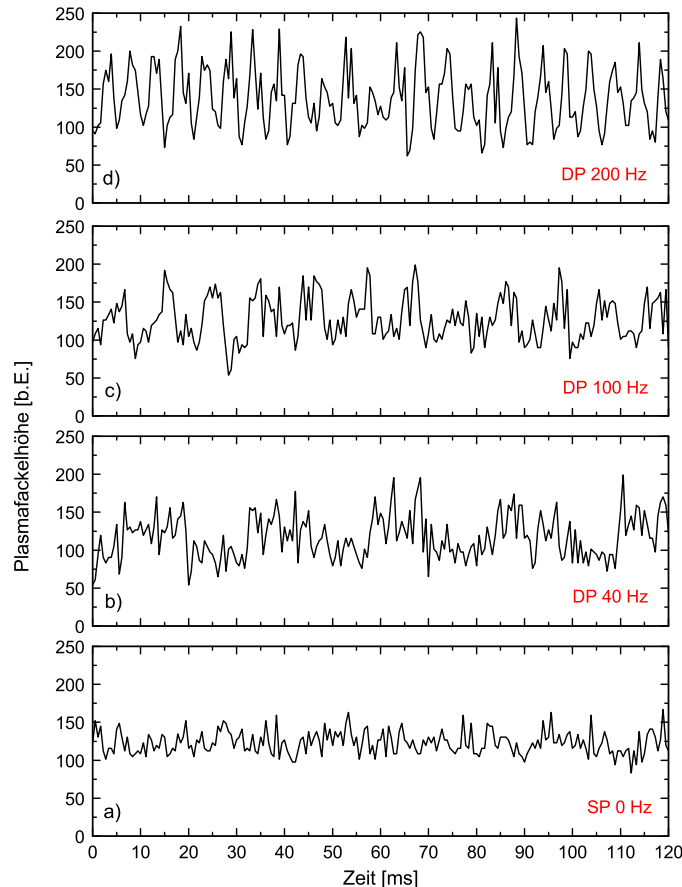


Abb. 7.11: Höhenänderung der Plasmafackel beim LSDP mit verschiedenen DP-Frequenzen; Parameter: Stahl St37, $d_B = 3$ mm, $v = 30$ mm/s, $P_G = 2.7$ kW, $K_{pol} = 0.5$, $E_{\perp v} = 0.3$, Prozessgas He4.6 (20 l/min); Abtastrate Messsignal: 0.556 ms.

Der Zeitverlauf bei den beiden niedrigen DP-Frequenzen (Abb. 7.11 c,d) ist durch eine niederfrequente Grundschwingung mit aufgesetzter hochfrequenter Fluktuation der Plasmafackel gekennzeichnet. Letztere entspricht dem natürlichen, statistischen Verhalten, das bei SP_{\parallel} zu beobachten ist. Die Grundschwingung resultiert aus den relativ großen Zeitintervallen der Modulationsperiode, in denen sich der Schweißprozess stabilisiert.

Die DP-Frequenz 200 Hz hingegen ist bereits so groß, dass die Plasmafackelhöhe nahezu zeitgleich der von außen aufgeprägten, zeitlichen Modulation des Polarisationszustandes folgt (Abb. 7.11 d). Die linearen An- und Abstiegsflanken dieses fast sägezahn-förmigen Verlaufs sind über weite Bereiche durch mehrere Messpunkte belegt, was einen sehr regelmäßigen und kontrollierten Schweißprozess impliziert.

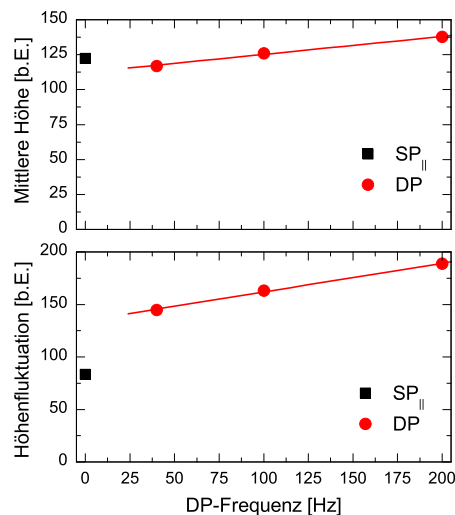


Abb. 7.12: Mittelwert (oben) sowie Fluktuation (unten) der Plasmafackelhöhe bei verschiedenen DP-Frequenzen.

Die statistische Auswertung der vorstehend diskutierten und in Abb. 7.11 dargestellten Zeitabhängigkeiten zeigt für die untersuchten DP-Frequenzen eine lineare Zunahme sowohl der mittleren Plasmafackelhöhe als auch der Höhenfluktuation im untersuchten DP-Frequenzbereich bis 200 Hz (Abb. 7.12). Während die Zunahme der Mittelwerte bei DP relativ gering ist und die Mittelwerte selbst etwa in der Größenordnung der SP_{||} liegen, nimmt die Höhenfluktuation bei DP stärker zu und ist um etwa einen Faktor 2 höher als bei SP_{||}.

Die periodische Änderung der Plasmafackelhöhe, die im untersuchten Bereich insbesondere durch die Zunahme der Höhenfluktuation mit steigender DP-Frequenz charakterisiert ist, soll im Rahmen einer ganzheitlichen Betrachtung der beteiligten Prozesse in Abs. 8.1 diskutiert werden.

7.6.2 Fourier-Analyse der Plasmaoszillation

Aus den Ergebnissen beim Laserstrahlschneiden mit DP (s. Abs. 2.4.1), der Leistungsmodulation beim Schweißen^[53] sowie den in Abs. 7.6.1 diskutierten Fluktua-

7. Untersuchung des Plasmas beim Laserstrahlschweißen mit DP

tionen der Plasmafackelhöhe ist zu erwarten, dass die von außen eingebrachte Modulationsfrequenz im Zeitverhalten der Plasmafackel nachweisbar ist. Hierzu wurden Fourieranalysen des zeitabhängigen Verlaufes der Plasmafackelhöhe durchgeführt. Das berechnete Frequenzbild bestätigt im nachweisbaren Frequenzbereich das beim Schweißen mit SP_{\parallel} ($E_{\perp v} = 0.3$) völlig statistische Verhalten der Plasmafackel (Abb. 7.13 a). Es existiert hier keine ausgezeichnete Frequenz.

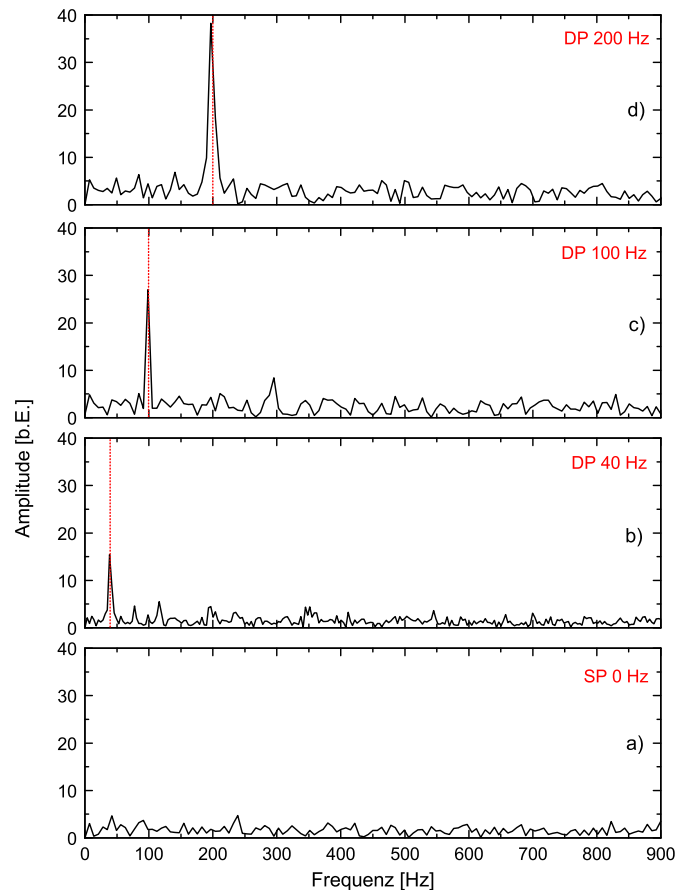


Abb. 7.13: Fourier-Analyse der Höhenfluktuation der Plasmafackel beim LSDP (Abb. 7.11) mit verschiedenen DP-Frequenzen.

Die von außen aufgeprägte, definierte zeitliche Veränderung des Polarisationszustandes im Wechselwirkungsvolumen findet sich für die untersuchten DP-Frequenzen im Fourier-Spektrum des optischen Signals jeweils eindeutig wieder (Abb. 7.13 b,c,d). Mit zunehmender DP-Frequenz steigt die Höhe der jeweils berechneten Frequenzpeaks. Dies lässt sich durch eine zunehmende Periodizität der Plasmafackel und in der Folge mit einem regelmäßigeren Schweißprozess interpretieren.

8 Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

Zu Beginn dieses Kapitels finden sich einige grundlegende Betrachtungen zum Schmelzbad, auf deren Basis die die Schmelzbaddynamik induzierenden Antriebsmechanismen näher diskutiert werden. Mittels einfacher Modellansätze und Abschätzungen werden dabei Aussagen zum Wirkpotenzial der DP getroffen. Abschließend erfolgt die Vorstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse zur Schmelzbaddynamik beim LSDP.

8.1 Grundlegende Betrachtungen

Die quantitative Beschreibung des Schmelzbades sowie des Strömungsfeldes erfordert die Lösung des Systems aus Massen-, Impuls- und Energiebilanzgleichungen, wobei die entsprechenden Randbedingungen an den Phasengrenzen fest-flüssig-gasförmig zu berücksichtigen sind:^[42]

$$\vec{\nabla} \vec{v} = 0 \quad (8.1a)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -(\vec{v} \vec{\nabla}) \vec{v} - \frac{\vec{\nabla} p}{\rho_s} + \frac{\eta_s}{\rho_s} \Delta \vec{v} + g \quad (8.1b)$$

$$\frac{\partial \rho_s c_v T}{\partial t} = \vec{\nabla} (\lambda_w \vec{\nabla} T) - \vec{\nabla} (\vec{v} c \rho_s T) + w(\vec{r}, t) \quad (8.1c)$$

Für die Schmelze als inkompressibler Flüssigkeit (Dichte $\rho_s = konst$) gilt die Massenerhaltung (Gl. 8.1a). Die Impulsbilanz folgt aus der Navier-Stokes-Gleichung für dichtebeständige Fluide (Gl. 8.1b) mit der dynamischen Viskosität der Schmelze η_s , dem Druck p sowie der Fallbeschleunigung der Erde g . Unter Vernachlässigung der Reibungswärme ergibt sich mit der Wärmeleitfähigkeit λ_w , der spezifischen Wärmekapazität c sowie mit der von der Wärmequelle eingekoppelten Leistungsdichte $w(\vec{r}, t)$ die Wärmeleitungsgleichung (Energiebilanz) in differentieller Form (Gl. 8.1c). Bei einer phänomenologischen Beschreibung der Strömungsverhältnisse im Schmelzbad sind

- die Relativbewegung zwischen Laserstrahlung und Werkstück,
- die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung sowie
- die Strömung des Metaldampfes in der Kapillare

als maßgebliche Ursachen für die auftretenden Strömungskomponenten anzusehen. Sie sind den Bilanzgleichungen 8.1 folgend stets mit Masse-, Impuls- und Energietransport verbunden (Konvektion) und modifizieren daher das sich über Wärmeleitung innerhalb und außerhalb des Schmelzbades einstellende Temperaturfeld. Letzteres bestimmt u.a. die Form und Geometrie^[57] sowie die mechanischen Eigenschaften (Gefügestruktur) der Schweißnaht^[23].

Über die in die Bilanzgleichungen eingehenden Randbedingungen, die die Stetigkeit der Strömungsgeschwindigkeit an den Schmelzbadgrenzflächen fordern, erfolgt eine Kopplung zwischen dem dynamischen Verhalten der Kapillare und der Baddynamik.

8.1.1 Umströmung der Dampfkapillare

Die Grundkomponente des Strömungsfeldes resultiert aus der Relativbewegung zwischen Laserstrahlung und Werkstück. Die Dampfkapillare bildet dabei ein Strömungshindernis, um welches die an der Schmelzfront gebildete Metallschmelze durch den verengten Strömungskanal Δr strömen muss (Abb. 8.1).

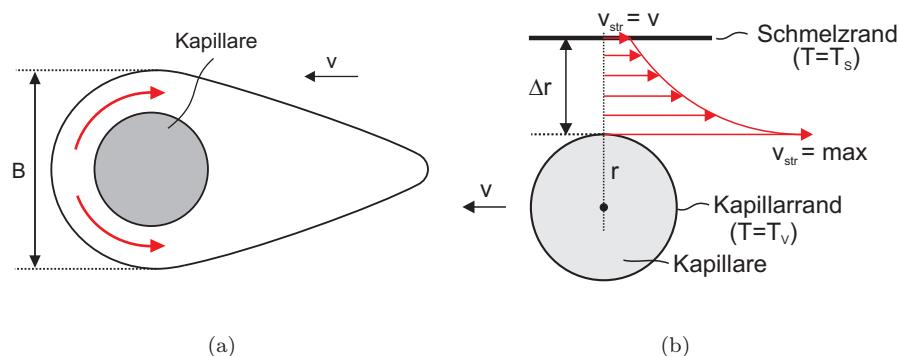


Abb. 8.1: Umströmung der Dampfkapillare (a) mit (qualitativem) Geschwindigkeitsprofil (b); T_S : Schmelztemperatur, T_V : Verdampfungstemperatur; vgl. Text.

Aus der Kontinuitätsgleichung (Gl. 8.1a) folgt, dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_{str} für die im Rahmen dieser Arbeit typischen geometrischen Abmessungen (Badbreite $B \approx 1$ mm, Badlänge $L \approx 3$ mm, Kapillardurchmesser $2r \approx 400$ μ m; Abb. 8.14) gegenüber dem Vor Schub v um etwa einen Faktor 1.7 überhöht ist.

Das Geschwindigkeitsprofil der Umströmung wird u.a. durch die Viskosität der Schmelze bestimmt, die auf Grund des Temperaturgradienten zwischen Schmelzbad- und Kapillarrand stark variiert. Die größte Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich folglich am Kapillarrand, der sich auf Verdampfungstemperatur befindet (Abb. 8.1b).

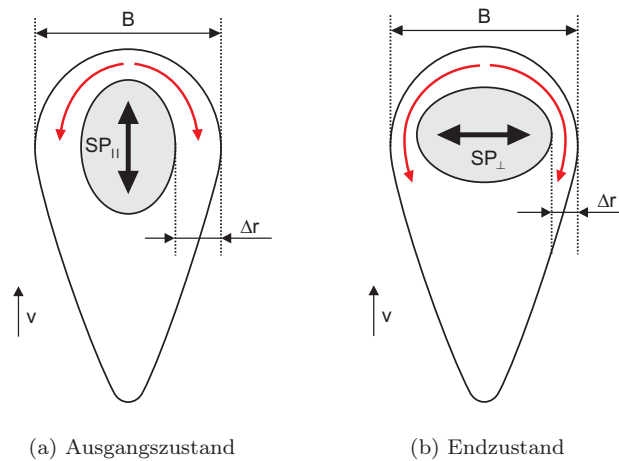


Abb. 8.2: Geometrische Verhältnisse zwischen der konstanten Badbreite B und dem Kapillardurchmesser $2r$ bei DP; a: Ausgangszustand mit $SP_{||}$, b: Endzustand mit SP_{\perp} .

Bei den Betrachtungen zur DP ist nun die aus der inhomogenen Absorptionsverteilung resultierende elliptische Kapillarform zu berücksichtigen (Abs. 6.3). Am Werkstoff USIBOR 1500P^[38] wurde zudem experimentell nachgewiesen, dass die Badbreite B und somit das in Schweißrichtung vor der Kapillare aufzuschmelzende Volumen DP-unabhängig sind (Abs. 5.3). Hieraus folgt im Ausgangszustand (AZ) [Abb. 8.2 a] der Modulationsperiode, in dem die Kapillare am schmalsten ist, ein breiterer Strömungskanal Δr als im Endzustand (EZ) [Abb. 8.2 b], weshalb die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v}_{str} entsprechend der Kontinuitätsgleichung mit der DP-Frequenz periodisch zwischen ihrem Maximalwert im EZ und dem Minimalwert im AZ variiert.

Beim Schalten zwischen den beiden Zuständen der Modulationsperiode variieren die Orte maximaler Absorption, weshalb sich die Abdampftrate lokal periodisch ändert (Abs. 6.3). Global betrachtet ist die Abdampftrate auf Grund der konstanten Gesamtleistung P_G bis auf geringe statistische Schwankungen, die aus der Kapillareindynamik sowie der Wechselwirkung Laserstrahlung-Plasma resultieren, gleich. Dies konnte am Werkstoff St37 durch die nahezu identischen Mittelwerte der Plasmafackelhöhe bei DP und $SP_{||}$ experimentell bestätigt werden (Abb. 7.12).

