

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

H. Kindler
Optische und gerätetechnische
Entwicklungen zum Laserstrahlspritzen

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Optische und gerätetechnische Entwicklungen zum Laserstrahlspritzen

Von Dr.-Ing. Helmut Kindler
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

D93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel
Mitberichter: Prof. Dr. phil. Barry Leslie Mordike

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in
der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte
bibliografische Daten sind im Internet über
<http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ. 2003

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des
Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der Wieder-
gabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und der
Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben – auch
bei nur auszugsweiser Verwendung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2004

ISBN 3-8316-0315-4

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München

Tel.: 089/277791-00 – Fax: 089/277791-01

Kurzfassung

Funktionsgerechte Bauteile haben eine Vielzahl verschiedener Anforderungen zu erfüllen. Einige davon, z. B. Korrosionsbeständigkeit oder Verschleißfestigkeit, betreffen die Oberfläche des Bauteils. Moderne Beschichtungsverfahren verändern gezielt die Rand-schicht eines Bauteils um den Anforderungen gerecht zu werden. Diese Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung eines neuen Beschichtungsverfahrens. Pulverförmige, metal-lische Legierungen werden im Flug mit Hilfe des Lasers aufgeschmolzen, so daß der Grundwerkstoff nur durch die im Beschichtungswerkstoff selbst enthaltene Wärme be-lastet wird.

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit liegt bei der Entwicklung eines Bearbeitungsmoduls. Das Modul integriert ein speziell angepaßtes Strahlführungssystem und ein System zur Pulverformung und Gasführung. Ein Aufweiten des Pulverstroms wird mit Hilfe mehrerer Gasströme zuverlässig verhindert, so daß sich ein relativ großer Bereich ergibt, in dem sich die Pulverteilchen räumlich eng begrenzt aufhalten. Durch diesen Bereich wird der Laserstrahl mehrmals senkrecht zum Pulverstrom fokussiert hindurchgeführt. Dadurch ergibt sich eine gute Ausnutzung der Energie des Laserstrahls. Gleichzeitig wird verhindert, daß Laserlicht auf das zu beschichtende Werkstück trifft.

Ein weiterer Schwerpunkt betrifft die Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Pulver-strom. Es werden theoretische Untersuchungen zur Absorption von Laserlicht an einzel-nen sphärischen Pulverteilchen durchgeführt. Es ergibt sich dabei ein insgesamt höherer Absorptionsgrad als an einer ebenen Fläche.

Im experimentellen Teil der Arbeit werden die theoretischen Untersuchungen verifiziert. Dazu wird die Absorptionseffizienz verschiedener Pulver gemessen. Ebenso werden die Auswirkungen unterschiedlicher Versuchsparameter auf das Ergebnis der Messungen untersucht.

Ein Funktionstest des Beschichtungsmoduls, bei dem erste Beschichtungen durchge-führt wurden, beweist die Machbarkeit des neuen Verfahrens.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	9
1 Einleitung	17
1.1 Funktionale Randschichten	17
1.2 Laser in der Materialbearbeitung	17
2 Stand der Technik	21
2.1 Beschichtungsverfahren	21
2.2 Beschichten durch Löten	22
2.3 Thermisches Spritzen	23
2.4 Schmelzauftragschweißen	26
3 Zielsetzung und Aufgabenstellung	32
4 Grundlagen Laseroptik	33
4.1 Einführung	33
4.2 Geometrische Optik	33
4.3 Die Brennweite von Linsen und Spiegeln	34
4.4 Matrix-Methode für die geometrische Optik	34
4.5 Ausbreitung Gaußscher Strahlen	36
4.5.1 Der Gaußstrahl	37
4.5.2 Fokussierung Gaußscher Strahlen	39
4.5.3 Kollimierung Gaußscher Strahlen	40
4.6 Gaußsche Strahlen und <i>ABCD</i> -Matrizen	41
4.7 Reale Laserstrahlen	41
4.8 Faser-Optik	42
5 Der BeamTrap	45
5.1 Problemstellung und Konzept des BeamTrap	45
5.2 Strahlformung	46
5.2.1 Optische Auslegung	48
5.2.2 Die Optik-Elemente	48
5.2.3 Auslegung des Strahlverlaufs	50
5.2.4 Rückwirkung der Laserstrahlung auf den Resonator	56
5.3 Das System zur Pulverförderung und -aufbereitung	58
5.3.1 Pulverförderer	58
5.3.2 Zyklon	61
5.3.3 Pulverdüse	61

5.4	„Crossjet“ beim BeamTrap	63
5.4.1	Crossjet mit schraubenförmiger Gasströmung	65
5.4.2	Crossjet mit ringförmiger Gasströmung	66
6	Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Pulver	68
6.1	Streuung und Extinktion	68
6.2	Transmission	69
6.3	Absorption	72
6.4	Absorptionseffizienz	79
7	Messung der Transmission und Absorption von Laserstrahlung im Pulver-	
	strom	80
7.1	Transmissionsmessung	80
7.1.1	Versuchsdurchführung	80
7.1.2	Ergebnisse	82
7.2	Absorptionsmessung	84
7.2.1	Versuchsdurchführung	84
7.2.2	Auswertung	86
7.2.3	Ergebnisse	91
8	Funktionstest des BeamTrap	100
9	Zusammenfassung und Ausblick	103
	Literaturverzeichnis	104

Formelzeichen

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
A	Absorptionsgrad	—
$A_{\parallel}$	Absorptionsgrad für parallele Polarisierung	—
$A_{\perp}$	Absorptionsgrad für senkrechte Polarisierung	—
A_k	durchschnittlicher Absorptionsgrad einer Kugel	—
b	Bildweite bei Linsen	m
c_p	spezifische Wärmekapazität	J/kg K
c_{pm}	molare Wärmekapazität	J/mol K
$c_{p,B}$	Wärmekapazität des Vakuumbechers	J/kg K
$c_{p,P}, c_{p,PEX23}, \dots$	Wärmekapazität des Beschichtungspulvers	J/kg K
$c_{p,W}$	Wärmekapazität von Wasser	J/kg K
d	Durchmesser des Laserstrahls	m
d_a	Außendurchmesser	m
d_D	Pulverkanaldurchmesser	m
d_i	Innendurchmesser	m
d_K	Durchmesser der Pulverteilchen (Korngröße)	m
d_k	Kerndurchmesser der Glasfaser	m
d_P	Durchmesser des Pulverstroms	m
d_W	Wandstärke	m
$d_x, d_{x1}, d_{x2}, \dots$	Durchmesser des Laserstrahls in x -Richtung	m
d_{xf}	Fokusbereich in x -Richtung	m
$d_y, d_{y1}, d_{y2}, \dots$	Durchmesser des Laserstrahls in y -Richtung	m
d_{yf}	Fokusbereich in y -Richtung	m
d_Z	Breite der Wechselwirkungszone	m
E	Leistungsdichte	W/m ²
$E_1, E_2, \dots$	mittlere Leistungsdichte	W/m ²
E_f	mittlere Leistungsdichte im Fokus	W/m ²
$E_{\max}$	maximale Leistungsdichte	W/m ²
E_Z	mittlere Leistungsdichte in der Wechselwirkungszone	W/m ²
F	Querschnittsfläche	m ²
$f, f_1, f_2, \dots$	Brennweite	m
Δf	Verschiebung der Fokusslage	m
$F_1, F_2, \dots$	Querschnittsfläche des Laserstrahls	m ²
F_{CJ}	Fläche senkrecht zum Gasstrom des Crossjets	m ²
F_f	Querschnittsfläche des Fokus	m ²
$F_{\min}$	minimal zulässige Querschnittsfläche des Laserstrahls auf den Optik-Elementen	m ²
F_P	Querschnittsfläche des Pulverstroms	m ²
F_{PL}	vom Laserstrahl erfaßte Fläche des Pulverstroms	m ²
F_{Partikel}	projizierte Fläche der Pulverpartikel	m ²
F_{SG}	Querschnittsfläche des Schutzgasmantels	m ²
F_A	Querschnittsfläche der Wechselwirkungszone	m ²
g_0	Erdbeschleunigung	m/s ²
g	Gegenstandsweite bei Linsen	m
h	reduzierte Höhe der Wechselwirkungszone	m

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
h_{CJ}	Höhe der Aussparung beim Crossjet mit schraubenförmiger Gasführung	m
h_Z	wahre Höhe der Wechselwirkungszone	m
i	imaginäre Einheit ($i^2 = -1$)	–
j	Zählvariable	–
K	Strahlpropagationsfaktor	–
k	Absorptionsindex, Imaginärteil von $\tilde{n}$	–
L	Wegstrecke	m
l	Spiegelabstand	m
l_j	Spiegelabstand auf Höhe des Laserstrahls	m
$\mathbf{M}$	$ABCD$ -Matrix	–
m	Masse	kg
m_B	Masse des Innenteils des Vakuumbechers	kg
$m_P, m_{\text{PEX23}}, \dots$	Masse des Beschichtungspulvers	kg
$\dot{m}_P, \dot{m}_{\text{PEX23}}, \dots$	Pulvermassenstrom / Pulverfördertrate	kg/s
$m_{P,B}, m_{\text{PEX23},B}, \dots$	Masse des vom Vakuumbecher aufgefangenen Beschichtungspulvers	kg
$m_{P,s}, m_{\text{PEX23},s}, \dots$	Masse des aufgeschmolzenen Beschichtungspulvers	kg
m_W	Masse des Wassers	kg
n, n^*, n_0, n_1, n_2	Brechungsindex, Realteil von $\tilde{n}$	–
$\tilde{n}$	komplexer Brechungsindex	–
n_{PF}	Stellgröße zur Drehzahlsteuerung des Pulverförderers	–
n_R	Anzahl der Reflexionen des Laserstrahls	–
P	Leistung	W
P_L	Laserleistung	W
P_{max}	maximale Laserleistung	W
$P_{L,\text{max}}$	maximale Laserleistung am Werkstück	W
Q	Energie	J
$\tilde{q}$	komplexer Strahlparameter	–
$\hat{q}$	komplexer Strahlparameter, normierte Darstellungsform	–
Q_B	Energie zur Temperaturerhöhung des Vakuumbechers	J
Q_g	gesamte vom Pulver transportierte Energie	J
Q_L	Laserenergie	J
Q_P	Energie zur Temperaturerhöhung des Pulvers	J
Q_W	Energie zur Temperaturerhöhung des Wassers	J
R, R_1, R_2	Krümmungsradius	m
r', r'_1, r'_2	normierte Steigung des Lichtstrahls	–
r_1, r_2	Abstand Lichtstrahl $\leftrightarrow$ optische Achse	m
$\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$	Vektor des Lichtstrahls	–
R_K	Kugelradius	m
s	Strecke	m
Δs	Wegverlängerung	m
$s_{1,2}, s_{2,3}, \dots$	Abstand der Optik-Elemente	m

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
s_{CJ}	Steigung der Aussparung beim Crossjet mit schraubenförmiger Gasführung	m
s_K	Auskühlstrecke	m
ΔT	Temperaturdifferenz	K
t	Zeit	s
Δt	Zeitdifferenz	s
t_{CJ}	Tiefe der Aussparung beim Crossjet mit schraubenförmiger Gasführung	m
T_e	Endtemperatur	K
t_K	Auskühlzeit	s
T_P	Temperatur des geschmolzenen Pulvers	K
$T_{PL}, T_{PL,ges}$	Transmissionsgrad durch den Pulverstrom	—
T_s	Starttemperatur	K
t_s	Öffnungszeit des Shutter	s
t_Z	Aufenthaltsdauer in der Wechselwirkungszone	s
v	Geschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$\dot{V}_{CJ}$	Volumenstrom / Gasdurchsatz des Crossjets	$\frac{m^3}{s}$
v_{CJ}	Gasgeschwindigkeit des Crossjets	$\frac{m}{s}$
v_P	Pulvergeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
V_{PL}	vom Laserstrahl erfaßtes Volumen des Pulverstroms	m^3
$\dot{V}_{SG}$	Volumenstrom / Gasdurchsatz Schutzgas	$\frac{m^3}{s}$
v_{SG}	Schutzgasgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$\dot{V}_{TG}$	Volumenstrom / Gasdurchsatz Trägergas	$\frac{m^3}{s}$
w	Strahlradius	m
w_0, w_f	Taillenradius, Fokusradius	m
x, y	Koordinate quer zur optischen Achse	m
x_B, y_B, z_B	Koordinatenachsen der Bearbeitungsmaschine	m
z	Koordinate längs der optischen Achse	m
z_{L0}, z_{Lf}	Abstand Taille $\leftrightarrow$ Linse	m
z_R, z_{R0}, z_{Rf}	Rayleigh-Länge	m
α	Absorptionskoeffizient	$1/m$
β	Neigungswinkel der Spiegel untereinander	rad
γ, γ^*	Winkel	rad
γ_0	Einfallswinkel des Laserstrahls	rad
γ_g	Grenzwinkel für Totalreflexion	rad
γ_j	Einfallswinkel des Laserstrahls	rad
γ_{max}	Akzeptanzwinkel der Glasfaser	rad
$\eta_A, \eta_{A,P}, \eta_{A,PEX23}, \dots$	Absorptionseffizienz	—
λ	Wellenlänge	m
λ_0	Wellenlänge im Vakuum	m
$\nu_P, \nu_{PEX23}, \dots$	Volumenanteil der Partikel im Pulverstrom	—
ξ	Größenparameter	—
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
ρ_m	Molgewicht	$\frac{kg}{mol}$
$\rho_P, \rho_{PEX23}, \dots$	Dichte von Beschichtungspulvern	$\frac{kg}{m^3}$

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
$\rho_{s,P}, \rho_{s,PEX23}, \dots$	Schüttdichte von Beschichtungspulvern	kg/m^3
$\theta, \theta_0, \theta_f, \theta_k$	Divergenzwinkel	rad
ϕ	Winkel des Laserstrahls zur Normalen einer Fläche	rad
ψ	Winkel der Polarisationsrichtung	rad

Extended Abstract

Fully functional parts have to comply a lot of technical standards. For some of them, e.g. corrosion protection or resistance against wear and tear, only the surface is important. Modern coating methods purposefully modify these surfaces to better fulfill the ever increasing requirements. The aim of this PhD thesis is to develop a new coating method. A laser melts metal powder in free flight without heating the substrate. The powder itself is flying onto the substrate where it performs a coating. The thermal strain on the substrate is reduced to a minimum consisting only of the thermal energy of the coating itself. The new process is to classify as a thermal spraying process.

One main part of this thesis is to develop a processing module. The module is called 'BeamTrap' because the laser beam never leaves the module. Integrated in the BeamTrap is a special laser beam guidance system and a system to form the flow of the powder.

The laser beam crosses the powder flow mainly perpendicular thus avoiding to hit the substrate. If the power density in the powder flow is too high, the powder not only melts but evaporates. So it is necessary to lower the power density increasing the focus area. Because of the elongated form of the powder flow it is practical to form an elliptical focus with the long axis parallel to the powder flow. But the powder flow having a typical voluminal particle share below 1 % consists mainly of gas. Thus the absorption efficiency would be very low. Therefore the laser beam is focussed again and reflected to cross the powder flow slightly below the first crossing. This process is done several times performing a long interaction zone between the laser and the powder with a modest power density. So the powder melts relatively slow and does not evaporate.

The powder is transported to the BeamTrap using a commercially available powder feeding system. This system uses a gas stream for the transportation. Since the gas is under pressure, it would expand at the end of the pipe. To avoid this, one has to remove most of the transportation gas at the end of the pipe. This is done with a cyclone. From the cyclone the powder trickles down to the powder nozzle directly into the interaction zone of the BeamTrap. The nozzle also lies a shielding gas around the powder first to prevent oxidation and second to restrain the ability of the remaining transportation gas to expand the powder flow. With this arrangement one gets a wirelike powder flow of approximately 30–40 mm. To protect the optical components of the BeamTrap there is also a glass tube around the powder flow which itself is protected by a powerful gas stream similar to a 'crossjet' known from laser welding.

The second main part of this thesis is to research the theoretical background of the interaction between the laser beam and the powder.

Assuming a spherical powder particle the Fresnel equations for parallel and perpendicular polarised light with an angle of incidence are used to get the mean absorption coefficient. These equations are integrated over the projected surface of the sphere. As the result one gets an absorption coefficient which is usually about two points higher compared to a laser beam with no angle of incidence. For example taking a Nd:YAG laser beam and iron at room temperature one gets an absorption coefficient of 36.0 % using no angle of incidence and 37.7 % using the integrated Fresnel equations.

Another effect found is the so called 'extinction paradoxon'. Usually, if one puts a small object between a light and a detector he would expect to get a decrease in the detected signal which is proportional to the area covered by the object. But if one uses a laser and the distance between the detector and the object is great the signal decrease will be twice as big. This is due to the deflection of the light at the edge of the object. To a small degree this effect will also be found within the interaction zone of the BeamTrap.

The last part of the thesis is the experimental verification of the theoretical research and a function test of the BeamTrap.

The first experiment is done to determine the extent of the extinction paradoxon. It is shown, that the transmission of the laser light through the powder flow is lower than it would be with the geometrical calculation. The extinction paradoxon has an influence of about 25 %.

The next experiments show the influence of various parameters on the absorption efficiency within the interaction zone and the temperature of the powder leaving the BeamTrap. The laser power has no effect on the absorption efficiency but a linear influence on the temperature. If one uses twice as much power, the temperature is twice as high as well. The bigger the voluminal particle share the better is the absorption efficiency. Although the power of the laser is the same but the mass to heat is bigger the temperature of the powder drops only slightly. The size of the particles also has an effect: the smaller the particles, the better the absorption efficiency and the higher the temperature. The shape of the particles has the same effect. A irregular shape is better for the absorption efficiency and therefore a higher temperature than regular shape. So to get the best absorption efficiency one has to use small particles of irregular shape with a big voluminal particle share in the powder flow.

With 1500 W one gets a mean temperature between 600 °C and 1300 °C depending on the shape, size and material of the powder. That is an average temperature! Because of the geometrical limits within the BeamTrap a good portion of the powder does not get in

touch with the laser. These particles will still have room temperature but the temperature of the rest will be significantly higher and it will be in liquid state. So it is possible to perform the same task as with conventional thermal spraying but with a smaller thermal strain. One gets tracks with a width of about 5 mm. The height of a track depends on the voluminal particle share and the process forward movement and can be between a few $\frac{1}{10}$ mm and several mm. It is possible to lay tracks side by side to get extensive coatings. To get a thicker coating one can put one track over another.

1 Einleitung

1.1 Funktionale Randschichten

Die Funktion eines Bauteils wird durch mehrere Faktoren gewährleistet. Dazu zählen

- physikalische Eigenschaften wie elektrische Leitfähigkeit, Wärmeleitfähigkeit, Ausdehnungskoeffizient oder Dichte,
- chemische Eigenschaften wie Korrosionsbeständigkeit,
- mechanische Eigenschaften wie Zugfestigkeit, Zähigkeit oder Härte,
- geometrische Eigenschaften wie Maßhaltigkeit,
- optische Eigenschaften wie Reflexion oder Farbe,
- fertigungstechnische Eigenschaften wie Umformbarkeit oder Zerspanfähigkeit und
- tribologische Eigenschaften wie Reibkoeffizient.

All diese Eigenschaften greifen ineinander, bedingen sich teilweise gegenseitig oder schließen einander aus. So führt eine große Härte meist zu guter Abriebfestigkeit, verringert aber gleichzeitig die Zähigkeit eines Werkstoffs. Deshalb können die unterschiedlichen Anforderungen, die an ein Bauteil gestellt werden, oft nicht von einem einzigen Werkstoff erfüllt werden. Oder der benötigte Werkstoff ist so teuer, daß das Bauteil nicht mehr wirtschaftlich gefertigt werden kann.

Andererseits betreffen viele Funktionsanforderungen, wie beispielsweise Korrosionsbeständigkeit oder Verschleißfestigkeit, nur die Oberfläche eines Bauteils. Auch andere Aufgaben, wie z. B. eine elektromagnetische Abschirmung, können bereits vollständig durch die Randschicht eines Bauteils wahrgenommen werden. So kann dieses aus einem billigen Grundwerkstoff bestehen, der gewisse technologische Anforderungen wie z. B. Festigkeit und Zerspanbarkeit bei vertretbaren Kosten erfüllt. Eigenschaften, die allein an die Eigenschaften der Oberfläche des Bauteils geknüpft sind, können durch Verändern der Oberfläche oder durch eine nachträglich aufgebraachte Beschichtung mit einem dafür geeigneten Werkstoff verwirklicht werden. Mit dieser Arbeit soll auf ein neues Beschichtungsverfahren näher eingegangen werden, das sich auf den Laser als Energiequelle stützt.