Eine mögliche Ursache für die im Vergleich zu $SP_{||}$ größere Höhenfluktuation der Plasmafackel bei DP (Abb. 7.12) ist die höhere Strömungsgeschwindigkeit in Folge des engeren Strömungskanals Δr im EZ der Modulationsperiode. Da der Schmelz-

badrand im Vergleich zur Kapillaroberfläche eine relativ starre Grenzfläche bildet, versucht die mit höherem \bar{v}_{str} strömende Schmelze tendenziell die Kapillare seitlich zuzudrücken (Abb. 8.3). Die in der Folge in Richtung höherer Intensität der einfallenden Strahlung vordringende Schmelze schirmt die unteren Kapillarbereiche leicht gegen die Laserstrahlung ab und wird zunächst nur in Oberflächennähe verdampft (globale Energieerhaltung), bis sich ein neues Druckgleichgewicht einstellt. Diese im oberen Kapillarbereich verdampfte Materialmenge trägt zur Zunahme der Höhe der sichtbaren Plasmafackel bei.

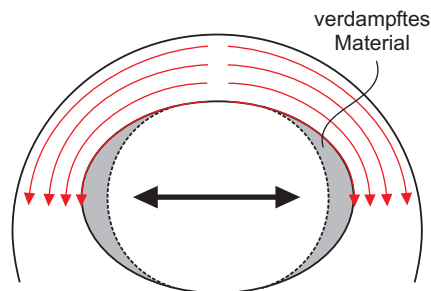


Abb. 8.3: Erhöhung der Verdampfungsrate im Endzustand der Modulationsperiode.

Die im untersuchten Frequenzbereich ermittelte merkliche Zunahme der Höhenfluktuation der Plasmafackel mit steigender DP-Frequenz wird mit einem resonanten Verhalten der Dampfkapillare (Geometrieänderungen) und einem in der Folge intensiveren Wechselspiel der Kapillar- und Schmelzbaddynamik sowie dem Verdampfungsprozess interpretiert.

Ein Einfluss der oszillierenden Strömungskanalbreite Δr auf die Durchmischung der Schmelze ist in zwei möglichen Prozessen begründet: Die im Inneren des Schmelzbad zum Ende gerichteten Strömungen werden auf Grund der geneigten Rückwand tendenziell nach oben, oberflächennahe Strömungen nach unten abgelenkt. Größere Strömungsgeschwindigkeiten führen bei der Umlenkung zum Erreichen höherer bzw. tieferer Schmelzbadregionen. Diese in der Folge geometrisch stärker ausgebildeten „Konvektionswalzen“ tragen zu einem größeren vertikalen Durchmischungsgrad bei. Im Nachlauf der Kapillare ist zudem die Bildung symmetrischer Wirbelpaare möglich, die zu einer vorrangig horizontalen Durchmischung der Schmelze führt.^[58]

8.1.2 Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung

Die Oberflächenspannung σ_s der Schmelze hat einen wesentlichen Einfluss auf das Strömungsfeld. An der Schmelzbadoberfläche existieren zwischen dem Kapillar- und dem Schmelzbadrand örtlich unterschiedliche, aber generell große Temperaturgradienten, die für die in Abs. 8.1.1 genannten geometrischen Abmessungen in der Größenordnung -10^5 K/m bis -10^6 K/m liegen.

Auf Grund der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung werden in der Folge Scherspannungen (τ_r) induziert, die in einer oberflächennahen Grenzschicht zur Beschleunigung der Schmelze führen.

$$\tau_r = \frac{d\sigma_s}{dr} = \frac{\partial\sigma_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (8.2)$$

Die Richtung dieser sogenannten Marangoni-Strömung ist abhängig vom Oberflächenspannungsgradienten $\frac{\partial\sigma_s}{\partial T}$. Dieser ist beispielsweise für reines Eisen negativ und kann durch Legierungselemente und die Art des verwendeten Prozessgases lokal und global auch positiv werden.^[2,4,42]

Die bei negativem Gradienten an der Oberfläche der Schweißnaht zum Schmelzbadrand gerichtete Strömung transportiert Wärmeenergie und sorgt somit für eine oberflächennahe Verbreiterung der Nahtgeometrie (Abb. 8.4). Durch die Umlenkung der Strömung am Schmelzbadrand erfolgt zudem eine vertikale Durchmischung des oberen Schmelzbadanteils.

Die maximale Strömungsgeschwindigkeit v_{str}^{max} sowie die Schichtdicke δ_{str} dieser oberflächennahen Grenzschichtströmung können wie folgt genähert werden:^[59,60]

$$v_{str}^{max} \approx 3 \left(\frac{\tau_r l_w}{\rho_s \eta_s} \right)^{1/3}, \quad \delta_{str} \approx 3 \left(\frac{\eta_s^2 l_w}{\tau_r \rho_s} \right)^{1/3} \quad (8.3)$$

Hierbei ist l_w die Wirklänge der Scherspannung τ_r . Sie entspricht dem Abstand zwischen Schmelzbadrand und Kapillare. Mit obigem Temperaturgradienten folgt somit eine maximale Strömungsgeschwindigkeit in der Größenordnung 10^3 mm/s sowie eine Grenzschichtdicke im Bereich 10^1 μ m bis 10^2 μ m. Die Abschätzungen zeigen, dass v_{str}^{max} die verwendeten Vorschubgeschwindigkeiten ($v \approx 30$ mm/s) merklich übersteigt. Die oszillierende Kapillarbrennweite bei DP (Abb. 8.2) geht mit einer ständigen Varia-

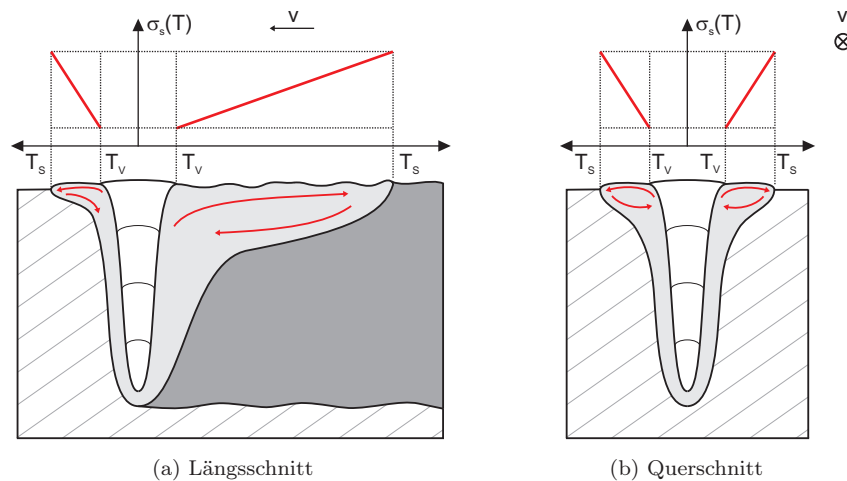


Abb. 8.4: Marangoni-Strömung in Folge der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung unter Annahme eines negativen Oberflächenspannungsgradienten.

tion der Temperaturgradienten zwischen Kapillar- und Schmelzbadrand einher. In der Folge fluktuieren die charakteristischen Größen (Gl. 8.3), wobei auf Grund der Abhängigkeiten $v_{str}^{max} \sim l_w^{-1/3}$ und $\delta_{str} \sim l_w^{2/3}$ eine eher untergeordnete Rolle der DP auf die Geschwindigkeit der Marangoni-Störungskomponente zu erwarten ist.

8.1.3 Metaldampfströmung

Der mit hoher Geschwindigkeit aus der Kapillare strömende Metaldampf überträgt auf Grund seiner Viskosität η_g einen Impuls auf eine oberflächennahe Grenzschicht des angrenzenden Schmelzbades (s. Abb. 6.2).^[2,23,42,60] Die induzierte Schubspannung (τ_g) führt wie bei der Marangoni-Strömung zu einer Beschleunigung der Schmelze. Diese Strömungskomponente ist vertikal ausgerichtet und trägt somit zu einer Durchmischung des Schmelzbades bei.

Mit $\tau_g \approx 200 \text{ Pa}$ ^[23,59,60] und typischen Kapillartiefen von wenigen Millimetern als Wirklänge l_w folgen aus Gl. 8.3 maximale Strömungsgeschwindigkeiten v_{str}^{max} in der Größenordnung 10 m/s sowie Grenzschichtdicken von etwa $10^2 \mu\text{m}$.

Der Impulsübertrag des Dampfes auf die Schmelze hängt wesentlich von der Geschwindigkeit sowie von der Dichte der ablatierenden Teilchen ab. In der Folge der veränderlichen Orte maximaler Absorption im AZ und EZ der DP wird der Impulsübertrag des strömenden Dampfes lokal variieren, global jedoch auf Grund der konstanten Gesamtleistung P_G praktisch unverändert bleiben.

8.2 Ausbildung der Nahtoberseite

Die Oberflächenmorphologie der Schweißnahtoberseite ist typischerweise durch eine Rippelstruktur charakterisiert (Abb. 8.5 a,b). Sie wird maßgeblich durch die Vorschubgeschwindigkeit und die Laserleistung beeinflusst^[57,61,62] und ist mit der Eigendynamik des Schmelzbades verbunden^[63]. Die Abstände Δx dieser zum Teil periodischen Rippel betragen im gezeigten Beispiel etwa 10^{-5} m. Sie stimmen somit mit vorhandenen Literaturwerten überein.^[62] Mit dem verwendeten Vorschub ($v = 15$ mm/s) folgen hieraus Frequenzen ($f = \frac{v}{\Delta x}$) im Bereich 10^2 bis 10^3 Hz.

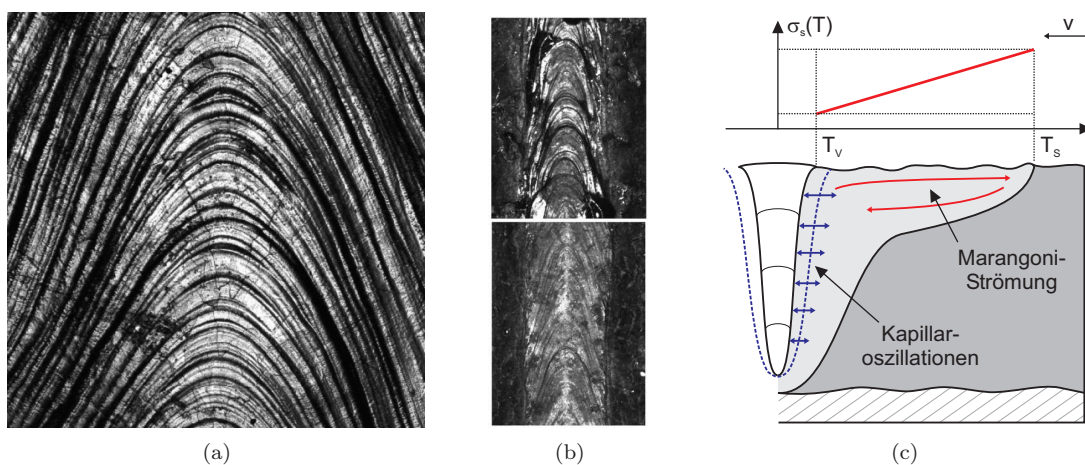


Abb. 8.5: Zur Bildung der Rippelstruktur der Nahtoberseite: Mikroskopaufnahmen von Schweißnähten in Stahl St37: a) $SP_{||}$, b) DP (Parameter: $P_G = 1.5$ kW, $v = 15$ mm/s)^[30]; c) Darstellung der Antriebsmechanismen der Rippelbildung (vgl. Text).

Die Eigendynamik des Schmelzbades wird durch die vorstehend diskutierten Strömungskomponenten sowie durch die Dynamik der Dampfkapillare bestimmt. Die sich frei ausbildende Schmelzbadoberseite unterliegt in der Folge Oszillationen, wobei der jeweilige Zustand am Schmelzbadende (Erstarrungsfront) „eingefroren“ wird. Daher ist die Oberflächendeformation an der Erstarrungsfront für die Rauigkeit der Nahtoberseite verantwortlich.^[62]

Als ein wesentlicher Antriebsmechanismus der Rippelstrukturbildung wird die Marangoni-Strömung angenommen.^[57,62,64–66] Die oberflächennahen Strömungskomponenten sowie lokal entgegengesetzt gerichtete Temperaturgradienten führen zur Wellenbildung und zu Nahtüberhöhungen an der Schmelzbadoberseite. Änderungen der Kapillargeometrie, wie sie z.B. bei der DP auftreten können (s. Abb. 8.5 b), übertragen zum einen einen Impuls auf das Schmelzbad und induzieren zum anderen Fluktuationen im Strömungsfeld.^[64]

8.3 Möglichkeiten der Schmelzbaddiagnostik

Die Opazität der Metallschmelze stellt ein wesentliches Problem bei der Untersuchung der Schmelzbaddynamik dar. Die Auswertung der Nahtqualität erfolgt daher oftmals über die Anfertigung von Nahtquerschliffen sowie anhand der Morphologie der Nahtoberseite. Letztere ist messtechnisch relativ einfach zu erreichen und bildet daher in der vorliegenden Arbeit ein wesentliches Instrument zur Charakterisierung der DP-Wirkung.

Mittels Highspeed-Videotechnik lässt sich ein online-Eindruck der Baddynamik gewinnen, der jedoch ebenfalls auf die Nahtober- und -unterseite beschränkt ist.^[67] Eine online-Methode zur Beobachtung des Schmelzbadinneren wurde erstmals von Arata et al.^[68] durch die Kombination von Röntgentechnik und hochschmelzenden Kontrastwerkstoffen (z.B. Wolfram) angewendet. Dabei ist jedoch die zeitliche und räumliche Auflösung relativ begrenzt.

Die Verwendung von Kontrastwerkstoffen in Verbindung mit der weniger aufwendigen Anfertigung von Querschliffen bietet ein vielseitiges Analysemittel der Schmelzbaddurchmischung und wurde daher in der vorliegenden Arbeit genutzt.^[4,9-11,69]

8.4 Untersuchung der Schmelzbadoberseite

In Ergänzung zu den Voruntersuchungen zum Einfluss des Energieverhältnisses der DP (Abs. 2.4.2) wurde zunächst der Einfluss der Zweistrahlanordnung (ZSA) sowie des Energieverhältnisses bei SP am Werkstoff Ck45 mit analogen Versuchsparametern untersucht. Anschließend finden sich Untersuchungen zur Abhängigkeit der Rauigkeit der Nahtoberflächen von der DP-Frequenz sowie vom Vorschub, die mit technisch relevanten Prozessparametern (Vorschub, Laserleistung) am Werkstoff USIBOR 1500P^[38] durchgeführt wurden.

8.4.1 Einfluss der Zweistrahlanordnung

Die verwendete Anordnung zur Überlagerung zweier geneigter Laserstrahlen wurde in Abs. 4.5.1 ausführlich beschrieben und detailliert von Dausinger et al.^[35] untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass die Verwendung einer ZSA keine Nachteile bezüglich der Prozesseffizienz hat. Auf dieser Basis wurde daher der Einfluss der ZSA auf

die Nahtoberflächenrauigkeit untersucht. Dabei wurden verschiedene Leistungsverhältnisse (P_1/P_2) beider Strahlen eingestellt (Abb. 8.6).

Die Schweißnähte wurden mit statisch linearer Polarisation (SP_{\parallel}) und zirkularer Polarisation (ZP) unter der Verwendung der in Abb. 8.6 angegebenen Parameter hergestellt.

Bei der Verwendung nur eines Laserstrahls - Laser 1 in stechender Richtung ($P_1 = P_G$) bzw. Laser 2 in schleppender Richtung ($P_2 = P_G$) - ergeben sich für beide Polarisationszustände (SP_{\parallel} und ZP) ähnliche Rauigkeitswerte (stechend: $R_a = 22 \mu\text{m}$, schleppend: $R_a = 18 \mu\text{m}$).

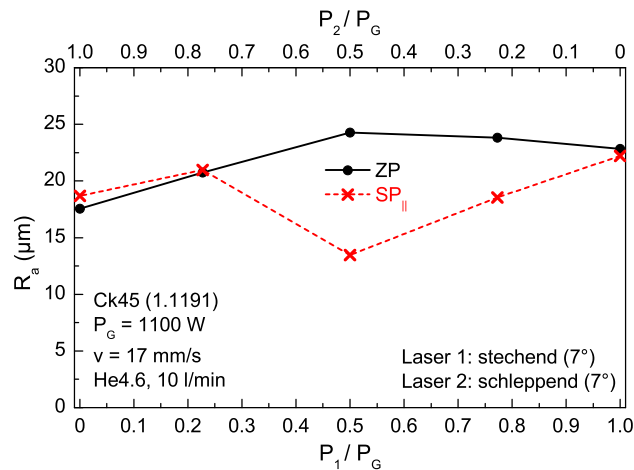


Abb. 8.6: Einfluss der Superposition zweier geneigter Strahlen auf die Nahtoberflächenrauigkeit in Abhängigkeit verschiedener Leistungsverhältnisse (P_1/P_2); ZP: zirkuläre Polarisation.^[70]

Im Gegensatz zu den bezüglich der Prozesseffizienz von Dausinger et al.^[35] erhaltenen Ergebnissen zeigen sich für die verwendeten Prozessparameter jedoch Unterschiede in der Rauigkeit beim Schweißen mit einem Einzelstrahl und zwei geneigten Strahlen. Diese sind besonders signifikant bei symmetrischer Leistungsverteilung ($P_1 = P_2 = 550 \text{ W}$). In diesem Fall ist die Rauigkeit maximal bei ZP ($R_a = 24.3 \mu\text{m}$) und minimal bei SP_{\parallel} ($R_a = 13.4 \mu\text{m}$).