1.2 Laser in der Materialbearbeitung

Seit der Entwicklung des ersten Lasers zu Beginn der sechziger Jahre dieses Jahrhunderts [1] hat die Lasertechnologie und deren Anwendung einen rasanten Fortschritt erlebt. Moderne Laser bieten vielfältige Anwendungsmöglichkeiten in allen Bereichen des Lebens.

Ein Gebiet, das sehr stark von der Entwicklung in der Lasertechnik profitiert, ist die Medizin. Beispielsweise erlaubt eine über ein Endoskop eingekoppelte Laserlichtquelle minimalinvasive Chirurgie [2], so daß Krankenhausaufenthalte drastisch verkürzt und somit die Belastung der Krankenkassen trotz höherer Investitionskosten deutlich gesenkt werden können. Für die Medizin erwiesen sich aber auch Produkte als vorteilhaft, die so nur mit dem Laser hergestellt werden konnten. So wurde eine deutliche Verkleinerung von Herzschrittmachern erzielt, deren empfindliche Elektronik mit Hilfe eines Lasers in ein Titangehäuse eingeschweißt wird [3]. Eine andere Anwendung findet man in der Dentaltechnik. Hier werden Metallfassungen paßgenau um Keramik-Kronen gefügt und anschließend mit einem Laser geschweißt [4]. Dadurch ist eine stabile und sichere Befestigung im Gebiß gewährleistet.

Auch die Kommunikations- und Unterhaltungsindustrie wird von der Lasertechnik beeinflusst. Mit Hilfe von Lasern werden heute über eine einzige Glasfaser mehrere hunderttausend gleichzeitig geführte Telefongespräche ermöglicht [5]. Dies reduziert die Kosten von Fern- und Interkontinentalgesprächen so stark, daß mittlerweile die Übertragungskapazität der Glasfasernetze diejenige der Kommunikationssatelliten übertrifft. Immer größere Fortschritte ergeben sich ebenso auf dem Gebiet der Datenspeicherung. Mit Diodenlasern können zum Beispiel auf den neuesten CDs (DVD) Spielfilme in digitaler Qualität und Stereoton in mehreren Sprachen gespeichert und wieder abgespielt werden [6]. Es befinden sich auch Speicher in der Entwicklung, die mit Hilfe der Holographie in Zukunft die Archivierung riesiger Datenbestände auf kleinstem Raum ermöglichen werden [7]. Das Auslesen der Daten kann mit bislang unerreichter Geschwindigkeit erfolgen, da große Datenmengen mit einem einzigen Zugriff gleichzeitig zur Verfügung stehen.

Vorteile ergeben sich auch in der Meßtechnik. So ist die Entfernungsmessung mit dem Laser an Genauigkeit bisher nicht zu überbieten. Beispielsweise kann der Abstand des Mondes von der Erde auf wenige Millimeter genau bestimmt werden [2]. Eine andere verblüffende Anwendung gibt es bei der Bestimmung der dreidimensionalen Lage im Raum: In Flugzeugen wird der herkömmliche, mechanische Kreiselkompass durch einen optischen Kreiselkompass ersetzt [2]. Dazu wird ein Laserstrahl durch eine lange, kreisförmig aufgewickelte Glasfaser geschickt. Findet nun eine Drehung in der Kreisebene statt, dann erhält man während der Drehung eine Frequenzverschiebung des Laserlichts, die von der Geschwindigkeit und Richtung der Drehbewegung abhängt. Aus der Dauer und der Stärke der Verschiebung kann der Drehwinkel errechnet werden. Zur Ermittlung einer dreidimensionalen Bewegung werden drei zueinander senkrecht stehende Glasfaserrollen benötigt. Auch für die Meßtechnik im Bereich des Umweltschutzes werden

Laser verwendet. So kann mit der Lidar-Technik die Konzentration von Aerosolen oder Spurengasen in der Atmosphäre ermittelt werden [2, 8, 9]. Dabei wird Rückstreuung des Laserlichts an Molekülen und Aerosolen sowie die frequenzabhängige Absorption durch Gase genutzt.

Nicht zuletzt wird der Laser in der produzierenden Industrie eingesetzt. Hier erweist er sich als flexibles und hochgenaues Werkzeug für die unterschiedlichsten Aufgaben. Als Beispiel sei hier das Schweißen von Tailored Blanks genannt [10]. Diese Bleche mit auf die Aufgabe „zugeschnittener“ Wandstärke werden verstärkt im Automobilbau eingesetzt. Sie bieten den Vorteil, daß die Materialdicke innerhalb eines Karosserieteils der Belastung an dieser Stelle angepaßt werden kann. Dadurch ergibt sich ein deutlich leichteres Fahrzeug. Ein weiteres Einsatzfeld ist die dauerhafte und fälschungssichere Anbringung von Beschriftungen [11]. So können Serienteile zur Qualitätskontrolle kostengünstig mit fortlaufenden Nummern versehen oder Ersatzteile mit Identnummern gekennzeichnet werden. Auch die dauerhafte Beschriftung von häufig benutzten Teilen, beispielsweise Tastaturen, erfolgt teilweise mit dem Laser.

Die hier genannten Beispiele stellen nur eine kleine Auswahl aus den möglichen Anwendungen der Lasertechnologie dar. Allen Anwendungen der Lasertechnologie ist jedoch gemeinsam, daß sie eine oder mehrere der besonderen Eigenschaften der Laserstrahlung ausnutzen. Laserlicht ist

- monochromatisch:

Es bietet somit unter anderem die Möglichkeit für die Datenübertragung, in einer Glasfaser viele Frequenzbereiche unabhängig voneinander zu nutzen.

- zeitlich und räumlich kohärent:

Damit ist es möglich, durch Interferenzerscheinungen Wegdifferenzen in der Größenordnung der halben Wellenlänge des Laserlichts auch über große Strecken zu erfassen [12].

- gut kollimier- und fokussierbar:

Dadurch kann die Laserenergie über weite Strecken transportiert und am Zielort auf kleinste Flächen konzentriert werden, wodurch extrem hohe Energiedichten entstehen.

Vor allem in der Lasermaterialbearbeitung wurden in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte erzielt. Allgemein ergeben sich hier im Vergleich zu anderen thermischen Verfahren geringere Verzüge und höhere Präzision der Werkstücke, so daß eventuelle Nacharbeiten geringer werden oder komplett entfallen können. Die Laserbearbeitung erfolgt kraftfrei, lokal begrenzt und mit relativ geringem Energieeintrag in das Werkstück.

Mittlerweile gehört das Schneiden [13, 14] und Schweißen [15] zu den Standardanwendungen des Lasers. Hier bietet der Laser den Vorteil hoher Verfahrensgeschwindigkeiten und geringer Wärmeeinflußzonen. Bei Stahl werden die Verfahren inzwischen industriell eingesetzt. Bei Aluminium-Werkstoffen und anderen NE-Metallen findet gerade die Umsetzung in industrielle Anwendungen statt.

Auch das Härten mittels Laserstrahlung wird verstärkt angewendet [16, 17]. Von Vorteil ist hier eine hohe Abkühlrate durch Selbstabschreckung, was zu einer großen Härtesteigerung führt. Die im Vergleich zu herkömmlichen Verfahren geringe Wärmezufuhr bedingt einen geringen Verzug. Und es bietet sich die Möglichkeit, lokal genau definierte Härtespuren mit definierter Tiefe aufzubringen.

Im Gegensatz dazu steht das Laserstrahlbeschichten mit Zusatzwerkstoffen erst an der Schwelle zum verstärkten industriellen Einsatz. Aber auch hier ergeben sich aufgrund der Eigenschaften des Lasers große Vorteile (siehe Kapitel 2.4).

Die Nachteile des Lasereinsatzes sind die immer noch hohen Investitions- und Unterhaltskosten. Deswegen findet der Laser bisher nur dort einen Einsatz, wo sich diese hohen Kosten lohnen. Dies ist häufig nicht aus dem direkten Kostenvergleich der unterschiedlichen Fertigungsverfahren ersichtlich, sondern erfordert die Betrachtung der gesamten Stückkosten. Hier mögen sich dann auch mittelbare Vorteile ergeben, sei es durch eine Kostensenkung infolge verringerter Nacharbeit, sei es durch die Herstellung von Produkten, die mit anderen Verfahren so nicht zu fertigen wären.

2 Stand der Technik

In diesem Kapitel werden in kurzen Stichworten die verschiedenen Verfahren vorgestellt, mit deren Hilfe funktionale Randschichten erstellt werden können. Dabei wird vor allem auf diejenigen Verfahren eingegangen, bei denen der – in der Regel metallische – Zusatzwerkstoff in schmelzflüssiger Form auf das Werkstück aufgebracht wird. Zu den jeweiligen Verfahren werden die Vor- und Nachteile aufgeführt. Diese Schilderung erfolgt, um das mit der hier vorgestellten Optik verwirklichte neue Beschichtungsverfahren in einen größeren Zusammenhang einordnen und bewerten zu können.

2.1 Beschichtungsverfahren

DIN 8580 [18] unterscheidet zwischen mehreren Beschichtungsverfahren. Von den aufgeführten Verfahren sind im Rahmen dieser Dissertation vor allem die in Bild 2.1 dick umrahmten Verfahren, also das

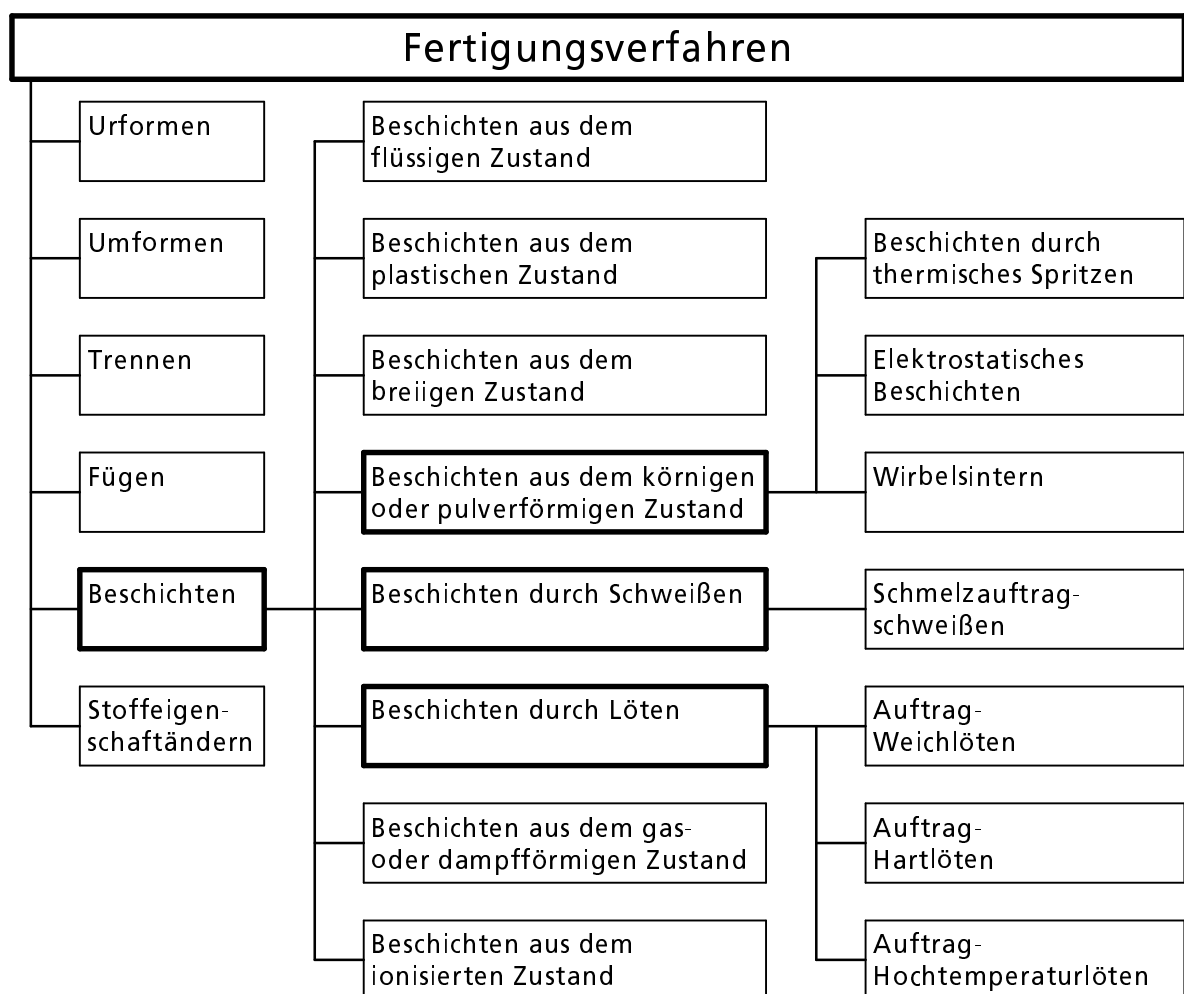


Bild 2.1: Beschichtungsverfahren nach DIN 8580

- Beschichten aus dem körnigen oder pulverförmigen Zustand mit den Untergruppen
 - Beschichten durch thermisches Spritzen
 - Elektrostatisches Beschichten
 - Wirbelsintern
- Beschichten durch Schweißen mit der Untergruppe
 - Schmelzauftragschweißen
- Beschichten durch Löten mit den Untergruppen
 - Auftrag-Weichlöten
 - Auftrag-Hartlöten
 - Auftrag-Hochtemperaturlöten

von Bedeutung.

Interessant sind vor allem die Untergruppen, bei denen der Zusatzwerkstoff im schmelzflüssigen Zustand aufgebracht wird. Dazu zählen Beschichten durch Löten, thermisches Spritzen und das Schmelzauftragschweißen, zu dem auch das Laserbeschichten gehört.

2.2 Beschichten durch Löten

In DIN 8505 [19] ist Löten definiert als „ein Verfahren zum Vereinigen metallischer Werkstoffe mit Hilfe eines geschmolzenen Zulegemetalls (Lot), dessen Schmelztemperatur unterhalb derjenigen der zu verbindenden Werkstücke liegt und das die Grundwerkstoffe benetzt, ohne daß diese geschmolzen werden“. Die Bindung der Metalle erfolgt durch einen Grenzflächenvorgang mit Adhäsion und Diffusion.

Das Löten wird je nach Lage des Schmelzpunktes des Lotes weiter unterteilt in

- Weichlöten,
- Hartlöten und
- Hochtemperaturlöten.

Neben dem Verbinden von Metallteilen durch Löten gibt es das Verfahren des Auftragslötens. Bei diesem Verfahren werden – wie bei allen vorgestellten Beschichtungsverfahren – hochwertige Werkstoffe mit besonderen Eigenschaften, z. B. hoher Verschleißfestigkeit oder Wärmebeständigkeit, auf weniger wertvolle Werkstoffe aufgetragen.

Die Vorteile des Beschichtens durch Löten sind [20]:

- Infolge der niedrigen Schmelzpunkte der Lote treten keine schädlichen Gefügeveränderungen auf.

- Es handelt sich um ein kostengünstiges, einfaches Verfahren, das überall eingesetzt werden kann.

Nachteilig wirkt sich aus:

- Nur Lote können aufgetragen werden. Dadurch ist das Spektrum der Zusatzwerkstoffe stark eingeschränkt.

2.3 Thermisches Spritzen

Beim thermischen Spritzen wird der Zusatzwerkstoff einer energiereichen Wärmequelle (Gas-Sauerstoff-Flamme, Lichtbogen, Plasma) zugeführt und aufgeschmolzen (siehe Bild 2.2). Die schmelzflüssigen Partikel werden dabei auf meist hohe Geschwindigkeit ($50 - 500 \text{ m/s}$) beschleunigt und erzeugen beim Auftreffen auf dem Grundwerkstoff die gewünschte Schicht.

Thermisch gespritzte Schichten zeichnen sich durch Schichtdicken im Bereich von ca. $100 \mu\text{m}$ bis zu einigen Millimetern aus, wobei der Bindungsmechanismus entweder auf mechanischer Verklammerung, Adhäsion, Diffusion, chemischer Bindung oder elektrostatischen Kräften beruht. Die Schichtqualität wird durch sechs Größen beeinflusst [21]:

1. die Energiequelle (Art, Leistung, Enthalpie der Medien),
2. das Spritzmaterial (Werkstoffzusammensetzung, Werkstoffzustand, Förderraten),
3. die Spritzgeschwindigkeit (Bewegung des Brenners),
4. die kinetische Energie und Temperatur der Spritzteilchen,
5. die Umgebung (Luft, Inertgas, Vakuum) und
6. die Substratbeschaffenheit (Vorbehandlung, Temperatur, Geometrie).

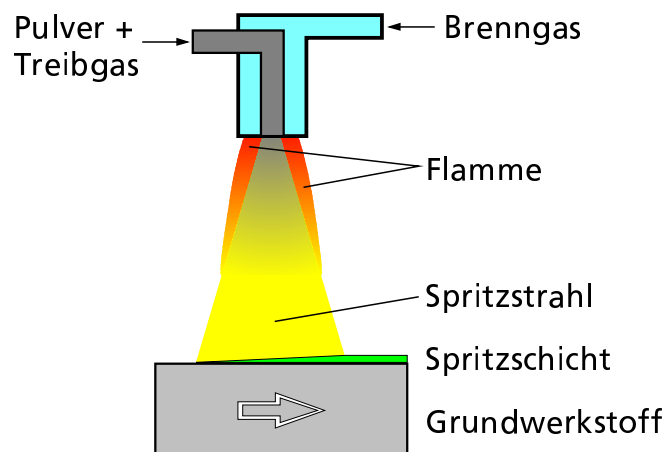


Bild 2.2: Prinzipskizze zum thermischen Spritzen (hier: Pulverflammspritzen)

Die Vorzüge des thermischen Spritzens sind [22]:

- Verhältnismäßig geringfügige Erwärmung des Werkstücks, so daß keine Gefügeveränderung auftritt.
- Keine Einschränkung durch Werkstück- oder Bauteilgröße.
- Keine Einschränkung durch die Bauteilgeometrie.
- Es lassen sich hohe Auftragsraten erzielen.
- Die Verfahren können auf stationären Anlagen und zum Teil auch mobil, z. B. auf einer Baustelle, eingesetzt werden.
- Niedrige Investitionskosten (mit Ausnahme der Vakuumverfahren).
- Metallische und nichtmetallische Zusatzwerkstoffe können verarbeitet werden.

Nachteilig wirken sich aus:

- Die Haftung der Schichten ist auf Oberflächenkräfte beschränkt und meist vergleichsweise gering.
- In der Spritzschicht finden sich Oxideinschlüsse (außer bei den Vakuumverfahren), die unerwünschte Nebenwirkungen haben können [23].
- Der Pulverausnutzungsgrad ist gering (60–80 % [21]). Dies führt gleichzeitig zu einer großen Belastung der Arbeitsplatzumgebung.
- Große Lärmentwicklung bei den Verfahren mit hoher Partikelgeschwindigkeit.
- Die hohe UV- und Infrarot-Belastung der Arbeiter erfordert entsprechende Arbeitsschutzmaßnahmen.

Flammspritzen

Beim Flammspritzen erfolgt die Energiezufuhr zum Aufschmelzen des Zusatzwerkstoffs durch ein Brenngas (Acetylen, Propan oder Wasserstoff). Der Zusatzwerkstoff wird dabei einer heißen Flamme zugeführt und geschmolzen. Die geschmolzenen Partikel werden anschließend vom heißen Brenngas oder, für höhere Partikelgeschwindigkeiten, durch Zugabe von Preßluft in Richtung Werkstück beschleunigt (Bild 2.2). Das Flammspritzen wird je nach Zustand des Zusatzwerkstoffs weiter untergliedert in:

- Drahtflammspritzen,
- Pulverflammspritzen und
- Stabflammspritzen.

Neben diesen konventionellen Verfahren haben sich in jüngerer Zeit verstärkt

- das Hochgeschwindigkeits-Flammspritzen und
- das Detonationsspritzen (Flammschockspritzen)

etabliert. Diese Verfahren arbeiten zumeist mit pulverförmigen Zusatzwerkstoffen und zählen daher zu den Pulverflammspritzverfahren. Sie zeichnen sich durch eine höhere Geschwindigkeit der geschmolzenen Partikel aus.