8.4.2 Einfluss des Energieverhältnisses

Der Einfluss des Energieverhältnisses auf die Rauigkeit der Nahtoberseite wurde bereits detailliert für die DP untersucht (Abs. 2.4.2).^[29] Ergänzend zu diesen Experimenten wurde der Einfluss von $E_{\perp v}$ im statischen Fall analysiert (Abb. 8.7). Aus

8. Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

der Definition (Gl. 5.12) lässt sich analog zur DP auch hier ein Energieverhältnis angeben, wobei $K_{pol} = 0$ gilt (s. Abs. 5.4).

Beginnend bei $E_{\perp v} = 0$ (SP_{||}) mit $R_a = 18.4 \mu\text{m}$ nehmen die Rauigkeitswerte mit steigendem Energieverhältnis zu. Bei $E_{\perp v} = 0.3$ erreichen die R_a -Werte eine Sättigung ($R_a = 26.3 \mu\text{m}$). Für SP_⊥ ($E_{\perp v} = \infty$) sind beide Strahlen der Zweistrahlordnung senkrecht zur Vorschubrichtung polarisiert. Der arithmetische Mittenrauwert R_a ist hier maximal ($R_a = 37.3 \mu\text{m}$).

Da mit steigendem Energieverhältnis der Anteil an senkrecht zur Vorschubrichtung polarisierter Strahlung zunimmt, resultiert hieraus im statischen Fall eine Zunahme der Kapillargeometrie (Abs. 6.3) sowie der Nahtbreite. Aus dem Verlauf der Rauigkeitswerte lässt sich daher entnehmen, dass bei SP_{||} und den in Abb. 8.7 angegebenen Parametern die Rauigkeit für schlankere und tiefere Nahtgeometrien minimal ist und mit steigender Nahtbreite zunimmt.

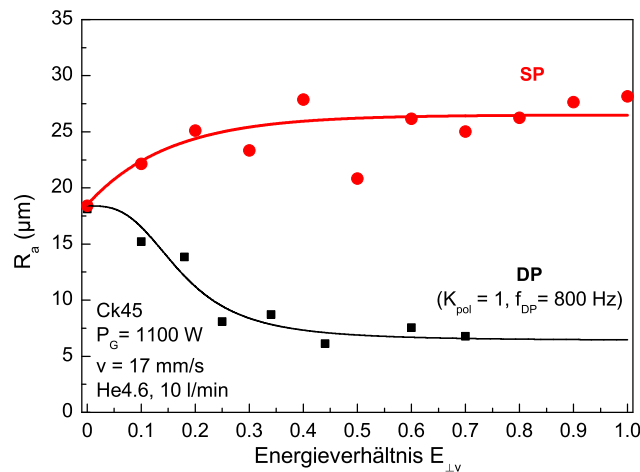


Abb. 8.7: Abhängigkeit der Nahtoberflächenrauigkeit vom Energieverhältnis $E_{\perp v}$ für statische (SP) und dynamische Polarisation (DP).^[70]

Im dynamischen Fall (DP) entspricht ein hohes Energieverhältnis einer großen Kapillargeometrieänderung zwischen Ausgangs- und Endzustand der Modulationsperiode (Abs. 6.3) und folglich einer größeren von außen aufgeprägten Dynamik. Das Schwellverhalten der Rauigkeit zeigt, dass eine gewisse Mindestdynamik erforderlich ist, um eine DP-Wirkung auf die Rippelbildung an der Nahtoberseite zu erzielen (vgl. Abb. 8.5). Ähnliche Ergebnisse wurden beim Laserstrahlschneiden mit DP^[27] sowie beim Schweißen mit modulierter Laserstrahlung^[53] erhalten.

Der Einfluss der Modulation des Polarisationszustandes lässt sich schließlich aus dem

Vergleich zwischen SP ($E_{\perp v} = 1, K_{pol} = 0$), zirkularer Polarisation ZP ($E_{\perp v} = 1, K_{pol} = 1$) und DP ($E_{\perp v} = 1, K_{pol} = 1$), die durch eine vergleichbare Absorptionsverteilung auf der Kapillaroberfläche charakterisiert sind, diskutieren. Bei DP mit typischen DP-Frequenzen erfolgt eine gezielte Beeinflussung des Schweißprozesses, die zu einer merklichen Reduzierung der Rauigkeit führt ($R_a = 6.4 \mu\text{m}$). Bei ZP hingegen liegt die „Modulationsfrequenz“ etwa 10 Größenordnungen höher ($\approx 10^{13}$ Hz). Der Wechselwirkungsprozess kann hier dem schnell modulierten Polarisationszustand nicht folgen, weshalb eine zeitliche Symmetrisierung der Polarisation erfolgt. Die Rauigkeitswerte bei ZP ($R_a = 24.3 \mu\text{m}$, Abb. 8.6) liegen folglich in der Größenordnung der Werte bei SP mit vergleichbarer räumlicher Energieverteilung, also gleichem Energieverhältnis ($E_{\perp v} = 1, R_a = 28.2 \mu\text{m}$).

8.4.3 Abhängigkeit der Rauigkeit von der DP-Frequenz

Der arithmetische Mittenrauwert R_a und die gemittelte Rauhtiefe R_z der Nahtoberseite sowie der Nahtwurzel zeigen im betrachteten Bearbeitungsfenster charakteristische Abhängigkeiten von der DP-Frequenz (Abb. 8.8). Diese werden durch die jeweiligen Versuchsparameter, insbesondere durch die Gesamtleistung P_G und die Vorschubgeschwindigkeit v , sowie durch die Materialeigenschaften beeinflusst.

In den Untersuchungen wurden zwei Bor-Mangan-Stahlbleche (USIBOR 1500P)^[38] im Überlapp mit den folgenden Parametern verschweißt: $d_B = 2 \times 1.5 \text{ mm}$, $P_G = 2.7 \text{ kW}$, $v = 23 \text{ mm/s}$, $E_{\perp v} = 0.3$, $K_{pol} = 0.5$, Prozessgas He4.6 (20 l/min).

Die Rauigkeit der Nahtoberseite bei SP_{||} ist bereits durch einen relativ geringen R_a -Wert charakterisiert ($R_a = 5.1 \mu\text{m}$). Anschließend an das ausgeprägte Maximum bei der niedrigen DP-Frequenz 25 Hz ($R_a = 9.0 \mu\text{m}$) folgt ein ausgedehnter Bereich, in dem die Rauigkeitswerte in der Größenordnung des Ausgangswertes (SP_{||}) liegen. Der Mittelwert beträgt hier $R_a = 5.8 \mu\text{m}$, die zentrale Frequenz des Rauigkeitstals liegt bei etwa 63 Hz. Für DP-Frequenzen oberhalb 100 Hz bleiben die R_a -Werte an der Nahtoberseite nahezu konstant.

Ausgehend vom globalen Maximum bei SP_{||} ($R_a = 20.3 \mu\text{m}$) ist der Verlauf der Rauigkeitswerte (R_a und R_z) an der Nahtunterseite prinzipiell ähnlich zur Oberseite. Die R_a - und R_z -Werte liegen im untersuchten DP-Frequenzbereich oberhalb der Rauigkeitswerte der Nahtoberseite. Sie fallen mit steigender DP-Frequenz kon-

8. Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

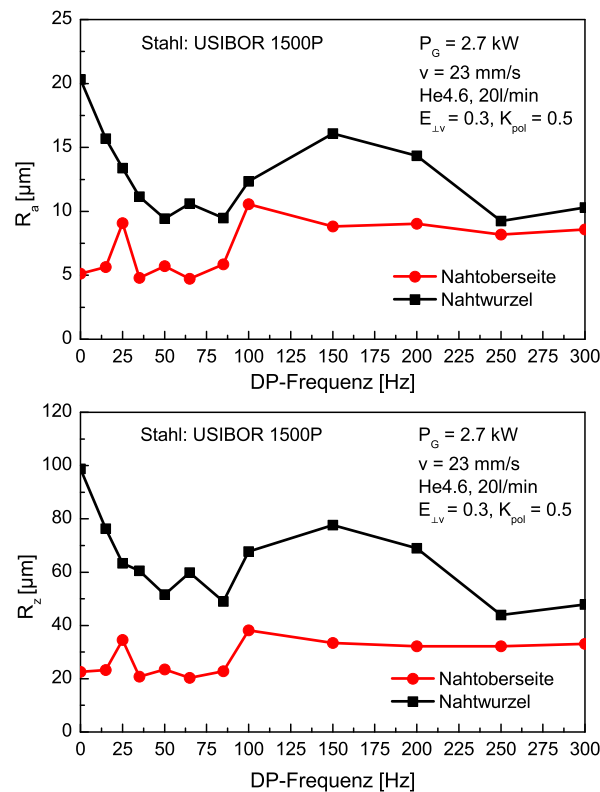


Abb. 8.8: Abhängigkeit der Rauigkeit der Nahtoberseite und -unterseite von der DP-Frequenz.

tinuierlich ab und erreichen im Bereich zwischen 50 Hz und 85 Hz ein erstes lokales Minimum ($R_a \approx 9.8 \mu\text{m}$). In diesem Frequenzbereich ist die Rauigkeit der Nahtwurzel durch die Wirkung der DP um etwa einen Faktor 2 gegenüber der Ausgangsrauigkeit bei SP_{\parallel} reduziert. Analog zur Nahtoberseite steigen die Werte oberhalb 100 Hz bis zum lokalen Maximum bei etwa 150 Hz an. Sie fallen anschließend wieder ab und erreichen das globale Rauigkeitsminimum bei 250 Hz ($R_a = 9.2 \mu\text{m}$).

Die charakteristische Frequenzabhängigkeit sowie die merkliche Reduzierung der Rauigkeitswerte im Frequenzbereich zwischen 35 Hz und 85 Hz bestätigen eine Wirkung der DP auf die Ausbildung der Nahtoberflächenmorphologie. Dieser Frequenzbereich liegt in der Größenordnung der „Resonanz“ $f_{DP,res}$, die nach Gl. 2.4 dadurch charakterisiert ist, dass während des Vorschubs um die Distanz eines Fokusbereichs die Polarisationsrichtung einmal wechselt. Dieser Aspekt wird im Zusammenhang mit einer Variation der Vorschubgeschwindigkeit in Abs. 8.4.4 genauer untersucht.

Da sowohl Nahtraupe als auch -wurzel einen DP-Einfluss zeigen, lässt sich einerseits

ableiten, dass dieser nicht auf den oberen Teil des Schmelzbades beschränkt ist, sondern auch an der Unterseite zu einer merklichen Glättung der Nahtwurzel führt. Diese ganzheitliche Wirkung der DP wird besonders bei den beiden DP-Frequenzen 100 Hz und 250 Hz deutlich, bei denen der relativ große Unterschied zwischen Ober- und Unterseite bei SP_{\parallel} (Abweichung um Faktor 4) merklich reduziert ist (Abweichung Faktor 1.2).

Andererseits bestätigen die Ergebnisse auch, dass für die verwendeten Prozessparameter ein genügend großer Anteil der Strahlungsenergie über die polarisationsabhängige Fresnelabsorption eingekoppelt wird, um die diskutierte DP-Wirkung erzielen zu können (vgl. Abs. 7.3).

8.4.4 Abhängigkeit der Rauigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit

Die Vorschubgeschwindigkeit v hat einen weitreichenden Einfluss auf den Strömungszustand des Schmelzbades und in der Folge auf die Ausbildung der Nahtoberflächen. Ursache ist die bei konstanter Gesamtleistung P_G mit steigendem v abnehmende Streckenenergie E_x , die zu Geometrieänderungen des Schmelzbades und folglich zur Beeinflussung der in Abs. 8.1 diskutierten Antriebsmechanismen führt.

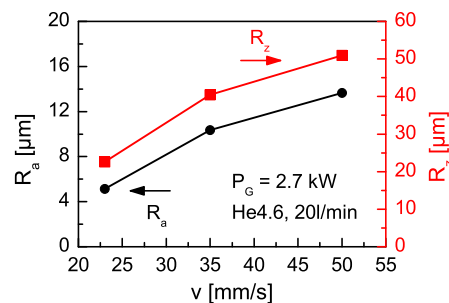


Abb. 8.9: Rauigkeit der Nahtoberseiten bei SP_{\parallel} für verschiedene Vorschubgeschwindigkeiten v (Parameter s. Abb. 8.8).

Insbesondere aus der im Vergleich zu v überhöhten Strömungsgeschwindigkeit der Schmelze um die Dampfkapillare resultiert eine Erhöhung der Dynamik des Schmelzbades mit steigendem Vorschub. Dies wird bei SP_{\parallel} durch den Vergleich verschiedener Geschwindigkeiten v bestätigt (Abb. 8.9). Die R_a - und R_z -Werte der Nahtoberseiten nehmen im untersuchten Bereich mit steigendem v merklich zu. Eine Verdopplung des Vorschubes führt im betrachteten Beispiel (Parameter s. Abb. 8.9) zu einer Erhöhung der Rauigkeit um den Faktor 2.7.

8. Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

Der für DP und $v_1 = 23 \text{ mm/s}$ ermittelte charakteristische, frequenzabhängige Verlauf der Rauigkeitswerte (Abb. 8.8) wird bei der Erhöhung des Vorschubes auf $v_2 = 35 \text{ mm/s}$ um etwa einen Faktor 2 gestreckt (Abb. 8.10 a). Dies wird besonders deutlich bei der Betrachtung des an den Rauigkeitspeak bei niedrigen DP-Frequenzen anschließenden Rauigkeitstals. Letzteres erstreckt sich bei $v_1 = 23 \text{ mm/s}$ etwa zwischen 25 Hz und 100 Hz (Breite: $\approx 80 \text{ Hz}$, zentrale Frequenz: $\approx 63 \text{ Hz}$) und bei $v_2 = 35 \text{ mm/s}$ zwischen 50 Hz und 200 Hz (Breite: $\approx 150 \text{ Hz}$, zentrale Frequenz: $\approx 125 \text{ Hz}$). Unter Berücksichtigung der Streckung zeigt der Vergleich beider Kurven (Abb. 8.10 a), dass die R_a -Werte für $v_2 > v_1$ bei allen DP-Frequenzen (analog zu SP_{\parallel}) höher liegen (Abb. 8.10 b).

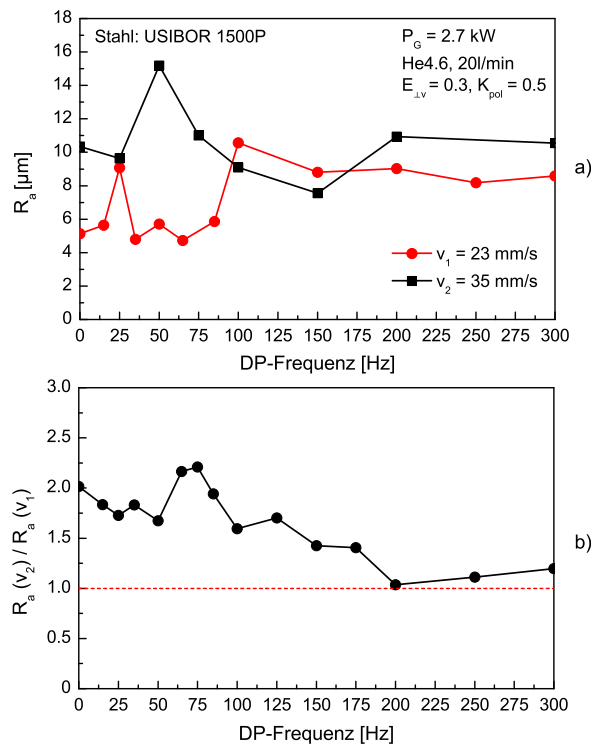


Abb. 8.10: Rauigkeit der Nahtoberseiten in Abhängigkeit vom Vorschub und der DP-Frequenz (a) sowie Unterschied der Rauigkeiten $R_a(v_2)/R_a(v_1)$ unter Berücksichtigung der Streckung des Rauigkeitsverlaufes um den Faktor 2 (b).

Die diskutierte Streckung des Rauigkeitsverlaufes sowie die optimale DP-Frequenz lassen sich unter Berücksichtigung der Ergebnisse an Ck45 wie folgt interpretieren: Für $v_2 = 35 \text{ mm/s}$ ergibt sich das globale Minimum bei der DP-Frequenz 150 Hz. Diese entspricht einer Periodendauer der DP von 6.67 ms. Während dieser Zeitdauer findet eine Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück statt, die in

der Größenordnung des experimentell ermittelten Fokusbereichs $2w_0 = 230 \mu\text{m}$ (Abs. 4.5.4) liegt. In Folge einer Reduzierung des Vorschubs verschiebt sich dieses markante Verhältnis zu niedrigeren DP-Frequenzen, wobei die charakteristische Frequenzabhängigkeit gestaucht wird. Eine mögliche Ursache des Unterschieds zwischen dem Verhältnis v_2/v_1 und dem Streckfaktor der Kurve (Faktor 2) ist die geschwindigkeitsabhängige Eigendynamik des Schmelzbades (vgl. Abb. 8.9).

8.5 Härteverlaufsmessungen

Die während des Schweißprozesses in das Werkstück eingebrachte Energie führt zur Erwärmung und zum lokalen Aufschmelzen des Werkstoffes. In der Folge finden Gefügeumwandlungen statt, die mit einer Änderung der mechanischen Eigenschaften (z.B. Härte und Zugfestigkeit) der Naht einhergehen und maßgeblich durch Temperaturgradienten und Abkühlraten bestimmt werden. Letztere werden im Gegensatz zum unbeeinflussten Schweißprozess durch den zeitlich und örtlich veränderlichen Energieeintrag beim LSDP beeinflusst. Im Folgenden soll deshalb mittels Härtemessungen untersucht werden, inwieweit sich bezüglich der mechanischen Eigenschaften Unterschiede zwischen statisch linear (SP_{||}) und dynamisch polarisiert (DP) geschweißten Nähten ergeben.