Lichtbogenspritzen

Beim Lichtbogenspritzen wird der Zusatzwerkstoff in Form von zwei elektrisch leitenden Drähten zugeführt. Zwischen diesen wird ein Lichtbogen gezündet. Dadurch schmelzen die Drahtspitzen ab. Ein regelbarer Drahtvorschub sorgt für ein gleichmäßiges Abschmelzen. Die abgeschmolzenen Partikel werden nun mit Hilfe eines Zerstäubergases, i. a. Preßluft, in Richtung des Werkstücks beschleunigt [24]. Im Gegensatz zum Flammspritzen können mit dem Lichtbogenspritzen aufgrund des Funktionsprinzips nur in Drahtform herstellbare, elektrisch leitende Zusatzwerkstoffe verarbeitet werden. Seit der Einführung von Fülldrähten, bei denen weitere Werkstoffe (beispielsweise Hartstoffe wie Wolframkarbid) in eine metallische Matrix eingebettet sind, hat sich die Anwendungsbreite des Lichtbogenspritzens erweitert. Das Lichtbogenspritzen unterteilt sich weiter in

- konventionelles Lichtbogenspritzen,
- Vakuum-Lichtbogenspritzen und
- Eindraht-Vakuum-Lichtbogenspritzen.

Plasmaspritzen

Bild 2.3 zeigt die schematische Darstellung des Plasmaspritzens. Zwischen einer anodisch gepolten Plasmaausströmdüse (i. a. aus Kupfer) und einer thorierten Wolframkathode wird mittels Hochfrequenzzündung ein Pilotlichtbogen erzeugt. Der Pilotlichtbogen initiiert eine Gleichstromentladung, die rotationssymmetrisch zwischen der Katho-

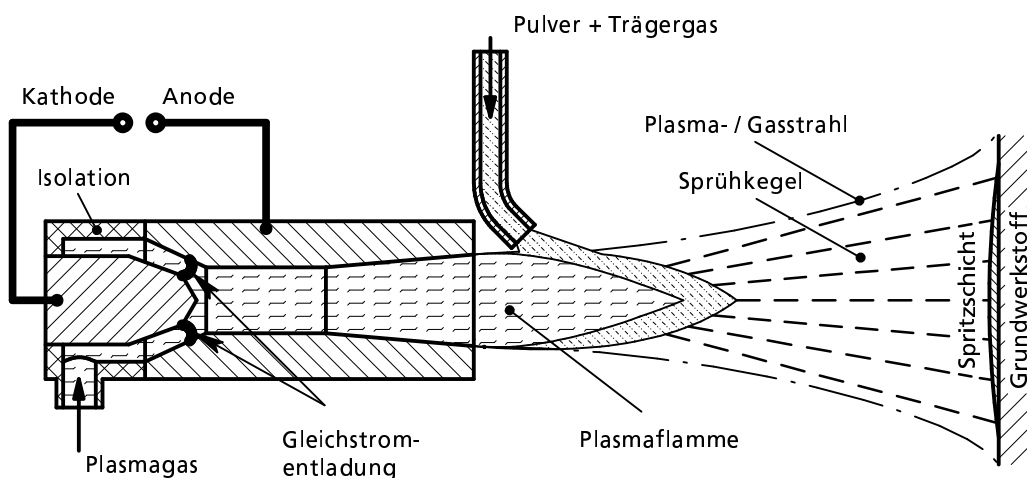


Bild 2.3: Schematische Darstellung des Plasmaspritzens

de und der Anode brennt. Dadurch wird zwischen den beiden Elektroden das Plasma-gas¹ ionisiert, und es entsteht ein ca. 4–5 cm langer Plasmafreistrahle, dem das Beschichtungspulver innerhalb oder außerhalb des Düsensystems zugeführt wird.

Beim Plasmaspritzen werden Temperaturen von bis zu 15 000 K erreicht. Deshalb ist es im Gegensatz zu anderen thermischen Spritzverfahren möglich, auch hochschmelzende Werkstoffe aufzubringen [25]. So werden neben metallischen Werkstoffen auch oxidkeramische Zusätze, Karbide, Boride, Nitride, Silizide und Cermets plasmagespritzt. Da es während des Prozesses jedoch nicht zur Zersetzung oder Sublimation der Beschichtungspulver kommen darf, ist eine wesentliche Voraussetzung für die Verarbeitung dieser Werkstoffe ein schmelzflüssiger Zustand der Spritzpartikel.

Beim Plasmaspritzen gibt es die beiden Varianten

- atmosphärisches Plasmaspritzen und
- Vakuumplasmaspritzen.

2.4 Schmelzauftragschweißen

Nahezu alle Schweißverfahren eignen sich auch zum Schmelzauftragschweißen. Dabei wird der Zusatzwerkstoff als Draht, Band, Stab oder Pulver zugegeben. Hauptsächlich werden das Gasschmelz-, das Lichtbogen- sowie das Widerstandsschweißen angewendet [26]. Daneben sind noch einige Sonderschweißverfahren wie das Laserbeschichten oder das Sprengplattieren (auf das hier nicht näher eingegangen wird) von Bedeutung, die sich zum Auftragen von Werkstoffen wie Titan und Tantal auf Stahl eignen.

Vorteile des Schmelzauftragschweißens sind:

- Es existiert eine feste Verbindung der aufgetragenen Schicht durch einen schmelzmetallurgischen Verbund.
- Der Zusatzwerkstoff wird gut ausgenutzt.
- Die einzelnen Verfahren sind meist sehr preisgünstig einsetzbar.
- In der Regel sind die Verfahren flexibel und können mobil eingesetzt werden.

Nachteilig wirkt sich aus:

- Meist ergibt sich ein hoher Durchmischungsgrad von Grund- und Zusatzwerkstoff. Dadurch erhält man zum Teil verschlechterte Eigenschaften der Schutzschicht.
- Die hohe thermische Belastung des Grundwerkstoffs führt zu Gefügeveränderungen und Verzug.

¹ Dabei handelt es sich um ein inertes Gas (Ar, He, N₂, H₂) oder ein Gasgemisch.

- Die Verfahren können nur bei schweißbaren Grundwerkstoffen angewendet werden.
- Da die Beschichtungsarbeiten meist von Hand ausgeführt werden, ergeben sich unregelmäßige Schichtdicken und Durchmischungsgrade.

In den folgenden Abschnitten werden die am häufigsten verwendeten Verfahren zum Schmelzauftragschweißen genauer erläutert.

Gas-Pulver-Auftragschweißen

Das Gas-Pulver-Auftragschweißen ist eine Variante des Gasschmelzschweißens. Dabei wird das Pulver in einer Azethylen/Sauerstoff-Flamme auf Schmelztemperatur erhitzt.

Das Beschichten erfolgt in mehreren Arbeitsschritten. Die auf 300–400 °C vorgeheizte, metallisch saubere Oberfläche wird zuerst vorgepulvert. Das Vorpulvern verhindert ein Verzundern der Substratoberfläche. Dazu wird ein Brenner etwa 50 mm über der zu beschichtenden Fläche geführt und gleichzeitig Pulver zugegeben. Ist auf diese Weise genügend Pulver auf der Werkstückoberfläche aufgebracht, wird in einem weiteren Schritt die Spitze der Flamme bis an das Bauteil herangeführt, so daß die vorgepulverte Schicht aufgeschmolzen wird.

Lichtbogenschweißen

Das Beschichten durch Lichtbogenschweißverfahren, wie zum Beispiel das Schweißen mit Stabelektrode, das Wolfram-Inertgas-(WIG-) oder das Metallschutzgas-(MIG-/MAG-)Schweißen, wird vor allem für kleinere Werkstücke eingesetzt. Da diese Verfahren meist manuell ausgeführt werden, ergeben sich einerseits geringe Investitionskosten und Rüstzeiten, andererseits erhält man deshalb oftmals einen ungleichmäßigen Auftrag und Einbrand, was zu inhomogenen Werkstoffzusammensetzungen führt.

Unter-Pulver-Schweißen und Unter-Pulver-Band-Schweißen eignen sich zum Beschichten großflächiger Bauteile. Eine Draht- oder Bandedelektrode taucht in eine gleichzeitig aufgebraachte Schweißpulver-Schüttung ein. Zwischen dieser Elektrode und dem Grundwerkstoff brennt ein Lichtbogen, der eine mit ionisiertem Gas gefüllte Kaverne erzeugt. Die Elektrode schmilzt dabei ab und geht tropfenförmig in das Schmelzbad über. Bei dem Übergang kommt es zu metallurgischen Reaktionen mit dem Schweißpulver, die die entstehende Schicht beeinflussen. Über die Schweißparameter und die Zusammensetzung des Schweißpulvers können somit die Eigenschaften der Beschichtung beeinflusst werden. Dieses Verfahren besitzt aufgrund seiner hohen Abschmelzleistung und seiner einfachen Handhabung eine große wirtschaftliche Bedeutung. Es ist jedoch aufgrund hoher Wärmebelastung und daraus resultierendem großen Verzug nur für dickwandige Bauteile geeignet.

Das Plasma-Pulver-Auftragschweißen ist vom gerätetechnischen Aufbau her sehr stark dem Plasmaspritzen (siehe Kapitel 2.3) verwandt. Der größte Unterschied besteht darin, daß die geschmolzenen Partikel nicht versprüht werden und die Plasmaflamme direkt mit dem Werkstück in Kontakt steht. Anwendungsgebiete des Plasma-Pulver-Auftragschweißens liegen in dem Beschichten von kleineren Bauteilen, wie Extruderschnecken oder Ventilen.

Beim Plasma-Heißdraht-Auftragschweißen brennt der Plasmalichtbogen zwischen einer Wolframelektrode und dem Werkstück. Er heizt das Werkstück bis auf Schmelztemperatur auf. Der Plasmabrenner pendelt während des Schweißvorgangs mit einer Amplitude von etwa 10–30 mm. Seitlich werden zwei Drahtelektroden unter einem Winkel von circa 30° zugeführt. Diese Elektroden sind an eine weitere Stromquelle angeschlossen und heizen sich an der Spitze, an der sie sich berühren, durch Widerstandserwärmung bis zum Schmelzpunkt auf. Mit diesem Verfahren werden sehr hohe Abschmelzleistungen (30^{kg/h}) erzielt. Nachteilig wirken sich hohe Anlagenkosten und aufwendige Handhabung aus.

Beim Plasma-MIG-Auftragschweißen, das aus dem Plasma-MIG-Schweißen entstand, brennt der Plasmalichtbogen zwischen der Drahtelektrode und dem Grundwerkstoff. Um ein Auftragschweißen zu ermöglichen, rotiert dabei der Lichtbogen.