Als Prüfverfahren wurde die Mikrohärtmessung nach Vickers (HV 0.05) angewendet. Hierbei wird die Spitze eines pyramidenförmigen Diamants (quadratische Grundfläche) mit konstanter Kraft ($F = 0.05 \text{ kp}$) in das zu prüfende Material gedrückt und die Härte aus der Größe des entstandenen Abdrucks berechnet. Der gewählte Abstand von $200 \mu\text{m}$ sowohl zwischen den einzelnen Messpunkten als auch zur Ober- bzw. Unterkante der Schweißprobe entspricht der Prüfnorm (Abb. 8.11).

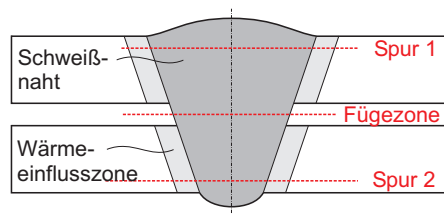


Abb. 8.11: Positionen der Härtemessung im Schweißnahtquerschnitt.

Die Schweißproben (Überlappnähte) zur Härtemessung wurden mit folgenden Parametern in USIBOR 1500P^[38] hergestellt: $d_B = 2 \times 1.5 \text{ mm}$, $P_G = 2.7 \text{ kW}$, $v =$

8. Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

30 mm/s, $E_{\perp v} = 0.3$, $K_{pol} = 0.5$, Prozessgas He4.6 (20 l/min). Die verwendeten Stahlbleche werden in der Praxis wahlweise vor oder nach dem Schweißprozess einem thermischen Vergütungsverfahren (Presshärten) unterzogen, um die mechanischen Eigenschaften (Zugfestigkeit, Härte) zu verbessern. Zum Schutz vor Korrosion und vor Verzunderung während des Warmumformprozesses dient eine 25 µm dicke Aluminium-Silizium-Beschichtung. Die mechanischen Eigenschaften des Werkstoffes wurden von Ganzer et al.^[71] bereits ausführlich untersucht. In den Experimenten zum LSDP lag der Werkstoff vor dem Schweißen in vergüteter Form vor.

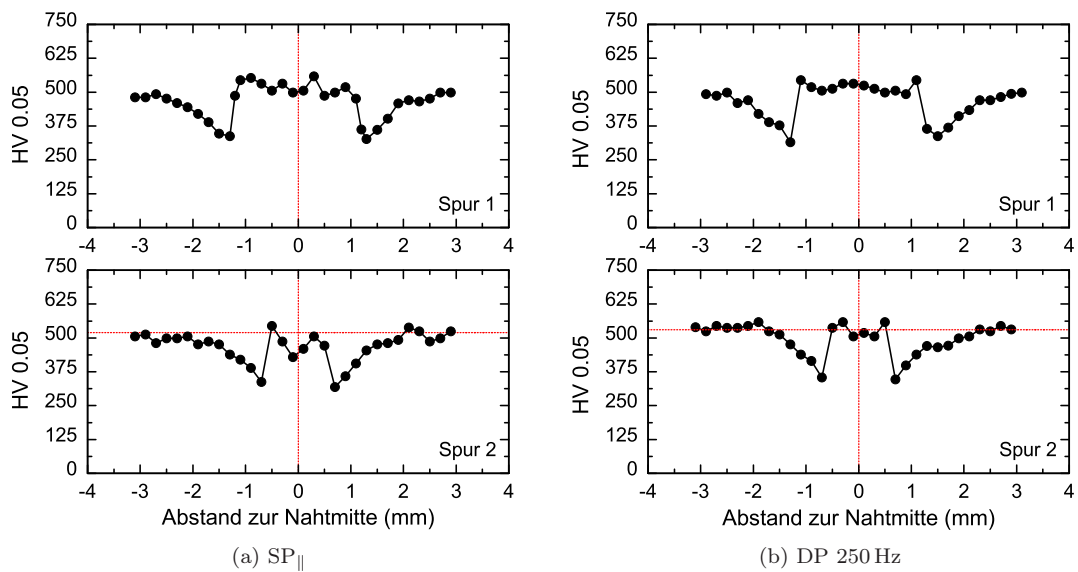


Abb. 8.12: Vergleich des Härteverlaufes an verschiedenen Positionen im Nahtquerschnitt: a) $SP_{||}$ und b) DP 250 Hz; vgl. Abb. 8.11.

Die Härte des Grundwerkstoffes beträgt etwa 500 HV0.05 und ist somit vergleichbar zu vorhandenen Literaturwerten (480 HV0.1).^[71] Im Gegensatz zum unvergüteten Werkstoff (200 HV0.1), der als ferritisch-perlitisches Gefüge vorliegt, ist nach der Vergütung ein martensitisches Gefüge für diese relativ hohen Härtewerte verantwortlich.^[71]

Die Mittelwerte der Härte (\overline{HV}) im Schmelzgut liegen bei $SP_{||}$ mit 520 \overline{HV} 0.05 (Spur 1), 482 \overline{HV} 0.05 (Spur 2) sowie 503 \overline{HV} 0.05 (Fügezone) in der Größenordnung des Grundwerkstoffes (s. Tab. 8.1). Auch hier liegt der Werkstoff als martensitisches Gefüge vor.^[71] Im Übergang vom Schmelzgut zur Wärmeeinflusszone ist ein merklicher Einfall der Härtewerte (ΔHV) erkennbar. Ergänzende Zuguntersuchungen zeigten ein Versagen im betreffenden Nahtbereich, weshalb dieser steile Härtegradi-

8. Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

ent als festigkeitsmindernder Faktor interpretiert wird. Die Härtewerte steigen mit zunehmendem Abstand vom Nahtzentrum an und nähern sich schließlich denen des Grundwerkstoffes.

Tab. 8.1: Mittel \overline{HV} und Schwankungsbreite \hat{HV} der Härtewerte im Schmelzgut sowie Härteeinfall ΔHV beim Übergang zur Wärmeinflusszone; vgl. Text.

Position Härtemessung		Spur 1	Fügezone	Spur 2
$\overline{HV}0.05$ (Schmelzgut)	SP	520	503	482
	DP	518	478	530
$\Delta HV0.05$	SP	190	-	162
	DP	198	-	180
$\hat{HV}0.05$ (Schmelzgut)	SP	71	50	115
	DP	51	84	53

Die mit DP bei einer Frequenz von 250 Hz geschweißte Naht (Abb. 8.12 b) ist im Vergleich zu SP_{||} durch einen ähnlichen Härteverlauf charakterisiert. Betrachtet man jedoch den Bereich des Schmelzgutes beider Spuren (Abb. 8.12), so ist hier ein deutlich homogeneres Härteplateau erkennbar, das sich besonders in der reduzierten Schwankungsbreite (\hat{HV}) der Messwerte ausdrückt (Tab. 8.1). Eine mögliche Ursache ist die nachstehend diskutierte homogenere Schmelzbaddurchmischung bei DP.

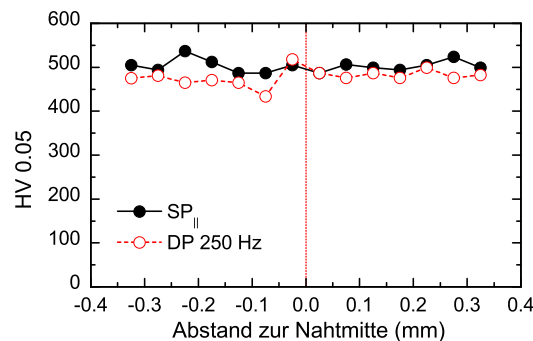


Abb. 8.13: Vergleich des Härteverlaufes in der Fügezone; vgl. Abb. 8.11.

Die mittlere Härte in der direkten Fügezone beträgt bei SP_{||} 503 $\overline{HV}0.05$ und bei DP 478 $\overline{HV}0.05$. Beide Verläufe sind annähernd gleich und durch eine relativ geringe Schwankungsbreite der Messwerte charakterisiert (Abb. 8.13).

8.6 Betrachtung der Nahtoberseite mit Highspeed-Videotechnik

Aus der Betrachtung der Schweißnahtoberseite lassen sich einige wesentliche Aussagen zum Schmelzbad beim Schweißen mit DP ableiten. Die nachstehend ana-

8. Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

lysierten Aufnahmen wurden mit der in Abs. 4.6 beschriebenen Anordnung der Highspeed-Videotechnik und folgenden experimentellen Versuchsparametern angefertigt: $P_G = 2.7 \text{ kW}$, $v = 30 \text{ mm/s}$, $d_B = 3 \text{ mm}$, $E_{\perp v} = 0.3$, $K_{pol} = 0.5$, He4.6 (20 l/min). Als Material wurde analog zur Betrachtung der Plasmafackel der Stahlwerkstoff St37 verwendet, um einen möglichen Einfluss der Al-Si-Beschichtung zu vermeiden. Abbildung 8.14 zeigt eine Momentaufnahme des Schweißprozesses bei

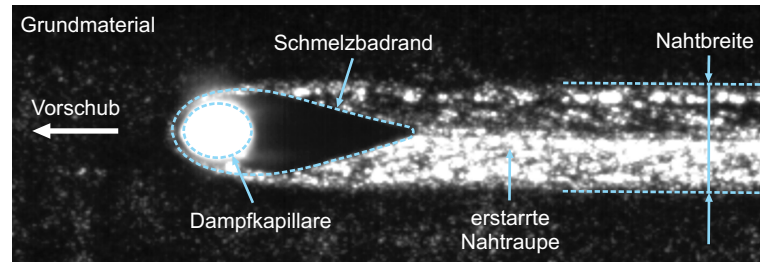


Abb. 8.14: Aufnahme der Nahtoberseite mittels Highspeed-Kamera.

SP_{\parallel} , auf der die Dampfkapillare, die erstarnte Nahtraupe sowie das Schmelzbad deutlich zu erkennen sind. Letzteres ist auf Grund der Vorschubgeschwindigkeit elliptisch verzerrt und zudem am Badende durch eine v-förmige Erstarrungsfront charakterisiert. Sie führt bei der Erstarrung des Schmelzgutes zur diskutierten Rippelstruktur der Nahtraupe (Abs. 8.2), die hier jedoch nur schemenhaft zu erkennen ist. Eine exakte Bestimmung und Beobachtung der Kapillaröffnung, insbesondere ihrer Geometrie, war in Folge der trotz Filterung noch merklichen Strahlungsemission des Plasmas (Abs. 7.6) nicht möglich. Die Badlänge L beträgt für obige Parameter etwa 3 mm, die Badbreite B etwa 1 mm sowie der Kapillardurchmesser $2r$ etwa 0.4 mm. Aus dem Vergleich der Highspeed-Aufnahmen bei verschiedenen DP-Frequenzen

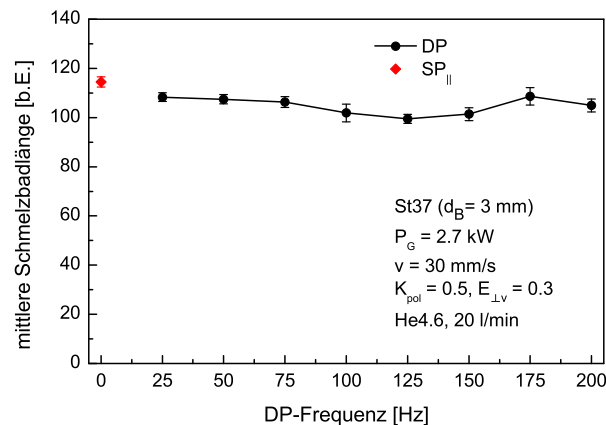


Abb. 8.15: Abhängigkeit der mittleren Schmelzbadlänge von der DP-Frequenz.

(Abb. 8.15) wird deutlich, dass die mittlere Schmelzbadlänge bei SP_{\parallel} am größten ist. Ursache ist die vollständig in Vorschubrichtung polarisierte Strahlung, die zu einer maximalen Absorption an der Front und Rückseite der Kapillare und folglich zu einer Verlängerung des Schmelzbades führt.

Bei allen DP-Frequenzen ist das Schmelzbad auf Grund der Verteilung der Energie auf den gesamten Kapillariumfang kürzer. Ein globales Minimum der Badlänge ergibt sich bei der DP-Frequenz 125 Hz.

Das zeitliche Verhalten der Schmelzbadgeometrie wurde mittels der Auswertung der Einzelsequenzen (Auswertlänge: 10 mm, 300 Bilder) untersucht. Auf Grund der mit der Auflösung der Kamera verbundenen maximalen Aufnahmezeit von 900 fps betrug der zeitliche Messpunktintervall 1.1 ms. Für diese Konfiguration nimmt die Standardabweichung σ sowohl bei SP_{\parallel} als auch bei allen DP-Frequenzen vergleichbare Werte an (Abb. 8.15). Minimale σ -Werte, die auf ein ruhigeres, stabileres Schmelzbad hinweisen, treten bei den DP-Frequenzen 25 Hz, 50 Hz und 125 Hz auf. Sie sind im Vergleich zu SP_{\parallel} etwas geringer. Bei der Interpretation dieser Messwerte muss jedoch beachtet werden, dass unter Berücksichtigung des Nyquisttheorems nur Schmelzbadoszillationen mit Frequenzen unterhalb 450 Hz eindeutig registriert werden können.

8.7 Anwendung von Kontrastwerkstoffen zur Untersuchung der Schmelzbadynamik beim Schweißen mit DP

Durch die Entwicklung der Lasertechnik in den letzten Jahren ist das Schweißen verschiedenartiger Metallkombinationen in den Fokus experimenteller Untersuchungen gerückt.^[72-75] Grundlegende, die Schweißbarkeit der Materialien limitierende Probleme (z.B. unterschiedliche Wärmeleitfähigkeiten), wurden teilweise technologisch gelöst. Eine wesentliche Anforderung an den Schweißprozess ist ein hoher Durchmischungsgrad des Schmelzbades, da dieser die Basis für eine homogene Verteilung von Zusatzwerkstoffen bildet. Diese werden dem Schweißprozess zugeführt, um die Beständigkeit gegenüber Korrosion und Erstarrungsrissbildung zu erhöhen.^[10,11,72,74,76] Beim Schweißen von beschichteten Werkstoffen kann die Bildung von Mischkristallen und interkristallinen Phasen zwischen Grundmaterial und Beschichtungswerkstoff auftreten. Diese befinden sich nach der Erstarrung im Nahtquerschnitt und

8. Untersuchung der Baddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP

reduzieren in der Folge die Festigkeitseigenschaften der Naht. Abbildung 8.16 zeigt dies beispielhaft für eine Überlappnaht des Al-Si-beschichteten Bor-Mangan-Stahls USIBOR 1500P^[38]. Die genannten Probleme werden in der Praxis durch die Entfernung eines ausreichend großen Bereiches der Beschichtung vor dem Schweißprozess umgangen.^[77] Eine gute Durchmischung des Schmelzbades sowie die daraus resultierende Verteilung der eingebrachten Beschichtung erspart diese aufwendigen Vorarbeiten.

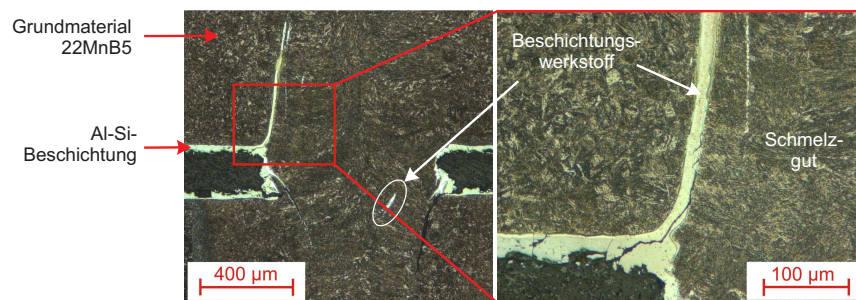


Abb. 8.16: Ablagerung des Beschichtungswerkstoffes in der Schweißnaht beim Schweißen von Al-Si-beschichteten Bor-Mangan-Stählen (USIBOR 1500P)^[38].

Eine bereits etablierte Methode, die auf der Anwendung oszillierender Magnetfelder basiert, wurde von Thomy und Vollertsen^[10,11] beim Laserstrahlschweißen untersucht. Die Ergebnisse zeigen einen von Vorschub sowie Flussdichte und Frequenz des Magnetfeldes abhängigen Durchmischungsgrad, der gegenüber dem unbeeinflussten Schweißprozess teilweise merklich gesteigert wurde.

In den folgenden Abschnitten wird die Wirkung der DP auf die Schmelzbadurchmischung untersucht. Hierzu wurden Kontrastwerkstoffe (KWS) verwendet, die mittels einer geeigneten Probenpräparation und speziell angepassten Ätzprozeduren den im Schmelzbad „eingefrorenen“, dynamischen Zustand darstellen. Die Analyse der KWS-Verteilung ermöglicht zudem die Bestimmung des Durchmischungsgrades der Schmelze.

8.7.1 Auswahl des Kontrastwerkstoffes

Die Auswahl des KWS richtet sich zum einen nach dessen physikalischen Eigenschaften, da der eigentliche Schweißprozess vom Additiv möglichst unbeeinflusst bleiben soll. Zum anderen ist ein ausreichend hoher Kontrast zum Grundwerkstoff im Schlibbild ein wesentliches Eignungsmerkmal. Zur Untersuchung von Nähten im Stahl St37

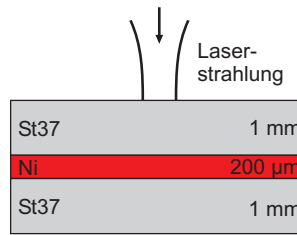


Abb. 8.17: Anordnung des Kontrastwerkstoffes Nickel zwischen zwei St37-Stahlblechen.

wurde daher Nickel verwendet. Einige relevante Eigenschaften sind in Tab. 8.2 vergleichend zu Eisen angeführt. Der KWS wurde in Form dünner Folien (200 µm) zwischen zwei 1 mm starke Stahlbleche positioniert (Abb. 8.17). Die Schweißnähte wurden als Überlappnähte für verschiedene DP-Frequenzen mit folgenden Parametern hergestellt: $P_G = 2.7 \text{ kW}$, $v = 50 \text{ mm/s}$, Prozessgas He4.6 (20 l/min), $E_{\perp v} = 0.3$ und $K_{pol} = 0.5$. Auf Grund der im Vergleich zu den Versuchen mit USIBOR^[38] geringeren Gesamtlechdicke konnte mit einem höheren Vorschub geschweißt werden.

Tab. 8.2: Physikalische Eigenschaften von Eisen und Nickel: Schmelztemperatur (T_s) und Verdampfungstemperatur (T_v) sowie Dichte (ρ_s) und Oberflächenspannung (σ_s) der flüssigen Phase.^[78,79]

	T_s [K]	T_v [K]	ρ_s [Kg/m ³]	σ_s [N/m]
Fe	1809	3010	7230	1.80
Ni	1708	3450	7910	1.75

8.7.2 Auswertung der makroskopischen Schliffbilder

Abbildung 8.18 zeigte eine Auswahl makroskopischer Nahtquerschliffe, die bei verschiedenen DP-Frequenzen hergestellt und mit zwei unterschiedlichen Beleuchtungsvarianten aufgenommen wurden. Die Geometrie der Nahtquerschnitte ist unabhängig für alle DP-Frequenzen durch eine Nagelkopfform charakterisiert (vgl. Abs. 8.2). Es sei angemerkt, dass die Mittelwerte der Nahtquerschnittsflächen A_{NQ} für alle DP-Frequenzen konstant sind. Bei SP_{\parallel} ergibt sich ein um etwa 12% geringerer A_{NQ} -Wert, der aus der Durchschweißung und der größeren Einschweißtiefe bei SP_{\parallel} resultiert.

Der Vergleich der Helligkeiten der Ausgangsmaterialien (St37 und Ni) in den nahtnahen, unaufgeschmolzenen Bereichen (vgl. Abb. 8.17) erlaubt bereits erste Aussagen über die Verteilung des KWS im Nahtquerschnitt.

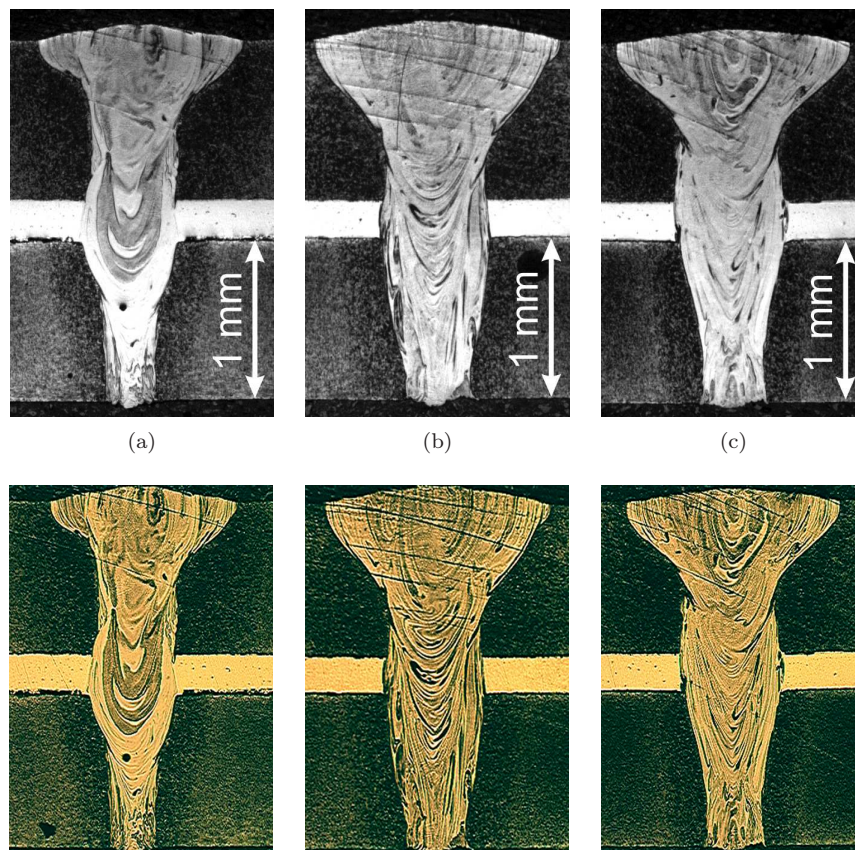


Abb. 8.18: Nahtquerschliffe bei verschiedenen DP-Frequenzen (a: $SP_{||}$, b: DP 75 Hz, c: DP 250 Hz) und zwei Beleuchtungsvarianten.

Bei $SP_{||}$ ist die Helligkeitsverteilung sehr inhomogen. Es existieren große Bereiche im Schmelzgut mit einer ähnlichen Helligkeit wie die des Ni-Ausgangsmaterials. Die mittels DP geschweißten Nähte hingegen sind durch eine merklich homogenere Helligkeitsverteilung charakterisiert. Diese impliziert eine gleichmäßigere KWS-Verteilung und wird als Folge einer DP-induzierten, erhöhten Schmelzbaddurchmischung interpretiert. Als markantes Anzeichen hierfür können die bei DP besonders im zentralen und oberen Bereich der Naht auftretenden Verwirbelungen des KWS im Schliffbild angenommen werden.

8.7.3 Auswertung der Querschliffe mittels EDX-Analyse

Für eine eindeutige Identifikation des KWS in den makroskopischen Nahtquerschliffen wurden EDX-Analysen durchgeführt (Abb. 8.19). Sie ermöglichen definierte Aussagen über die Durchmischung des Schmelzbades. Die besonders in Abb. 8.18 a deutlich sichtbaren hellen Bereiche im erstarrten Schmelzgut lassen sich demnach

eindeutig Ni-reichen Gebieten zuordnen. Im Fall der SP_{\parallel} tritt eine besonders hohe Ni-Konzentration im Bereich der Ausgangsposition auf (Abb. 8.19 a). Diese indiziert eine geringe Durchmischung des Schmelzgutes.

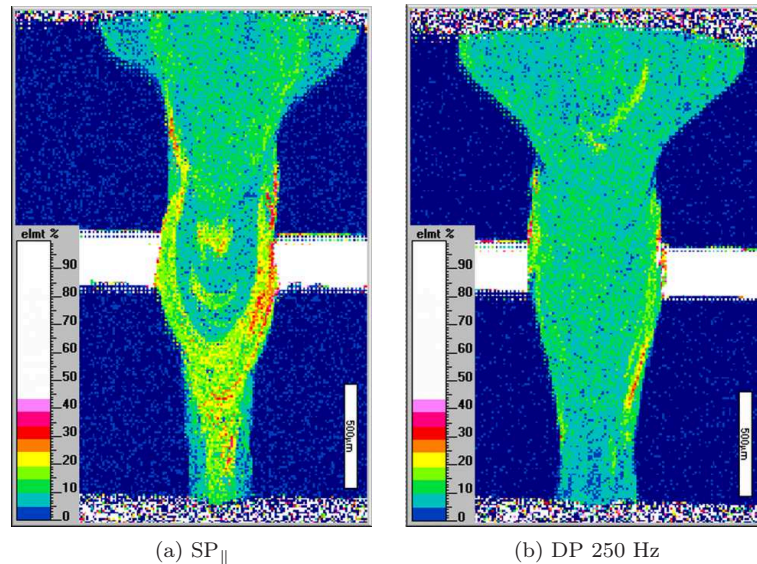


Abb. 8.19: EDX-Aufnahmen der Querschliffe bei SP_{\parallel} (a) und DP (b).^[80]

Die im Vergleich zur Dichte der Fe-Schmelze höhere Dichte der Ni-Schmelze (Tab. 8.2) trägt bei diesem geringen Durchmischungsgrad zu einem „Absacken“ merklicher Ni-Anteile und in der Folge zu einer erhöhten Anreicherung in der Nahtwurzel bei. Analog zu den von Thomy und Vollertsen^[10,11] erzielten Ergebnissen, kann durch die definierte Beeinflussung der Kapillar- und Schmelzbaddynamik mittels der DP eine merkliche Steigerung der Schmelzbaddurchmischung erzielt werden. Dieser Effekt ist besonders deutlich bei einer DP-Frequenz von 250 Hz (Abb. 8.19 b). Hier stellt sich für die verwendeten Versuchsparameter auf Grund der erhöhten Schmelzbaddynamik eine nahezu homogene Verteilung des KWS (d.h. eine homogene Färbung der EDX-Aufnahme) über den gesamten Nahtbereich ein.

8.7.4 Quantitative Auswertung der EDX-Aufnahmen

Um die im Vergleich zu SP_{\parallel} qualitativ diskutierte, homogenere Durchmischung bei DP (250 Hz) zu quantifizieren, wurden die Flächenverhältnisse in den EDX-Aufnahmen bezüglich der Ni-Konzentration ausgewertet. Das Verhältnis des Flächeninhaltes mit einer bestimmten Ni-Konzentration (Element-%) zur gesamten Nahtquerschnittsfläche wird dazu als Flächenanteil A_{rel} definiert.

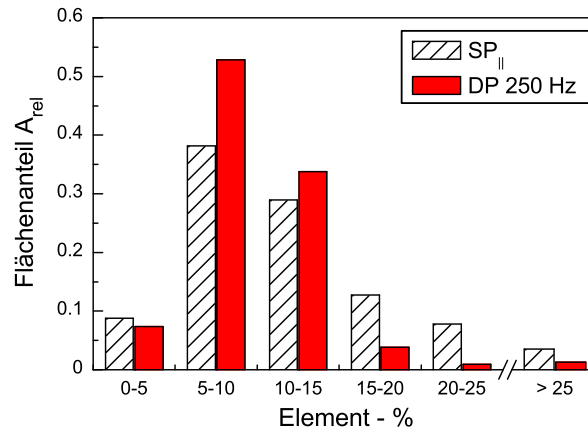


Abb. 8.20: Quantitative Auswertung der Kontrastmittelverteilung (vgl. Text).^[80]

Bei einer idealen Durchmischung des Schmelzbades ist auf Grund des Flächenverhältnisses beider Materialien ein Nickelanteil von etwa 9% zu erwarten. Wie die Auswertung in Abb. 8.20 zeigt, ist die DP durch eine erhöhte Konzentration der A_{rel} -Werte im Bereich der idealen Konzentration zwischen 5% und 15% charakterisiert. Diese bestätigt somit die DP-induzierte homogenere Durchmischung. Die SP_{||} zeigt eine im Vergleich zur DP breitere Verteilungsfunktion und zudem merkliche Flächenanteile, die mehr als 15% Nickel enthalten ($A_{rel} = 0.25$).

8.8 Korrelation zwischen Ausbildung der Nahtoberseite und Durchmischung des Schmelzbades

Durch die zeitlich und räumlich definierte Steuerung der Polarisationsverhältnisse im Wechselwirkungsvolumen mittels der DP wurden die komplexen dynamischen Vorgänge während des Schweißprozesses gezielt beeinflusst. Wie die experimentellen Ergebnisse zeigen, konnte mit definierten DP-Frequenzen in der Folge z.B. die Rauigkeit der Nahtoberseiten merklich reduziert werden. Die zeitlich periodische Beeinflussung des Strömungszustandes im Schmelzbad sowie DP-induzierte zusätzliche Strömungskomponenten führten zu einer homogenen Durchmischung des Schmelzbades.

Im Rahmen der Schweißexperimente mit Kontrastmitteln wurde nun untersucht, inwieweit die getrennt voneinander analysierten Nahteigenschaften untereinander in Verbindung stehen (Abb. 8.21).

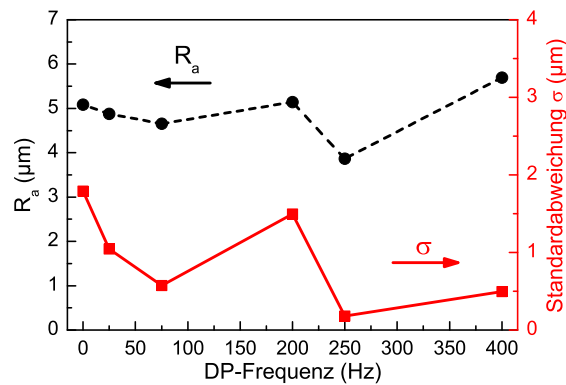


Abb. 8.21: Rauigkeit der Nahtoberseite in Abhängigkeit von der DP-Frequenz.^[80]

Die durch die homogene Durchmischung des Schmelzgutes gekennzeichnete DP-Naht (250 Hz) ist simultan durch eine merkliche Glättung der Nahtoberseite (25%) charakterisiert ($R_a = 3.8 \mu\text{m}$). Die Standardabweichung der Rauigkeit der Schweißnähte besitzt bei dieser DP-Frequenz ihr Minimum ($\sigma = 0.18 \mu\text{m}$).

Bemerkenswert ist zudem, dass die Werte von σ aller mittels DP geschweißter Nähte im Vergleich zu SP_{\parallel} ($\sigma = 1.79 \mu\text{m}$) kleiner sind. Dies bestätigt zum einen das statistische Verhalten des unbeeinflussten Schweißprozesses, bei dem bereits kleine Prozessinstabilitäten zu unregelmäßigeren Nähten führen. Andererseits wird deutlich, dass der Schweißprozess durch die DP wohldefiniert beeinflusst werden kann, wodurch in der Folge dessen Reproduzierbarkeit und Qualität merklich erhöht werden. An dieser Stelle soll noch einmal zusammengefasst werden, dass diese optimale DP-Frequenz von 250 Hz analog zu den restlichen in dieser Arbeit untersuchten Zusammenhängen zwischen DP-Frequenzen und entsprechender DP-Wirkung (Nahtausbildung, Plasmabildung und Durchmischungsgrad im Schmelzbad) dadurch charakterisiert ist (Gl. 2.4), dass während des Vorschubs um die Distanz des experimentell ermittelten Fokussdurchmessers von etwa $230 \mu\text{m}$ die Polarisationsrichtung einmal wechselt.

9 Ausblick auf weiterführende Arbeiten

Die vorgestellten Ergebnisse und Betrachtungen zum Laserstrahlschweißen von Eisenwerkstoffen mit CO₂-Lasern demonstrieren das große und vielseitige Wirkpotenzial der DP. Von den zahlreichen, den Schweißprozess beeinflussenden Prozessparametern konnten im Rahmen dieser Arbeit nur einige detailliert untersucht werden, weshalb die Methode der DP noch immer sowohl merkliches Verbesserungspotenzial als auch experimentelle und theoretische Ansatzpunkte zum tieferen Verständnis der mannigfaltigen Elementarprozesse des Schweißprozesses beinhaltet.

Andere Metalle (z.B. Aluminium) oder Vorschubgeschwindigkeiten, die eine so hohe Schmelzbaddynamik verursachen, dass Humping auftritt, konnten auf Grund der durch die vorhandene experimentelle Technik begrenzten Gesamtleistung von etwa 3 kW cw nicht untersucht werden. Interessant jedoch wäre, welchen Einfluss eine DP-Wirkung auf die dünnflüssigere Aluminiumschmelze bzw. auf das hochdynamische Schweißphänomen Humping hat.

Das Ziel zukünftiger, weiterführender Arbeiten sollte daher vorrangig in der Erweiterung der Prozessgrenzen liegen. Diese beinhaltet einerseits die o.g. Erhöhung der Laserleistung, die neben höheren Prozessgeschwindigkeiten auch größere Aspektverhältnisse der Dampfkapillare und des Schmelzbades ermöglicht. Andererseits sind aus der Ausdehnung der DP auf andere Wellenlängenbereiche sowohl ein detaillierteres Verständnis der wellenlängenabhängigen Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Materie als auch experimentelle Aussagen zum Verhältnis zwischen Fresnel- und Plasmaabsorption bei verschiedenen Wellenlängen zu erwarten. Im Bereich um etwa 1 µm beispielsweise stehen dazu moderne leistungsstarke Strahlquellen (z.B. Scheiben- und Faserlaser) mit exzellenter Strahlqualität zur Verfügung.

Zwar nimmt, wie in Kap. 5 beschrieben, das Absorptionsverhältnis $A_v(\theta)$ mit sinkender Wellenlänge ab [für typische Einfallswinkel θ ist $A_v(\theta)$ bei 1.06 µm um etwa einen Faktor 3-6 kleiner als bei 10.6 µm], woraus auf eine reduzierte DP-Wirkung geschlossen werden könnte. Da aber bei $\lambda \approx 1$ µm wegen der in Kap. 7 diskutierten quadratischen Abhängigkeit des Plasmaabsorptionskoeffizienten von der Laserwellenlänge der „ausgleichende“ Plasmaeinfluss praktisch wegfällt, sind für beide Wellenlängen ähnliche DP-Effekte zu erwarten.