Widerstandsschweißen

Die Energie zum Aufschmelzen des Werkstoffs kann nicht nur durch eine Flamme oder einen Lichtbogen, sondern auch durch Erwärmung durch einen elektrischen Widerstand aufgebracht werden. Dies führt zur Gruppe der Widerstandsschweißverfahren.

Das Elektroschlacke-Bandplattieren zählt zu dieser Gruppe. Hierbei wird ein Schweißpulver vor einer Bandlektrode zugeführt. Das Verfahren ähnelt somit dem Unterpulverschweißen. Allerdings schmilzt hier das Schweißpulver durch Widerstandserwärmung und bildet eine hochoverhitzte Schlacke. In dieser wiederum schmilzt die positiv gepolte Bandlektrode lichtbogenfrei ab. Verglichen mit dem Unterpulverschweißen ergibt sich wegen einer verringerten Schmelzbaddynamik eine deutlich geringere Aufmischung mit dem Grundwerkstoff. Dies führt zu besseren Eigenschaften der aufgetragenen Schicht.

Beim Widerstandsrollennaht-Auftragschweißen wird das Werkstück zwischen strombeaufschlagten Rollen, die als Elektroden dienen, durchgeführt. Der Zusatzwerkstoff wird pulver- oder bandförmig vor den Rollen zugegeben. Zwischen den Rollen wird vor allem das Pulver durch Widerstandserwärmung erhitzt, während der Grundwerkstoff relativ kalt bleibt. Durch dieses Verfahren wird also im Vergleich zu anderen Auftragschweißverfahren sehr wenig Wärme in den Grundwerkstoff eingebracht. Da das

Werkstück zwischen zwei Rollen geführt wird, ist die Geometrie der zu behandelnden Bauteilen jedoch auf ebene oder runde Teile beschränkt.

Laserbeschichten

Das Laserbeschichten [27, 28] stellt eine Sonderform des Schmelzauftragschweißens dar. Beim Laserbeschichten wird der Zusatzwerkstoff mit dem Laser aufgeschmolzen. Dabei werden die Verfahrensparameter in der Regel so eingestellt, daß der Grundwerkstoff nur an der Oberfläche angeschmolzen wird, so daß zwar ein schmelzmetallurgischer Verbund entsteht, aber praktisch keine Durchmischung von Zusatzwerkstoff und Substrat stattfindet. Bei Bedarf, z. B. bei der Beschichtung von Aluminium, kann der Durchmischungsgrad jedoch auch erhöht werden. Dies geschieht entweder durch eine Erhöhung der Streckenenergie², die vom Laserstrahl eingebracht wird, oder durch eine Verringerung des zugeführten Zusatzmaterials³ [29].

Die Vorteile des Laserbeschichtens sind:

- Durch die lokal begrenzte Energieeinbringung entsteht eine vergleichsweise geringe thermische Gesamtbelastung des Grundwerkstoffs.
- Hohe Abkühlraten durch den kalten Grundwerkstoff führen zu feinkörnigen Gefügestrukturen, die eine hohe Härte aufweisen.
- Der Durchmischungsgrad von Grund- und Zusatzwerkstoff kann frei eingestellt werden. Vor allem kann er auf beinahe Null reduziert werden. Dadurch erhält man in der Beschichtung die reinen Eigenschaften des Zusatzwerkstoffs.
- Durch die notwendige Automatisierung ist eine hohe Wiederholgenauigkeit der gesamten Geometrie (Spurbreite, Spurhöhe und Durchmischungsgrad) gewährleistet.
- Beschichtungen können lokal genau definiert aufgebracht werden.
- Alle gängigen Konstruktionswerkstoffe, z. B. Stahl, Gußeisen, Kupfer, Aluminium und Magnesium, können beschichtet werden.

Als Nachteile des Laserbeschichtens sind zu nennen:

- Es entstehen hohe Investitions- und Unterhaltskosten.
- An die Arbeitssicherheit müssen aufgrund der Laserstrahlung hohe Anforderungen gestellt werden.
- Verglichen mit anderen Verfahren zum Auftragschweißen ergeben sich mit bis zu $1,5 \text{ kg/h}$ verhältnismäßig geringe Auftragsraten.

² Die Streckenenergie ist definiert durch die Laserleistung geteilt durch die Vorschubgeschwindigkeit.

³ Dadurch wird allerdings auch die Auftragsleistung reduziert, was sich meist in einer Verringerung der Spurhöhe äußert.

Beim Laserbeschichten haben sich die beiden Verfahren ein- und zweistufiges Laserbeschichten etabliert, die sich in der Form der Zusatzwerkstoffzugabe unterscheiden (Bild 2.4).

Das einstufige Laserstrahlbeschichten zeichnet sich dadurch aus, daß der Zusatzwerkstoff kontinuierlich während des Beschichtungsprozesses zugeführt wird. Dadurch wird gegenüber dem zweistufigen Laserstrahlbeschichtens ein Arbeitsschritt eingespart. Es haben sich mehrere Varianten etabliert:

- Pulverförmiger Zusatzwerkstoff

Die Methode der pulverförmigen Werkstoffzufuhr ist weit verbreitet. Dabei wird das Pulver über eine Düse zusammen mit einem Schutzgasstrom in die Bearbeitungsstelle eingeblasen [27, 31–34]. Der Vorteil dieser Methode ist das zur Verfügung stehende große Werkstoffspektrum der Beschichtungspulver, eine hohe Prozeßflexibilität und die erreichbare gute Schichtqualität. Nachteilig wirken sich die notwendige Wannenlage während des Beschichtungsvorgangs sowie der begrenzte Pulverausnutzungsgrad, der meist um die 80 % liegt, aus. Die Dosierung des Pulvers erfolgt meist über Pulverförderer aus dem Bereich des thermischen Spritzens (siehe Kapitel 5.3.1).

- Drahtförmiger Zusatzwerkstoff

Neben der pulverförmigen Zugabe wird häufig auch die Zufuhr in Form eines Zusatzdrahtes eingesetzt. Der Zusatzdraht wird über ein aus der Schweißtechnik bekanntes Drahtfördersystem eingebracht [35, 36]. Im Vergleich zur pulverförmigen Zufuhr ergeben sich hier ein hoher Nutzungsgrad des Zusatzwerkstoffs und der Wegfall der Beschränkung hinsichtlich der Lage der Bearbeitungsstelle. Allerdings handelt man sich Nachteile durch eine beschränkte Werkstoffauswahl sowie eine

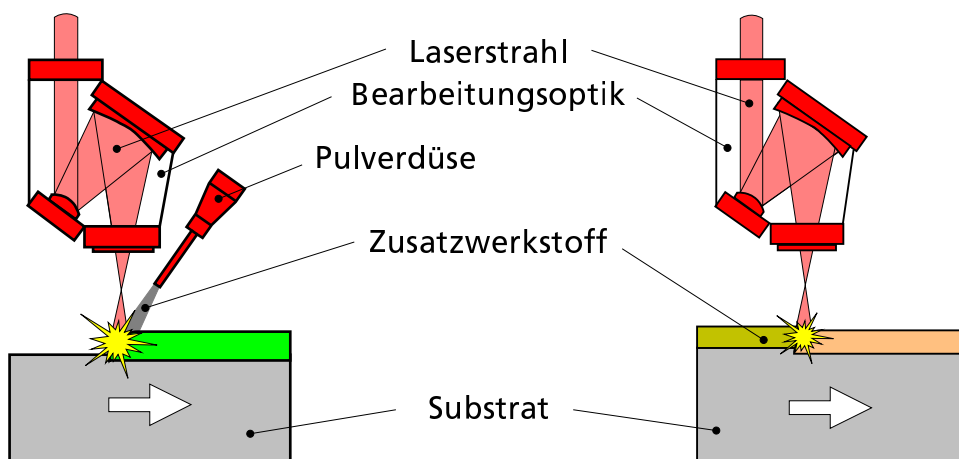


Bild 2.4: Ein- und zweistufiges Laserbeschichten [30]

in Bezug auf Geometrie und Oberfläche verringerte Schichtqualität ein.

- **Bandförmiger Zusatzwerkstoff**

Eine weitere Variante ist die Zufuhr von amorphen Bändern [37]. Circa 50 µm dünne Folien variabler Breite werden durch den Laserstrahl aufgeschmolzen und mit dem Werkstück verschweißt. Bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten ergeben sich so relativ geringe Schichtdicken von unter 500 µm.

- **Pastenförmiger Zusatzwerkstoff**

Alternativ kann man den Zusatzwerkstoff auch in Form einer Paste zugeben [38, 39]. Dazu wird das Beschichtungsmaterial mit organischem Bindemittel versetzt. Wird die entstandene Paste vor dem Laserstrahl auf das Werkstück gebracht, so verdampft das Bindemittel durch die ihm vorausseilende Wärmefront. Je nach Verdampfungsverhalten des Bindemittels ergibt sich dabei eine unterschiedliche Qualität der Beschichtung.

Aufgrund der hohen Prozeßflexibilität und wegen der erreichbaren Schichtqualität wird meist die pulverförmige Zufuhr bevorzugt. Hinzu kommt, daß viele Legierungen nicht in Draht-, Band- oder Pastenform erhältlich sind.

Beim zweistufigen Laserstrahlbeschichten wird der Zusatzwerkstoff bereits vor dem Beschichtungsvorgang, z. B. durch thermisches Spritzen [27, 40–42] oder durch Auflegen von kunststoffgebundenen Folien [43], aufgebracht. Er wird dann durch den Laser aufgeschmolzen und es entsteht ein schmelzmetallurgischer Verbund zwischen Substrat und Schicht.

Durch den notwendigen ersten Arbeitsschritt ist das Verfahren verhältnismäßig teuer. Deshalb wird, wo immer dies möglich ist, das einstufige Laserstrahlbeschichten bevorzugt.