9. Ausblick auf weiterführende Arbeiten

Ein Hauptziel weiterführender Arbeiten sollte zudem die Erweiterung der Materialpalette sowie die Untersuchung verschiedenartiger Metallkombinationen darstellen. Hier bietet die bereits nachgewiesene homogene Durchmischung des Schmelzgutes bei DP einen besonders interessanten Ansatzpunkt.

Der ILM-H ist an die durch die Umsetzung der beispielhaft genannten und teilweise miteinander verknüpften Ansatzpunkte anzupassen. Während einer Erhöhung der Leistung der CO₂-Laserstrahlung bis etwa 4 kW cw auf Grund des experimentellen Verhaltens nichts entgegen steht, erfordert die Untersuchung anderer Wellenlängenbereiche selbstverständlich die Anpassung der Modulatoroptiken (Substratmaterial, Beschichtungen), was aber auf Grund der breiten Palette zur Verfügung stehender Hochleistungsoptiken für den Bereich um 1 µm kein Problem darstellt. In Folge der kürzeren Wellenlängen sind allerdings erhöhte Anforderungen an die ILM-Justierung zu stellen, die jedoch am Beispiel eines ILM für Nd:YAG-Laserstrahlung bereits erfolgreich bewältigt wurden.

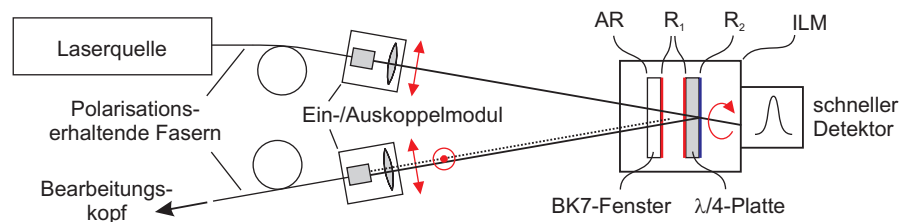


Abb. 9.1: Prinzipskizze einer Anordnung für die Lasermaterialbearbeitung mit DP auf Basis eines speziellen ILM ($R_1 \approx 0.5$, $R_2 \approx 0.99$) für den Wellenlängenbereich von Faser- und Scheibenlasern.

Eine schematische Skizze der möglichen Umsetzung des Grundprinzips der DP mit einem ILM für den Wellenlängenbereich von Faser- und Scheibenlasern zeigt Abb. 9.1. Durch die Verwendung von polarisationserhaltenden Lichtleitfasern sowie die Integration der $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit in den ILM (Schwingoptik = $\frac{\lambda}{4}$ -Platte) ist eine sehr kompakte und folglich anwenderfreundliche DP-Anordnung realisierbar.

Aus den genannten weiterführenden Arbeiten ist eine Vielzahl experimenteller Erkenntnisse zu erwarten, deren Auswertung mittels geeigneter Modelle und z.B. durch die Anwendung computergestützter Finite-Elemente-Methoden durchzuführen ist. Zur Zeit existieren jedoch noch keine Modelle, die der Komplexität des DP-Effektes Rechnung tragen.

10 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss einer schnellen, räumlich und zeitlich definierten Änderung (bis in den kHz-Bereich) des Polarisationszustandes der CO₂-Laserstrahlung („Dynamische Polarisation“ DP) auf die dynamischen Prozesse im Wechselwirkungsvolumen beim CO₂-Laserstrahlschweißen untersucht. Die Umsetzung dieser Methode basiert auf einer speziellen Anordnung aus einem Interferenz-Laserstrahlungs-Modulator (ILM-H) und einer $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit, die die Erzeugung eines Strahls mit konstanter Gesamtleistung aber zeitlich variablem Polarisationszustand ermöglicht.

Am Beispiel exemplarischer Schweißversuche an den Materialien Ck45, St37 und 22MnB5 (USIBOR) sowie an St37 unter Anwendung von Kontrastwerkstoffen mit kontinuierlichen Leistungen bis etwa 3 kW wurden die zu erwartenden DP-Effekte experimentell untersucht und mittels modellhafter Annahmen und Abschätzungen qualitativ erläutert.

Die dabei verwendete Anordnung des ILM-H in Doppeltransmission ist die Grundvoraussetzung für die DP, die mittels anderer Modulatortypen (z.B. elektro- und akustooptische Modulatoren) nicht realisierbar ist. Der ILM-H basiert auf bisherigen ILM-Modellen und wurde im Rahmen dieser Arbeit für Leistungen im Multi-kW-Bereich weiterentwickelt.

Die Charakterisierung des experimentellen Verhaltens des ILM-H zeigt, dass die Strahlteilungsfunktion für kontinuierliche (cw) Leistungen bis 2 kW nahezu der Theorie des idealen Fabry-Pérot-Interferometers folgt. Die thermische Drift des ILM-H beträgt im untersuchten Leistungsbereich zwischen 600 W und 1800 W mit 0.8 μm lediglich einen kleinen Bruchteil der Laserwellenlänge von 10.6 μm . Aus diesen experimentellen Aussagen, insbesondere zur thermischen Stabilität, lässt sich ableiten, dass der ILM-H bis zu cw-Leistungen von etwa 4 kW problemlos eingesetzt werden kann.

Auf Grund der begrenzten Ausgangsleistung der vorhandenen CO₂-Laser (jeweils max. 2 kW) wurde eine Zweistrahlanordnung verwendet, die wegen der Verwendung zweier unabhängig ansteuerbarer Laser und der großen Flexibilität des ILM-H ein breites Variationsspektrum der Polarisationsverhältnisse im Fokusvolumen ermög-

licht. Letztere werden durch die eingeführten Größen Polarisationskontrast K_{pol} und Energieverhältnis $E_{\perp v}$ charakterisiert.

Die Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Materie über Fresnelabsorption wird maßgeblich durch die optischen Konstanten (n, K) bestimmt. Auf der Basis der Fresnelkurven für verschiedene Wellenlängen und Temperaturen wurde im Bereich „schweißtypischer“ Einfallswinkel der Strahlung auf der Kapillaroberfläche der Einfluss der DP diskutiert. Eine wesentliche Aussage ist das im Vergleich zu kürzeren Wellenlängen deutlich größere Absorptionsverhältnis $A_v(\Theta)$ [Verhältnis der Fresnelabsorptionsgrade der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponente] für die verwendete CO₂-Laserstrahlung.

Die experimentelle Untersuchung der Energieeinkopplung beim realen Schweißprozess zeigt, dass im untersuchten Bearbeitungsfenster beim Schweißen mit statisch linearer Polarisation (SP) das Schmelzbad bei in Vorschubrichtung polarisierter Strahlung (SP_{||}) schmaler und tiefer als für die orthogonale Richtung (SP_⊥) ist. Aus der in beiden Fällen konstanten Nahtquerschnittsfläche kann auf eine konstante Energieeinkopplung geschlossen werden. Bei DP ist für die verwendeten Parameter sowohl die Schmelzbadbreite als auch die Nahtquerschnittsfläche unabhängig von der DP-Frequenz, was eine DP-unabhängige Energieeinkopplung impliziert.

In Folge der inhomogenen Verteilung der absorbierten Energie auf der Kapillaroberfläche bei SP_{||} und SP_⊥ ergeben sich elliptische Kapillarquerschnittsformen. Diese resultieren aus dem Energie- und dem daraus folgenden Druckgleichgewicht auf der Kapillaroberfläche, wobei die großen Halbachsen parallel zur jeweiligen Polarisationsrichtung liegen.

Das laserinduzierte Plasma spielt beim Schweißen mit CO₂-Laserstrahlung eine zentrale Rolle. Die Transportmechanismen des im Plasma absorbierten Energieanteils führen hauptsächlich zu einer isotropen (d.h. ohne Vorzugsrichtung) Verteilung des Energieanteils auf die Kapillarwände und somit zu einer Reduzierung des DP-Effektes. Die experimentellen Ergebnisse zum Schweißen mit DP zeigen jedoch, dass für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Prozessparameter der Anteil der polarisationsabhängigen Fresnelabsorption im Vergleich zur Plasmaabsorption groß genug ist, um dennoch eine merkliche DP-Wirkung zu erzielen.

Die Untersuchung der Dynamik der Plasmafackel über die Auswertung der Fackel-

höhe mittels Highspeed-Kameras am Werkstoff St37 zeigt, dass die sichtbare Plasmafackel bei SP_{\parallel} durch eine statistische Höhenfluktuation charakterisiert ist. Bei DP hingegen oszilliert die Fackelhöhe mit der von außen eingebrachten DP-Frequenz. Die mittlere Fackelhöhe ist dabei in Folge der konstanten Gesamtleistung P_G sowohl bei SP_{\parallel} als auch für alle Frequenzen bei DP annähernd gleich. Die Höhenfluktuation nimmt mit der DP-Frequenz im untersuchten DP-Frequenzbereich bis 200 Hz merklich zu, was aus einem resonanten Verhalten der Dampfkapillare und einem damit einhergehenden intensiveren Wechselspiel der Kapillar- und Schmelzbaddynamik sowie dem Verdampfungsprozess resultiert.

Die Untersuchung der Schmelzbaddynamik beim Laserstrahlschweißen mit DP erfolgte u.a. über die Anfertigung von Nahtquerschliffen sowie über die Auswertung der Rauigkeit der Nahtoberflächen. Letztere bildet eine aussagekräftige Messgröße, da die Oberflächenstruktur maßgeblich durch die Schmelzbaddynamik beeinflusst wird. Die Nahtoberfläche ist zudem messtechnisch relativ einfach zugänglich.

Die Auswertung der Nahtoberflächen zeigte einen in Abhängigkeit von der DP-Frequenz charakteristischen Verlauf der Rauigkeitswerte, wobei für bestimmte DP-Frequenzen eine merkliche Glättung auftrat. Da sich diese positive DP-Wirkung sowohl an der Nahtoberseite als auch an der Nahtwurzel zeigte, kann auf eine ganzheitliche Beeinflussung der Schmelzbaddynamik durch die DP geschlossen werden. Bei einer Steigerung des Vorschubs nehmen die Rauigkeitswerte bei SP_{\parallel} im untersuchten Geschwindigkeitsintervall zu. Bei DP wird der charakteristische frequenzabhängige Verlauf gestreckt, weshalb markante Punkte bei entsprechend höheren DP-Frequenzen auftreten.

Ergänzend zum Schwellverhalten der DP wurde der Einfluss des Energieverhältnisses bei SP untersucht. Es zeigt sich, dass die Rauigkeitswerte entgegen dem DP-Fall mit steigendem $E_{\perp v}$ zunehmen.

Einen wesentlichen Teil der Untersuchung der Schmelzbaddynamik stellte die Anwendung von Kontrastwerkstoffen (KWS) dar. Die Auswertung der Schweißnähte mittels EDX-Analysen am System Stahl St37 und Nickel zeigte bei der DP-Frequenz 250 Hz eine im Vergleich zu SP_{\parallel} besonders homogene KWS-Verteilung. Das Verhältnis des Flächeninhaltes mit einer bestimmten Ni-Konzentration zur gesamten Nahtquerschnittsfläche, das als Flächenanteil A_{rel} definiert wurde, ist bei dieser DP-

Frequenz durch eine wesentliche Überhöhung der A_{rel} -Werte im Bereich der idealen Konzentration zwischen 5% und 15%, die für das betrachtete Probenbeispiel der idealen Durchmischung entspricht, charakterisiert. Diese experimentellen Ergebnisse bestätigen somit eine DP-induzierte homogenere Durchmischung der Schmelze, die in zahlreichen technisch relevanten Anwendungen (z.B. Schweißen verschiedenartiger Metallkombinationen, Schweißen mit Zusatzwerkstoffen, Schweißen von beschichteten Werkstoffen) zu einer im Vergleich zu analogen SP_{||}-Schweißnähten signifikanten Erhöhung der Schweißnahtqualität führt.

Die homogene Durchmischung bei der DP-Frequenz 250 Hz korreliert zudem mit einer merklichen Glättung der Nahtoberseiten, die sich in einer Reduzierung der Rauigkeitswerte um etwa 25% ausdrückt.

Wie die untersuchten Zusammenhänge zwischen den DP-Frequenzen und der entsprechenden Wirkung auf die Nahtausbildung, die Plasmabildung und den Durchmischungsgrad im Schmelzbad an verschiedenen Stahlwerkstoffen (St37, 22MnB5, Ck45) mit unterschiedlichen Vorschubgeschwindigkeiten und Leistungen zeigen, existiert eine Art „Resonanz“ für besonders signifikantes Auftreten der DP-Effekte, die dadurch charakterisiert ist, dass während des Vorschubs um die Distanz des experimentell ermittelten Fokusbereichs die Polarisationsrichtung einmal wechselt.

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser*. Stuttgart : Teubner-Verlag, 1992
- [2] HÜGEL, H. ; GRAF, T.: *Laser in der Fertigung*. Wiesbaden : Vieweg und Teubner Verlag, 2009
- [3] HERZIGER, G.: *Werkstoffbearbeitung mit Laserstrahlung*. München : Hanser-Verlag, 1993
- [4] BEYER, E.: *Schweißen mit Laser*. Berlin : Springer-Verlag, 1995
- [5] MATSUNAWA, A. ; KIM, J.-D. ; SETO, N. ; MIZUTANI, M. ; KATAYAMA, S.: Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding. In: *J. Laser Appl.* 10 (1998), Nr. 6, S. 247–254
- [6] TZENG, Y.-F.: Effects of operating parameters on surface quality for the pulsed laser welding of zinc-coated steel. In: *J. Mat. Proc. Tech.* 100 (2000), Nr. 1-3, S. 163–170
- [7] KUO, T. Y. ; JENG, S. L.: Porosity reduction in Nd-YAG laser welding of stainless steel and inconel alloy by using a pulsed wave. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38 (2005), Nr. 5, S. 722–728
- [8] BERGMANN, J.-P. ; HOLTZ, R. ; WILDEN, J.: Modification of solidification conditions through the application of pulsed Nd:YAG lasers. In: *Proc. SPIE* Bd. 6346, 2007, S. 634612
- [9] KERN, M. ; BERGER, P. ; HÜGEL, H.: Magneto-Fluid Dynamic Control of Seam Quality in CO₂ Laser Beam Welding. In: *Weld. J.* 79 (2000), Nr. 3, S. 72–s–78–s
- [10] THOMY, C. ; VOLLERTSEN, F.: Influence of Magnetic Fields on Dilution During Laser Welding of Aluminium. In: *Adv. Mater. Res.* 6-8 (2005), S. 179–186
- [11] VOLLERSTEN, F. ; THOMY, C.: Magnetic stirring during laser welding of aluminum. In: *J. Laser Appl.* 18 (2006), Nr. 1, S. 28–34
- [12] GARASHCHUK, V. P. ; KIRSEI, V. I. ; SHINKAREV, V. A.: Influence of the polarization of CO₂ laser radiation on the geometric parameters of a molten region in welding metals. In: *Sov. J. Quantum Electron.* 16 (1986), Nr. 12, S. 1660–1662
- [13] BEYER, E. ; BEHLER, K. ; HERZIGER, G.: Influence of laser beam polarisation in welding. In: *Proc. 5th Int. Conf. Lasers in Manufacturing*, 1988, S. 233–240
- [14] SATO, S. ; TAKAHASHI, K. ; MEHMETLI, B.: Polarization effects of a high-power CO₂ laser beam on aluminum alloy weldability. In: *J. Appl. Phys.* 79 (1996), Nr. 12, S. 8917–8919
- [15] HO, C. Y. ; WEI, P. S.: Absorption in a Paraboloid of Revolution-Shaped Welding or Drilling Cavity Irradiated by a Polarized Laser Beam. In: *Metall. Mater. Trans. B* 32B (2001), Nr. 4, S. 603–614
- [16] HO, C. Y.: Effects of polarizations of a laser on absorption in a paraboloid of revolution-shaped welding or drilling cavity. In: *J. Appl. Phys.* 96 (2004), Nr. 10,

S. 5393–5401

- [17] WAHL, R.: *Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung*. Stuttgart : Teubner-Verlag, 1994
- [18] KLEIN, T.: *Freie und erzwungene Dynamik der Dampfkapillare beim Laserstrahlschweißen von Metallen*, TU Braunschweig, Diss., 1996
- [19] KLEIN, T. ; VICANEK, M. ; KROOS, J. ; DECKER, I. ; SIMON, G.: Oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (1994), Nr. 10, S. 2023–2030
- [20] KLEIN, T. ; VICANEK, M. ; SIMON, G.: Forced oscillations of the keyhole in penetration laser beam welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29 (1996), Nr. 2, S. 322–332
- [21] KROOS, J. ; GRATZKE, U. ; VICANEK, M. ; SIMON, G.: Dynamic behaviour of the keyhole in laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 26 (1993), Nr. 3, S. 481–486
- [22] BECK, M. ; BERGER, P. ; HÜGEL, H.: The effect of plasma formation on beam focussing in deep penetration welding with CO₂ lasers. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 28 (1995), Nr. 12, S. 2430–2442
- [23] BECK, M.: *Modellierung des Lasertiefschweißens*. Stuttgart : Teubner-Verlag, 1996
- [24] STAUPENDAHL, G.: New type of modulator for intense CO₂ laser radiation and its applications. In: *Proc. SPIE* Bd. 952, 1988, S. 760–764
- [25] STAUPENDAHL, G.: Investigation of a Fabry-Perot interferometer arrangement for intense CO₂-Laserradiation. In: *Proc. SPIE* Bd. 1121, 1989, S. 504–509
- [26] STAUPENDAHL, G.: Universeller Modulator für CO₂-Laserstrahlung und seine Einsatzmöglichkeiten. In: *Laser und Optoelektronik* 23 (1991), Nr. 3, S. 126–133
- [27] STAUPENDAHL, G. ; SCHOTT, T.: Laser Materials Processing with Dynamic Beam Parameters in the Focus Region. In: *Jahrbuch Laser*. 3. Ausgabe. Vulkan-Verlag, 1993, S. 313–318
- [28] KLIPPSTEIN, M.: *Untersuchungen zum Schweißen metallischer Werkstoffe mittels dynamisch polarisierter CO₂-Laserstrahlung*, FSU Jena, Diplomarbeit, 1999
- [29] GRÄF, S.: *Untersuchungen zum Einfluss einer dynamischen Polarisation auf das Schweißen mit CO₂-Lasern*, FSU Jena, Diplomarbeit, 2005
- [30] LIEBIG, T.: *Lasertiefschweißen im multi-kW-Bereich zur Untersuchung der dynamischen Polarisation*, FSU Jena, Diplomarbeit, 2006
- [31] NIZIEV, V. G. ; NESTEROV, A. V.: Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 32 (1999), Nr. 13, S. 1455–1461
- [32] SCHÜÖCKER, D.: Dynamic Phenomena in Laser Cutting and Cut Quality. In: *Appl. Phys. B* 40 (1986), Nr. 1, S. 9–14
- [33] FEINMECHANISCHE WERKE HALLE GMBH (Hrsg.): *Bedienungsanleitung der CO₂-Laser der SM-Baureihe*. Halle/Saale: Feinmechanische Werke Halle GmbH, 1999

- [34] STOLZE, J.: *Untersuchungen zu einer neuen Methode der Bestimmung des Fokussdurchmessers von Hochleistungs-CO₂-Laserstrahlung*, FSU Jena, Diplomarbeit, 1994
- [35] DAUSINGER, F. ; FAISST, F. ; GLUMANN, C. ; HACK, R. ; IFFLÄNDER, R.: Effiziente Strahladdition zum Laserstrahlschweißen. In: *Laser und Optoelektronik* 27 (1995), Nr. 4, S. 45–50
- [36] SEISER, C.: *Untersuchungen zum Laserstrahlschweißen von Eisen- und Aluminiumwerkstoffen mit Dynamischer Polarisation*, FSU Jena, Diplomarbeit, 2008
- [37] DAUSINGER, F.: *Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität*. Stuttgart : Teubner-Verlag, 1995
- [38] ARCELORMITTAL DISTRIBUTION GMBH (Hrsg.): *Warmumformstähle - Auszug aus dem Europäischen Produktangebot*. Köln: ArcelorMittal Distribution GmbH, 2008
- [39] KLEMENS, P. G.: Heat balance and flow conditions for electron beam and laser welding. In: *J. Appl. Phys.* 47 (1976), Nr. 5, S. 2165–2174
- [40] KAPLAN, A.: A model of deep penetration laser welding based on calculation of the keyhole profile. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (1994), Nr. 9, S. 1805–1814
- [41] KROOS, J. ; GRATZKE, U. ; SIMON, G.: Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 26 (1993), Nr. 3, S. 474–480
- [42] POPRAWA, R.: *Lasertechnik für die Fertigung*. Berlin : Springer-Verlag, 2005
- [43] STAUPENDAHL, G. ; SCHINDLER, K.: *Lasertechnik und ihre Anwendung in der Materialbearbeitung*. Jena : Script, 2003
- [44] TRAPPE, J. ; KROOS, J. ; TIXT, C. ; SIMON, G.: On the shape and location of the keyhole in penetration laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (1994), Nr. 10, S. 2152–2154
- [45] RUTSCHER, A.: *Wissensspeicher Plasmatechnik*. Leipzig : Fachbuchverlag, 1983
- [46] LOCHTE-HOLTGREVEN, W.: *Plasma diagnostics*. Amsterdam : North-Holland Publishing Company, 1968
- [47] HERTZ, G. ; ROMPE, R.: *Einführung in die Plasmaphysik und ihre technische Anwendung*. Berlin : Akademie-Verlag, 1968
- [48] BEDENKO, D. V. ; KOVALEV, O. B. ; KRIVTSUN, I. V.: Simulation of plasma dynamics in a keyhole during laser welding of metal with deep penetration. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010), Nr. 10, S. 105501
- [49] BÄULERE, D.: *Laser Processing and Chemistry*. Berlin : Springer-Verlag, 2000
- [50] TU, J. ; MIYAMOTO, I. ; INOUE, T.: Characterizing keyhole plasma light emission and plasma plume scattering for monitoring 20 kW class CO₂ laser welding processes. In: *J. Laser Appl.* 14 (2002), Nr. 3, S. 146–153
- [51] LIU, Y. ; SINGHA, S. ; WITT, T. E. ; CHENG, Y. ; GORDON, R. J.: Observation of near total polarization in the ultrafast laser ablation of Si. In: *Appl. Phys. Lett.* 93

- (2008), Nr. 16, S. 161502
- [52] ZHAO, Y. ; SINGHA, S. ; LIU, Y. ; GORDON, R. J.: Polarization-resolved laser-induced breakdown spectroscopy. In: *Optics Letters* 34 (2009), Nr. 4, S. 494–496
- [53] SZYMANSKI, Z. ; HOFFMAN, J. ; KURZYNA, J.: Plasma plume oscillations during welding of thin metal sheets with a CW CO₂ laser. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001), Nr. 2, S. 189–199
- [54] GU, H. ; DULEY, W. W.: Resonant acoustic emissions during laser welding of metals. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 29 (1996), Nr. 3, S. 550–555
- [55] FARSON, D. F. ; KIM, K. R.: Generation of optical and acoustic emissions in laser weld plumes. In: *J. Appl. Phys.* 85 (1999), Nr. 3, S. 1329–1336
- [56] CHEN, Y. ; FANG, J. ; LI, L.: The characteristics of the plasma in laser keyhole welding. In: *Proc. PICALO*, 2004, S. 29–32
- [57] VENKANNAH, S. ; MAZUMDER, J.: Changes in Laser Weld Bead Geomtry with the Application of Ultrasonic Vibrations. In: *Proc. of the Wold Congress on Engineering* Bd. 2, 2009
- [58] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschichttheorie*. Berlin : Springer-Verlag, 2006
- [59] FABBRO, R. ; MOHAMMED, H. ; FREDERIC, C.: Metallic vapor ejection effect on melt pool dynamics in deep penetration laser welding. In: *J. Laser Appl.* 16 (2004), Nr. 1, S. 16–19
- [60] AMARA, E. H. ; FABBRO, R. ; HAMADI, F.: Modeling of the melted bath movement induced by the vapor flow in deep penetration laser welding. In: *J. Laser Appl.* 18 (2006), Nr. 1, S. 2–11
- [61] MARYA, M. ; EDWARDS, G. R.: Factors Controlling the Magnesium Weld Morphology in Deep Penetration Welding by a CO₂ Laser. In: *J. Mater. Eng. Perform.* 10 (2001), Nr. 4, S. 435–443
- [62] WEI, P. S. ; CHEN, Y. H. ; KU, J. S. ; HO, C. Y.: Active Solute Effects on Surface Ripples in Electron-Beam Welding Solidification. In: *Metall. Mater. Trans. B* 34 (2003), Nr. 4, S. 421–432
- [63] POSTACIOGLU, N. ; KAPADIA, P. ; DOWDEN, J.: Theory of the oscillations of an ellipsoidal weld pool in laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 24 (1991), Nr. 8, S. 1288–1292
- [64] MOHANTY, P. S. ; MAZUMDER, J.: Solidification Behavior and Microstructural Evolution during Laser Beam-Material Interaction. In: *Metall. Mater. Trans. B* 29 (1998), Nr. 6, S. 1269–1279
- [65] ARATA, Y. ; MATSUDA, F. ; MURAKAMI, T.: Some Dynamic Aspects of Weld Molten Metal in Electron Beam Welding. In: *Trans. of JWRI* 2 (1973), Nr. 2, S. 152–161
- [66] ANTHONY, T. R. ; CLINE, H. E.: Surface rippling induced by surface-tension gradients during laser surface melting and alloying. In: *J. Appl. Phys.* 48 (1977), Nr. 9, S. 3888–

3894

- [67] FABBRO, R. ; SLIMANI, S. ; DOUDET, I. ; COSTE, F. ; BRIAND, F.: Experimental study of the dynamical coupling between the induced vapour plume and the melt pool for Nd-Yag CW laser welding. In: *J. Phys. D: Appl. Phy.* 39 (2006), Nr. 2, S. 394–400
- [68] ARATA, Y. ; TOMIE, M. ; ABE, N. ; YAO, X.-Y.: Observation of Molten Metal Flow during EB Welding. In: *Trans. of JWRI* 16 (1987), Nr. 1, S. 13–16
- [69] GRÄF, S. ; STAUPENDAHL, G. ; SEISER, C.: Untersuchungen zum Laserstrahlschweißen mit Dynamischer Polarisierung unter Anwendung von Kontrastwerkstoffen. In: *Vorträge und Posterbeiträge der 6. Jenaer Lasertagung, 2008* (Neue Entwicklungen in der Lasermaterialbearbeitung), S. 229–236
- [70] GRÄF, S. ; STAUPENDAHL, G. ; SEISER, C. ; MEYER, B. J. ; MÜLLER, F. A.: Generation of a dynamic polarized laser beam for applications in laser welding. In: *J. Appl. Phys.* 107 (2010), Nr. 4, S. 043102
- [71] GANZER, S. ; ALBERT, F. ; SCHMIDT, M.: Hochfester und leicht umformbarer Stahl für den Automobilbau. In: *Laser Technik Journal* 33 (2009), Nr. 2, S. 33–37
- [72] BANOVIC, S. W. ; DUPONT, J. N. ; MARDER, A. R.: Dilution and microsegregation in dissimilar metal welds between super austenitic stainless steel and nickel base alloys. In: *Sci. Technol. Weld. Join.* 7 (2002), Nr. 6, S. 374–383
- [73] MAI, T. A. ; SPOWAGE, A. C.: Characterisation of dissimilar joints in laser welding of steel-kovar, copper-steel and copper-aluminium. In: *Mat. Sci. Eng. A* 374 (2004), Nr. 1-2, S. 224–233
- [74] LUIJENDIJK, T.: Welding of dissimilar aluminium alloys. In: *J. Mater. Process. Technol.* 103 (2000), Nr. 1, S. 29–35
- [75] PHANIKUMAR, G. ; DUTTA, P. ; CHATTOPADHYAY, K.: Continuous welding of Cu-Ni dissimilar couple using CO₂ laser. In: *Sci. Technol. Weld. Join.* 10 (2005), Nr. 2, S. 158–166
- [76] ZHAO, L. ; SUGINO, T. ; ARAKANE, G. ; TSUKAMOTO, S.: Influence of welding parameters on distribution of wire feeding elements in CO₂ laser GMA hybrid welding. In: *Sci. Technol. Weld. Join.* 14 (2009), Nr. 5, S. 457–467
- [77] MAAS, J. ; STAUDINGER, W.: Tailored Blanks in der Warmumformung. In: *Laser - Entwicklung und industrielle Anwendung* 22 (2008), Nr. 5, S. 12–14
- [78] SUN, Z. ; ION, J. C.: Laser welding of dissimilar metal combinations. In: *J. Mater. Sci.* 30 (1995), Nr. 17, S. 4205–4214
- [79] HAASE, S.: *Gießerei-Lexikon*. Berlin : Schiele & Schön, 2008
- [80] GRÄF, S. ; STAUPENDAHL, G. ; SEISER, C. ; MEYER, B. J. ; MÜLLER, F. A.: Enhanced melt pool stirring in welding with a dynamic polarised laser beam. In: *Sci. Technol. Weld. Join.* 15 (2010), Nr. 3, S. 208–212

Abkürzungsverzeichnis

A	Analysator
AP	Arbeitspunkt des ILM
AR	Antireflexionsschicht
AZ	Ausgangszustand einer Modulationsperiode der DP
CNC	Computerized Numerical Control
cw	continuous wave
D	Detektor (kalorimetrischer Empfänger)
DP	Dynamische Polarisation
DT	Doppeltransmission
EDX	Energiedispersive Röntgenspektroskopie
EZ	Endzustand einer Modulationsperiode der DP
F	Fokussierspiegel
FPI	Fabry-Pérot-Interferometer
HSK	Highspeed-Kamera
HV	Vickers-Härte
ILM	Interferenz-Laserstrahlungs-Modulator
ILM-H	Hochleistungs-Interferenz-Laserstrahlungs-Modulator
KWS	Kontrastwerkstoff
LMB	Lasermaterialbearbeitung
LS	Laserstrahlschweißen
LSDP	Laserstrahlschweißen mit Dynamischer Polarisation
LTG	Lokales Thermisches Gleichgewicht
OE	Optische Einheit
PR	Phase-Retarder ($\frac{\lambda}{4}$ -Spiegel)
PS	Parabolspiegel
S	Umlenkspiegel
SD	Schneller Detektor
SP	statisch linear polarisierte Strahlung
SP	statisch linear parallel zum Vorschub polarisierte Strahlung
SP _⊥	statisch linear orthogonal zum Vorschub polarisierte Strahlung
ST	Strahlteiler
T	Teleskopspiegel
TEM	Transversal-Elektromagnetische-Mode
UE	Umlenkeinheit
VTG	Vollständiges Thermisches Gleichgewicht
ZSA	Zweistrahlanordnung
ZP	Zirkulare Polarisation

Symbolverzeichnis

A	Flächeninhalt
A_{Fr}	Fresnelabsorptionsgrad
A_{NQ}	Nahtquerschnittsfläche
A_p, A_s	Absorptionsgrad der p- und s-polarisierten Strahlung
A_{rel}	relativer Flächenanteil
$A_v(\Theta)$	Absorptionsverhältnis
B	Nahtbreite
c	spezifische Wärmekapazität
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
d	Modulatorplattenabstand
d_B	Blechdicke
e	Elementarladung des Elektrons
\vec{E}_0	E-Vektor der einfallenden Welle
$\vec{E}_{0,s}, \vec{E}_{0,p}$	E-Vektor senkrecht/parallel zur Einfallsebene (einfallende Welle)
$\vec{E}_{r,s}, \vec{E}_{r,p}$	E-Vektor senkrecht/parallel zur Einfallsebene (reflektierte Welle)
$\vec{E}_{g,s}, \vec{E}_{g,p}$	E-Vektor senkrecht/parallel zur Einfallsebene (gebrochene Welle)
$E_{\perp v}$	Energieverhältnis
E_i	Ionisierungsenergie
E_x	Streckenenergie
f	Brennweite
f_{DP}	DP-Frequenz
$f_{DP,res}$	“Resonanz“ der DP
F	Fokussierzahl
g	Fallbeschleunigung der Erde
g_0, g_1	statistische Gewichte
h	Plancksches Wirkungsquantum
HV	Vickershärte
\overline{HV}	Mittelwert der Vickershärte
$\hat{H}V$	Schwankungsbreite der Vickershärte
ΔHV	Härteeinfall
I	Intensität
I_a	absorbierte Intensität
I_{ILM}	Steuerstrom Modulatorspule
I_L	Laserintensität
I_s	Schwellintensität
\vec{k}	Wellenvektor
k	Boltzmannkonstante

K	Extinktionskoeffizient
K_{pol}	Polarisationskontrast
L	Schmelzbadlänge
l_α	Absorptionslänge
l_w	Wirklänge
m_e	Elektronenmasse
m^*	effektive Masse
M	Modulationstiefe der Strahlung
M_T	Modulationstiefe des transmittierten Strahls
M_R	Modulationstiefe des reflektierten Strahls
M_{DT}	Modulationstiefe des doppeltransmittierten Strahls
n	Brechzahl
n_0	Teilchendichte der Atome
n_1	Teilchendichte der einfach-ionisierten Atome
\tilde{n}	komplexer Brechungsindex
n_e	Teilchendichte der Elektronen
p	Druck
p_{abl}	Ablationsdruck
p_h	hydrostatischer Druck
p_s	Gleichgewichtsdampfdruck an der Kapillarwand
p_v	hydrodynamischer Druck
p_γ	Kapillardruck
P	Leistung
P_0	eingestrahlte Leistung
P_{min}, P_{max}	minimale, maximale Leistung
P_{DT}	Leistung des doppeltransmittierten Strahls
P_{FPI}	Leistung im FPI-Inneren
P_G	Gesamtleistung
P_I	Stromleistung
P_R	Leistung des reflektierten Strahls
P_T	Leistung des transmittierten Strahls
P_{\parallel}, P_{\perp}	linear parallel/senkrecht zum Vorschub v polarisierte Leistung
q_{abs}	absorbierte Energieflussdichte
q_{Fr}	absorbierte Energieflussdichte über Fresnelabsorption
q_{Pl}	absorbierte Energieflussdichte über Plasmaabsorption
q_w	Energieflussdichte durch Wärmeleitung
q_{abl}	Energieflussdichte für Ablation
q_v	Energieflussdichte der Verlustmechanismen
r	Radialkoordinate

r_k	Kapillarradius
R	Reflektivität der Interferometeroptiken
R_1, R_2	Hauptkrümmungsradien der Kapillaroberfläche
R_{min}, R_{max}	minimale, maximale Reflexion
R_a	arithmetischer Mittenrauhwert
R_{sp}	Widerstand Steuerspule ILM
R_z	gemittelte Rauftiefe
R_{FPI}	Reflexion des FPI
R_{Fr}	Fresnelreflexionsgrad
$R_{Fr}^{(p)}, R_{Fr}^{(s)}$	Fresnelreflexionsgrad der p-/s-polarisierten Komponente
t	Zeit
T	Temperatur
T_0	Raumtemperatur
T_{DT}	Doppeltransmission
T_P	Periodendauer
T_S	Schmelztemperatur
T_V	Verdampfungstemperatur
T_{FPI}	Transmission des FPI
T_{min}, T_{max}	minimale/maximale Transmission
v	Vorschubgeschwindigkeit
\vec{v}	Geschwindigkeit
v_{str}	Strömungsgeschwindigkeit
\bar{v}_{str}	mittlere Strömungsgeschwindigkeit
v_∞	konstante Strömungsgeschwindigkeit
w_0	Strahlradius der Taille am $1/e^2$ -Punkt
$w(z)$	Strahlradius am Ort z
$w(\vec{r}, t)$	Leistungsdichte Wärmequelle
x, y, z	Ortskoordinaten
x_r	Ionisationsgrad des Plasmas
z_0	Rayleighlänge der Laserstrahlung
z_k	Kapillartiefe
α, α_{abs}	linearer Absorptionskoeffizient
α_{BR}	Brewsterwinkel
β	Brechungswinkel
γ	Drehwinkel ILM gegen Strahlachse
δ	Drehwinkel Analysator
δ_{str}	Schichtdicke der Grenzschichtströmung
Δd	Plattenabstandsänderung des ILM
ΔI_{ILM}	Steuerstromänderung des ILM