3 Zielsetzung und Aufgabenstellung

Die im vorigen Kapitel aufgeführten Verfahren zum Beschichten haben alle ihre Vor- und Nachteile. Meist ist die thermische Belastung des Grundwerkstoffs nicht unerheblich, da entweder das Zusatzmaterial direkt auf den Grundwerkstoff aufgeschmolzen wird, oder die beim Aufschmelzen nicht genutzte Energie wird in Form heißer Gase zusammen mit dem Beschichtungsmaterial zum Grundwerkstoff transportiert und heizt diesen dadurch unnötig auf. Mit den meisten Verfahren können nur relativ großflächige Beschichtungen aufgebracht werden. Für lokal eng begrenzte Schichten muß mit aufwendiger Maskentechnik gearbeitet werden. Deshalb soll erstmals ein Prozeß vorgestellt werden, der es ermöglicht, mit dem Laser beliebige Beschichtungspulver in freier Flugbahn aufzuschmelzen, ohne die beim Aufschmelzen nicht genutzte Energie in irgendeiner Form auf das Werkstück zu bringen. Dies soll das Beschichten thermisch empfindlicher Substrate ermöglichen, was bisher mit dem Laser nicht und mit den Verfahren des thermischen Spritzens nur begrenzt möglich ist. Dabei soll die Beschichtungsspur lokal eng begrenzt bleiben, so daß zusammen mit einer entsprechenden CNC-Steuerung die Beschichtung flexibel und wirtschaftlich nur an den benötigten Stellen aufgebracht wird.

Die Entwicklung eines neuen Prozesses bis hin zu Serienreife ist sehr aufwendig und umfangreich. Ziel dieser Arbeit ist es, den ersten Schritt zu machen. Dazu wird eine neue Laseroptik entwickelt und mit ihrer Hilfe die prinzipielle Machbarkeit eines solchen Prozesses nachgewiesen. Gleichzeitig werden theoretische Grundlagen zur Weiterentwicklung des Prozesses und der Bearbeitungsoptik geschaffen.

Zur Bewältigung der Aufgabe muß ein geeigneter Strahlengang des Laserlichts entwickelt werden, so daß das Beschichtungspulver sicher aufgeschmolzen wird, andererseits aber keine Laserstrahlung auf das Werkstück gelangt. Den dazu nötigen Kenntnissen der optischen Eigenschaften und der Ausbreitung von Laserstrahlen widmet sich Kapitel 4. Die Umsetzung der Kenntnisse erfolgt in Kapitel 5. Weiterhin wird darin auch auf Maßnahmen eingegangen, einen räumlich eng begrenzten Pulverstrom zu erzeugen, der gut zum Strahlengang des Laserstrahls passt. In Kapitel 6 folgen Überlegungen zur Absorption von Laserstrahlung an Pulverteilchen, die in Kapitel 7 verifiziert werden. In Kapitel 8 werden erste Beschichtungen mit der entwickelten Optik vorgestellt.

4 Grundlagen Laseroptik

Zur Durchführung einer Materialbearbeitung mit dem Laser muß die aus dem Laser austretende Strahlung an eine Bearbeitungsstation herangeführt und dort entsprechend den Anforderungen geformt werden. Dieses Kapitel gibt deshalb einen Überblick über die wichtigsten Hilfsmittel zur Auslegung von Laseroptiken. Insbesondere wird auf den *ABCD*-Algorithmus zur Berechnung von Strahlen durch ein Linsensystem eingegangen. Anschließend wird die Berechnung von Laserstrahlen mit Hilfe der Gaußschen Strahlausbreitung vorgestellt. Und schließlich wird die Funktionsweise von Glasfasern und deren Auswirkung auf die Strahlqualität diskutiert.

4.1 Einführung

Grundsätzlich gelten für Laserstrahlung die aus der geometrischen Optik bekannten Gesetze zur Strahlausbreitung. So kann der Laserstrahl durch Verwendung von Spiegeln in jede beliebige Richtung umgelenkt werden. Durch entsprechende strahlformende Systeme können Strahlquerschnitt, Fokusedurchmesser und Divergenzwinkel verändert werden. Das Strahlparameterprodukt (vgl. Kapitel 4.5.1), eine der wichtigsten Kenngrößen eines Laserstrahls, bleibt durch solche Elemente unbeeinflusst – vorausgesetzt, die Elemente sind so groß, daß sie den Strahl nicht abschneiden und somit keine starken Beugungseffekte hervorrufen.

4.2 Geometrische Optik

Als einfachste Form zur Beschreibung der Ausbreitung von Licht dienen die Gesetze der geometrischen Optik. Dabei wird die Wellennatur des Lichts nicht berücksichtigt. Für die Strahlausbreitung nach den Gesetzen der geometrischen Optik gilt [44]:

- Licht breitet sich geradlinig aus.
- Licht folgt dem Prinzip der Superposition, d. h. es kann sich gegenseitig ungestört durchdringen.
- Licht gehorcht dem Reflexionsgesetz: Einfallender und reflektierter Strahl liegen in einer Ebene. Einfallswinkel und Reflexionswinkel sind gleich groß.
- Für Licht gilt das Brechungsgesetz nach Snellius: Zwischen den Brechungsindizes n und n^* vor bzw. hinter einer brechenden Fläche und den dazu gehörenden Winkeln zur Flächennormalen γ und γ^* besteht die Beziehung:

$$n \sin \gamma = n^* \sin \gamma^* . \quad (4.1)$$

4.3 Die Brennweite von Linsen und Spiegeln

Unter den oben genannten Voraussetzungen läßt sich die Brennweite der wichtigsten optischen Elemente aus deren geometrischen und physikalischen Eigenschaften (z. B. Brechungsindex) berechnen. So wird nach [45] die Brennweite f einer dicken Linse mit den beiden Krümmungsradien der Oberflächen R_1 und R_2 , der Mittendicke d und dem Brechungsindex n zu

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n - 1) ((R_1 - R_2) + d/n(n - 1))} \quad (4.2)$$

berechnet. Man beachte hierbei, daß bei den meisten Materialien der Brechungsindex n von der Wellenlänge λ des Lichts abhängt. Die Brennweite f eines Spiegels mit dem Krümmungsradius R ist nach [46]

$$f = \frac{R}{2}. \quad (4.3)$$

Werden Linsen und Spiegel in optischen Geräten, z. B. Mikroskopen oder Fernrohren, aneinander gereiht, so kann man einzelne Teilstrahlen durch die Optiken verfolgen und so die Abbildungseigenschaften bzw. den Strahlverlauf des Systems bestimmen. Dies wird bei Systemen aus mehreren Elementen aber schnell sehr aufwendig.

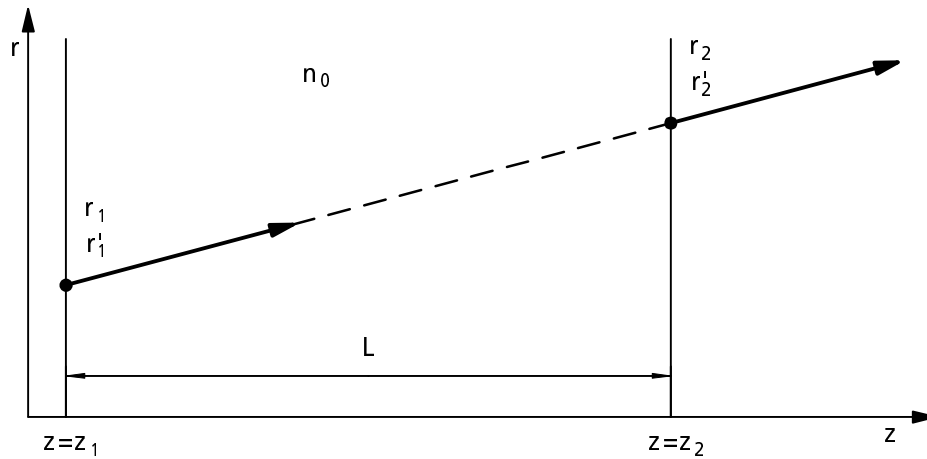
4.4 Matrix-Methode für die geometrische Optik

Die Matrix-Methode stellt eine elegante Möglichkeit dar, einen Lichtstrahl durch ein optisches System zu verfolgen. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit beziehen sich die folgenden Ausführungen auf eine Strahlausbreitung in einer Ebene. In dieser Ebene sei ein Koordinatensystem (Bild 4.1) definiert, das gekennzeichnet ist durch die Hauptachse z des optischen Systems und der rechtwinklig dazu liegenden Achse r , die den Abstand des Lichtstrahls von der Hauptachse wiedergibt.

Einen Lichtstrahl kann man in diesem Koordinatensystem prinzipiell durch seinen Startpunkt r und seine Steigung dr/dz beschreiben. Für die Matrix-Methode ist es jedoch vorteilhaft, statt der Steigung die normierte Form r' der Steigung zu benutzen, bei der die Steigung mit dem Brechungsindex n des Ausbreitungsmediums multipliziert wird ($r' = n dr/dz$). Ein Lichtstrahl wird somit durch den Vektor

$$\mathbf{r} = \begin{bmatrix} r \\ r' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r \\ n \frac{dr}{dz} \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

definiert.

**Bild 4.1:** Geometrische Strahlausbreitung im freien Raum

Verfolgt man den Lichtstrahl in Bild 4.1 durch den freien Raum¹, so ist er am Punkt $z = z_1$ durch den Vektor $\mathbf{r}_1 = [r_1, r'_1]$ gegeben. Nach dem Durchlaufen der Strecke L erreicht der Strahl den Punkt $z_2 = z_1 + L$. Dort ergibt sich dann als neuer Vektor $\mathbf{r}_2 = [r_2, r'_2]$, wobei gilt:

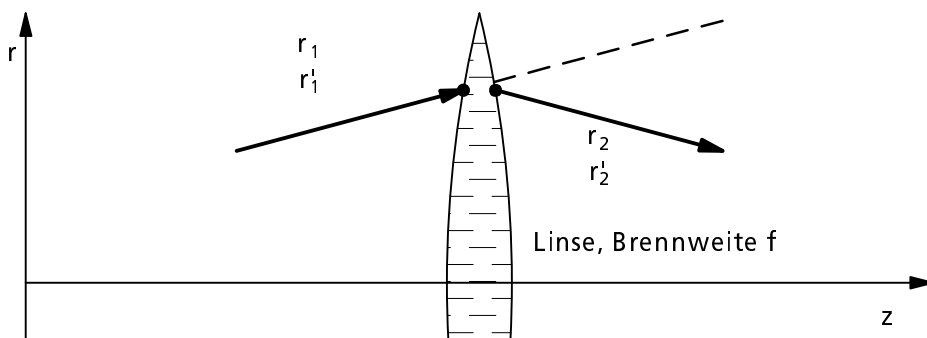
$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 + \frac{L}{n_0} r'_1 \\ r'_2 &= r'_1. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Zwischen den Punkten z_1 und z_2 ändert sich also nur der Abstand r des Strahls von der z -Achse, während die Steigung r' des Strahls gleich bleibt.