Δr	Strömungskanalbreite
Δt	Zeitintervall
ΔT	Temperaturänderung
ΔV	Volumenelement
Δx	Abstand
$\Delta \tau$	Abtastrate
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
$\tilde{\epsilon}(\omega)$	komplexe Dielektrizitätsfunktion
η_s	dynamische Viskosität
Θ	Einfallswinkel
Θ_x, Θ_y	Fokussierwinkel in x- und y-Richtung
κ	Absorptionsindex
κ_T	Temperaturleitfähigkeit
λ	Wellenlänge
λ_0	Vakuumwellenlänge
λ_L	Laserwellenlänge
λ_W	Wärmeleitfähigkeit
μ_0	magnetische Feldkonstante
μ_r	relative Permeabilität
ν	Strahlungsfrequenz
ν_c	elastische Stoßfrequenz
ρ_s	Dichte der Schmelze
σ	Standardabweichung
σ_0	Gleichstromleitfähigkeit
$\sigma(\omega)$	dynamische Leitfähigkeit
σ_s	Oberflächenspannung der Schmelze
σ_{SB}	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ	Relaxationszeit
τ_r, τ_g	Scherspannung
φ	Azimutwinkel
ω	Kreisfrequenz
ω_p	Plasmafrequenz
ω_L	Laserkreisfrequenz

Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzip des Laserstrahl-tiefschweißens mit der charakteristischen sprunghaften Zunahme der Einschweißtiefe	6
1.2	Wechselwirkungsprozesse beim CO_2 -Laserstrahlschweißen	7
2.1	Anordnung zur Erzeugung eines dynamisch polarisierten Laserstrahls	8
2.2	Funktionsprinzip des Fabry-Pérot-Interferometers	9
2.3	Vergleich der Transmission T_{FPI} für verschiedene Plattenreflektivitäten R	9
2.4	Verwendung des ILM in Doppeltransmission	10
2.5	Einfluss von R auf Minimum und Modulationstiefe des einfach- und doppeltransmittierten Strahls	11
2.6	Zusammenhang zwischen Leistungsüberhöhung P_{FPI}/P_T und Modulationstiefe	11
2.7	Funktionsbedingte Anordnung der Elemente der $\frac{\lambda}{2}$ -Einheit	12
2.8	Polarisationszustand des reflektierten und doppeltransmittierten Teilstrahls sowie Polarisationsverhältnisse im Gesamtstrahl	12
2.9	Schnittkanten beim Laserstrahlschneiden mit DP	14
2.10	Rauhigkeit der Schnittspalte in Abhängigkeit von der DP-Frequenz sowie Korrelation zwischen Orts- und eingebrachten DP-Frequenzen	14
2.11	Abhängigkeit der Nahtoberflächenrauhigkeit R_a von der DP-Frequenz f_{DP} beim LSDP von Stahl Ck45	15
2.12	Einfluss des Energieverhältnisses $E_{\perp v}$ beim LSDP von Stahl Ck45	16
3.1	Foto und schematischer Aufbau des ILM-H	18
3.2	Abhängigkeit von P_T , P_R und P_{DT} vom Steuerstrom bzw. Plattenabstand	18
3.3	Abhängigkeit der Änderung des Arbeitspunktes und des Reflexionsminimums von der Modulator-temperatur	20
3.4	Thermische Drift des ILM-H: Verschiebung eines gewählten Arbeitspunktes in Abhängigkeit von der eingestrahlten cw-Laserleistung	21
3.5	Leistungsverlauf P_{DT} durch Ansteuerung des ILM-H mit $I_{ILM}(t)$	22
4.1	Aufbau der Zweistrahl-anordnung zum Schweißen mit DP	23
4.2	Drehung der Polarisationsrichtung in der Umlenkeinheit UE	24
4.3	Vergleich zwischen theoretischer und realer Strahlkaustik von Laser 1; Anpassung der Divergenz durch die strahlformenden Elemente F_1 , T_1 und T_2	26
4.4	Superposition zweier geneigter Laserstrahlen und Kaustikverlauf des Gesamtstrahls	27
4.5	Anordnung von Cross-Jet und Prozessgasdüse	28
4.6	Schematische Anordnung zur Beobachtung des Schweißprozesses mittels Highspeed-Videotechnik	30
5.1	Reflexion und Brechung einer elektromagnetischen Welle an der Grenzfläche zweier Medien mit den Brechzahlen $n_1 < n_2$.	34

5.2	Absorptionsgrad von Eisen für verschiedene Wellenlängen bei Raum- und Schmelztemperatur	35
5.3	Absorptionsverhältnis $A_v(\Theta)$ bei verschiedenen Wellenlängen sowie Unterschied zwischen Schmelz- und Raumtemperatur	36
5.4	Abhängigkeit der Nahtquerschnittsgeometrie von der DP-Frequenz	38
5.5	Laufzeit einer Isotherme im Material für die Distanz Δx zwischen Kapillar- und Schmelzbadrand	39
5.6	Zeitlicher Verlauf der Leistungsanteile sowie schematische Darstellung der im Fokus resultierenden Absorptionsverteilung	40
6.1	Elementarprozesse in der Dampfkapillare beim Laserstrahltiefschweißen	42
6.2	Schematische Darstellung der Druckverhältnisse in der Dampfkapillare	43
6.3	Form der für die Berechnung der Absorptionsverteilung verwendeten, konischen Dampfkapillare	46
6.4	Verteilung der absorbierten Intensität I_a auf der Oberfläche einer konischen Dampfkapillare für verschiedene Polarisationszustände relativ zum Maximalwert $I_{a,max}$	47
6.5	Schematische Darstellung der aus Abb. 6.4 resultierenden Kapillarformen	48
7.1	Temperaturabhängigkeit der Teilchendichten (Elektronen und neutrale Atome) eines reinen, einfach-ionisierten Eisendampfplasmas	51
7.2	Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten eines Eisendampfplasmas	53
7.3	Temperaturabhängigkeit von Brechzahl n_r und Absorptionskoeffizient α eines Fe-Plasmas	53
7.4	Absorptionsgrad der einfallenden Laserstrahlung in einer homogenen Plasmafackel für verschiedene α -Werte nach dem Lambert-Beerschen Gesetz	54
7.5	Übertragung der im Plasma absorbierten Energie auf die Kapillarwände	55
7.6	Spektrum eines realen Eisendampfplasmas beim Schweißen von Stahl mit einem CO ₂ -Laser	56
7.7	Strahlungsleistung pro Fläche sowie Wellenlänge des Strahlungsmaximums eines schwarzen Strahlers in Abhängigkeit von der Temperatur	57
7.8	Anordnung zur Untersuchung der Plasmafackel beim LSDP	60
7.9	Einzelbild-Sequenzen der Plasmafackel beim Schweißen mit SP	61
7.10	Einzelbild-Sequenzen der Plasmafackel beim Schweißen mit DP	61
7.11	Höhenänderung der Plasmafackel beim LSDP mit verschiedenen DP-Frequenzen	62
7.12	Mittelwert sowie Fluktuation der Plasmafackelhöhe bei verschiedenen DP-Frequenzen	63
7.13	Fourier-Analyse der Höhenfluktuation der Plasmafackel beim LSDP	64
8.1	Umströmung der Dampfkapillare mit (qualitativem) Geschwindigkeitsprofil	66
8.2	Geometrische Verhältnisse zwischen der konstanten Badbreite B und dem Kapillardurchmesser $2r$ bei DP	67

8.3	Erhöhung der Verdampfungsrate im Endzustand der Modulationsperiode	68
8.4	Marangoni-Strömung in Folge der Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung unter Annahme eines negativen Oberflächenspannungsgradienten	70
8.5	Zur Bildung der Rippelstruktur der Nahtoberseite	71
8.6	Einfluss der Superposition zweier geneigter Strahlen auf die Nahtoberflächenrauigkeit in Abhängigkeit verschiedener Leistungsverhältnisse (P_1/P_2)	73
8.7	Abhängigkeit der Nahtoberflächenrauigkeit vom Energieverhältnis für statische und dynamische Polarisierung	74
8.8	Abhängigkeit der Rauigkeit der Nahtoberseite und -unterseite von der DP-Frequenz	76
8.9	Rauigkeit der Nahtoberseiten bei SP_{\parallel} für verschiedene Vorschubgeschwindigkeiten v	77
8.10	Rauigkeit der Nahtoberseiten in Abhängigkeit vom Vorschub und der DP-Frequenz	78
8.11	Positionen der Härtemessung im Schweißnahtquerschnitt	79
8.12	Vergleich des Härteverlaufes an verschiedenen Positionen des Schweißnahtquerschnittes zwischen SP_{\parallel} und DP 250 Hz	80
8.13	Vergleich des Härteverlaufes in der Fügezone	81
8.14	Aufnahme der Nahtoberseite mittels Highspeed-Kamera	82
8.15	Abhängigkeit der mittleren Schmelzbadlänge von der DP-Frequenz	82
8.16	Ablagerung des Beschichtungswerkstoffes in der Schweißnaht beim Schweißen von Al-Si-beschichteten Bor-Mangan-Stählen	84
8.17	Anordnung des Kontrastwerkstoffes Nickel zwischen zwei St37-Stahlblechen	85
8.18	Untersuchung der Schmelzbaddynamik mit dem Kontrastwerkstoff Nickel	86
8.19	EDX-Aufnahmen der Querschliffe bei SP_{\parallel} und DP	87
8.20	Quantitative Auswertung der Kontrastmittelverteilung	88
8.21	Rauigkeit der Nahtoberseite in Abhängigkeit von der DP-Frequenz	89
9.1	Prinzipskizze einer Anordnung für die Lasermaterialbearbeitung mit DP auf Basis eines speziellen ILM für den Wellenlängenbereich von Faser- und Scheibenlasern.	91

Tabellenverzeichnis

3.1 Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Eigenschaften des für Multi-kW-CO ₂ -Laserstrahlung entwickelten ILM-H	19
4.1 Technische Daten des verwendeten CO ₂ -Lasers SM2000E	25
4.2 Parameter der Superposition zweier geneigter Laserstrahlen	27
5.1 Optische Eigenschaften von Eisen für verschiedene Wellenlängen bei Raum- und Schmelztemperatur	34
5.2 Abhängigkeit der Nahtgeometrie von der Vorschubgeschwindigkeit v	38
8.1 Mittel \overline{HV} und Schwankungsbreite \hat{HV} der Härtewerte im Schmelzgut sowie Härteeinfall ΔHV beim Übergang zur Wärmeeinflusszone	81
8.2 Physikalische Eigenschaften von Eisen und Nickel	85

Danksagung

Die vorliegende Dissertation wurde im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Materialwissenschaft und Werkstofftechnologie (IMT) der Friedrich-Schiller Universität angefertigt. Bei der Erstellung der Arbeit und den dafür notwendigen Untersuchungen habe ich auf vielseitige Weise direkt und indirekt Unterstützung erhalten, für die ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte.

Besonders großer Dank gilt allen voran meinem Doktorvater Dr. Gisbert Staupendahl für meine Weiterbeschäftigung in seiner Arbeitsgruppe über die Phase der Diplomarbeit hinaus. Die zahlreichen wertvollen Ratschläge, die fruchtbaren wissenschaftlichen Diskussionen sowie die sehr intensive Betreuung in der Endphase haben nicht unwesentlichen Anteil am Gelingen dieser Arbeit. Die zusätzlichen und oftmals ausgedehnten sportlichen und weltpolitischen Unterhaltungen gaben die nötige Abwechslung neben der Physik.

Meinen Kollegen in der Arbeitsgruppe Lasertechnik Janet Grabow, Frank Heineck, Dr. Heinz-Dieter Kurland, Bernd-Jürgen Meyer und Sebastian Engel sowie allen Kollegen des Bereiches Oberflächen- und Grenzflächentechnologien danke ich für die stets positive Zusammenarbeit sowie die angenehm freundliche und unkomplizierte Arbeitsatmosphäre während meiner Diplom- und Promotionszeit.

Besonders danken möchte ich meinem Mitdoktoranden und Kollegen Bernd-Jürgen Meyer für die wertvolle Unterstützung bei unzähligen Messungen sowie für die konstruktiven wissenschaftlichen (und auch nicht-wissenschaftlichen) Diskussionen.

Den ehemaligen Diplomanden Thomas Liebig, Christian Seifert und Carlo Seiser, die mit ihren Diplomarbeiten auf dem Gebiet des Laserstrahlschweißens zahlreiche Untersuchungen durchgeführt und somit maßgeblich zum Gelingen der Dissertation beigetragen haben, danke ich für die produktive, stets angenehme und freundschaftliche Zusammenarbeit.

Danksagung

Heidrun Garlipp, Hans-Jürgen Hempel und Ines Thiele aus dem IMT möchte ich für die Anfertigung der EDX-Aufnahmen sowie für die Präparation der zahlreichen Nahtquerschliffe danken.

Heinz-Wolfgang Lahmann und Marius Stöckmann von der Gesellschaft für Fertigungstechnik und Entwicklung Schmalkalden e.V. sowie Prof. Reinhard Blickhahn und Dr. Tom Weihmann vom Institut für Sportwissenschaft der FSU Jena bin ich für die Bereitstellung der Hochgeschwindigkeitskameratechnik sowie für die Unterstützung bei der Durchführung der Messungen zu großem Dank verpflichtet.

Allen Freunden und Bekannten sowie meinen Sportfreunden danke ich hiermit für die vielen gemeinsamen Momente, die wir neben der Promotion miteinander verlebt haben. Sie brachten trotz der teilweise großen räumlichen Distanz die nötige Abwechslung im Forschungsalltag.

Ein ganz besonderer Dank gebührt meiner Familie, die mich nach dem erfolgreichen Studium der Physik auf dem Schritt in und auf dem langen Weg durch die Promotion begleitet und stets nach vollen Kräften unterstützt hat.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Freundin Kati bedanken, die mir mit ihrer liebevollen und umsichtigen Art sowie ihrer grenzenlosen Geduld in der vergangenen Zeit, besonders aber in der Endphase dieser Arbeit, stets den nötigen Halt gab. Danke!

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur gefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet. Bei der Auswahl und Ausfertigung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich geholfen:

1. Frau Ines Thiele (IMT, FSU Jena) fertigte die zur Auswertung der hergestellten Schweißproben erforderlichen Nahtquerschliffe an.
2. Frau Heidrun Garlipp und Herr Hans-Jürgen Hempel (IMT, FSU Jena) führten die Messungen zur EDX-Analyse der Nahtquerschliffe im Rahmen der Untersuchungen des Schweißprozesses mit Kontrastwerkstoffen durch.
3. Herr Heinz-Wolfgang Lahmann und Herr Marius Stöckmann (GFE, Schmalkalden) sowie Herr Prof. Reinhard Blickhahn und Herr Dr. Tom Weihmann (Institut für Sportwissenschaft, FSU Jena) unterstützten mich bei der Vorbereitung und Durchführung der Highspeed-Aufnahmen des Schweißprozesses.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, 01.07.2010

Stephan Gräf

Lebenslauf

Gräf, Stephan

27.05.80 geboren in Saalfeld/Saale

08/1986-07/1988 Grundschule Juri Gagarin, Saalfeld/Gorndorf

08/1988-07/1991 Grundschule Geschwister Scholl, Saalfeld

09/1991-07/1998 Erasmus-Reinhold-Gymnasium, Saalfeld/Gorndorf

15.07.98 Allgemeine Hochschulreife

09/1998-09/1999 Zivildienst

10/1999-09/2001 Grundstudium Technische Physik
Technische Universität Ilmenau

08/2003-02/2004 Auslandsstudium
Umeå Universitet, Schweden

10/2001-09/2005 Diplomstudium Physik/Technische Physik
Friedrich-Schiller-Universität Jena

03.08.05 Abschluss als Diplom-Physiker

seit 16.09.05 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der AG Lasertechnik am
Institut für Materialwissenschaft und Werkstofftechnologie
der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der
Friedrich-Schiller-Universität Jena

Jena, 01.07.2010

Stephan Gräf