Trifft der Strahl auf eine dünne Linse mit der Brennweite f (Bild 4.2), so erhält man nach [47,48] zwischen den Eigenschaften des Ein- und Austrittsstrahls die Beziehung

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 \\ r'_2 &= -\frac{1}{f} + r'_1. \end{aligned} \quad (4.6)$$

¹ Der freie Raum sei gekennzeichnet durch einen konstanten Brechungsindex n_0 .

**Bild 4.2:** Geometrische Strahlausbreitung durch eine dünne Linse

Hier bleibt der Abstand r des Strahls zur z -Achse gleich und die Steigung r' ändert sich.

Die Gleichungen (4.5) und (4.6) stellen eine lineare Transformation eines Lichtstrahls dar. Die allgemeine Form solcher Transformationsgleichungen lautet:

$$\begin{aligned} r_2 &= Ar_1 + Br'_1 \\ r'_2 &= Cr_1 + Dr'_1. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Durch diese Gleichungen läßt sich die Wirkung vieler paraxialer optischer Elemente beschreiben. Da es sich hier um ein lineares Gleichungssystem handelt, kann man die Gleichungen auch in Matrizen-Form schreiben:

$$\mathbf{r}_2 \equiv \begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} \equiv \mathbf{M}\mathbf{r}_1. \quad (4.8)$$

Dabei ist $\mathbf{M}$ die sogenannte $ABCD$ -Matrix des entsprechenden optischen Elements. In Tabelle 4.1 sind die $ABCD$ -Matrizen der wichtigsten optischen Elemente aufgeführt. Mit Hilfe dieser Matrizen können nun komplexere optische Systeme sehr einfach berechnet werden, indem die $ABCD$ -Matrizen der einzelnen Elemente und der Strahlausbreitung im freien Raum zwischen diesen miteinander multipliziert werden. Als gesamte Übertragungsmatrix $\mathbf{M}_{\text{ges}}$, bestehend aus j Elementen, ergibt sich nach [50]

$$\mathbf{M}_{\text{ges}} = \mathbf{M}_j \mathbf{M}_{j-1} \cdots \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1. \quad (4.9)$$

Dabei muß die Reihenfolge der Multiplikation beachtet werden, da diese im allgemeinen nicht kommutativ ist. Die Eigenschaft des transformierten Strahls ist dann:

$$\mathbf{r}_j = \mathbf{M}_{\text{ges}} \mathbf{r}_0. \quad (4.10)$$

4.5 Ausbreitung Gaußscher Strahlen

Bisher wurde vereinfachend von der geometrischen Strahlausbreitung ausgegangen. Dabei wurde die Wellennatur des Lichtes vernachlässigt. Bei der Beschreibung der Ausbreitung in der Nähe des Fokus eines Laserstrahls muß das Licht jedoch als Welle betrachtet werden. Deshalb wird als einfachste Form der Beschreibung der Wellennatur zur Berechnung der freien Propagation von Laserstrahlung im allgemeinen die Gaußsche Strahlausbreitung verwendet. Der ideale Gaußstrahl beschreibt einen Laser im Grundmode, dem sogenannten TEM_{00}^2 . Reale Laserstrahlen weichen üblicherweise von die-

² Transversaler Elektromagnetischer Mode

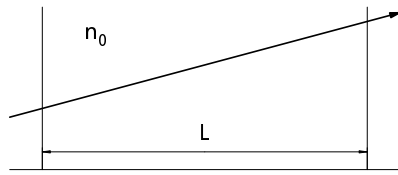
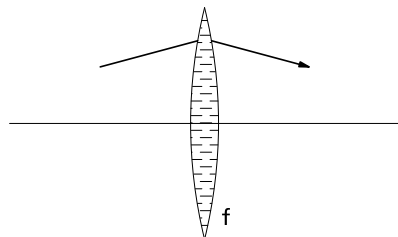
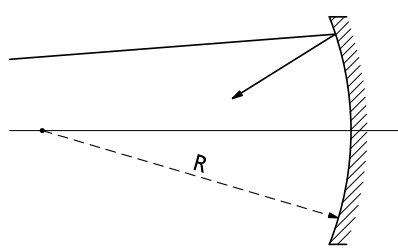
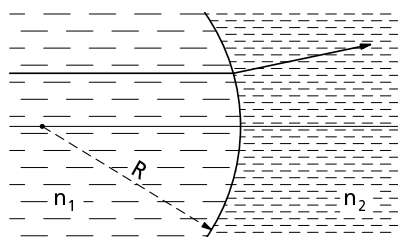
Beschreibung	Skizze	ABCD-Matrix
Freie Strecke Brechungsindex n_0 , Länge L		$\begin{bmatrix} 1 & \frac{L}{n_0} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Dünne Linse Brennweite f ($f > 0$ für konvexe Linsen)		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$
Spiegel Krümmungsradius R ($R > 0$ für konkave Spiegel)		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}$
Brechung Krümmungsradius R ($R > 0$ für konkave Flächen), Brechungsindizes n_1, n_2		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{R} & 1 \end{bmatrix}$

Tabelle 4.1: $ABCD$ -Matrizen einiger wichtiger optischer Elemente [49]

sem Mode ab. Für deren Beschreibung muß deshalb ein weiterer Faktor berücksichtigt werden (siehe Kapitel 4.7).

4.5.1 Der Gaußstrahl

In Bild 4.3 ist die Ausbreitung eines idealen Gaußstrahls dargestellt. Er ist charakterisiert durch folgende Kenngrößen:

Strahltaile

Die Strahltaile w_0 ist der Radius des Gaußstrahls an seiner engsten Stelle. Bei einem fokussierten Gaußstrahl entspricht die Strahltaile dem halben Fokussdurchmesser.

Rayleighlänge

Die Rayleighlänge z_R markiert den Übergang vom Nahfeld ins Fernfeld. An dieser Stelle ist der Krümmungsradius des Gaußstrahls am kleinsten, die Krümmung also am größten.

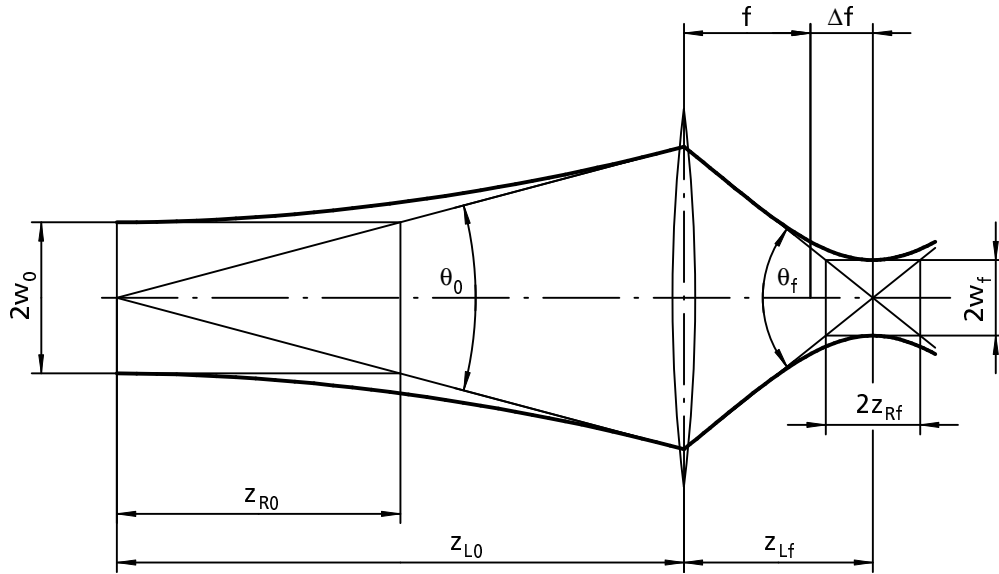


Bild 4.3: Gaußsche Strahlausbreitung [51]

Die Rayleighlänge dient als Maß für die Länge des Fokus und ist somit zusammen mit dessen Durchmesser eine Kenngröße für die notwendige Positioniergenauigkeit bei einer Bearbeitung. Es gilt:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (4.11)$$

Divergenzwinkel

Der Divergenzwinkel θ ist der Öffnungswinkel des Gaußstrahls in großer Entfernung ($z \gg z_R$) vom Fokus. Er ist definiert als:

$$\theta = 2 \arctan \frac{w_0}{z_R}. \quad (4.12)$$

Strahlradius

Ein Gaußstrahl ist nicht scharf begrenzt, sondern hat eine Leistungsdichteverteilung, die einer Gaußschen Glockenkurve entspricht [51, 52]. Als Strahlradius des Gaußstrahls ist der Radius definiert, bei dem die Leistungsdichte auf das $1/e^2$ -fache der höchsten Leistungsdichte abgenommen hat. Für den Strahlradius w im Abstand z von der Strahltaille gilt:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}. \quad (4.13)$$

Krümmungsradius

Der Krümmungsradius der Wellenfront ist gegeben durch:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right]. \quad (4.14)$$

Er ist für $z = 0$ – also im Fokus – unendlich groß, d. h. die Wellenfront ist hier eben. Bei $z = z_R$ ist er minimal und wächst danach ($z > z_R$) wieder an.

Strahlparameterprodukt

Der Radius der Strahltaile w_0 und der Divergenzwinkel θ sind die wichtigsten Parameter eines idealen Gaußstrahls. Die beiden Werte sind über das Strahlparameterprodukt

$$\frac{w_0 \theta}{2} = \frac{\lambda}{\pi} \quad (4.15)$$

direkt mit der Wellenlänge λ des Laserstrahls verknüpft. Das Strahlparameterprodukt ist für jeden Gaußstrahl eine Konstante und wird bei seiner Propagation durch optische Elemente hindurch nicht beeinflusst. Das Ziel eines kleinen Fokusbereichs läßt sich also nur über einen großen Divergenzwinkel erreichen.

4.5.2 Fokussierung Gaußscher Strahlen

Durch fokussierende Elemente (Spiegel oder Linsen) kann die Ausbreitung eines Gaußstrahls beeinflusst werden (siehe Bild 4.3).

Ein fokussierendes Element, das sich im Abstand z_{L0} von der Strahltaile des ursprünglichen Gaußstrahls (im folgenden mit dem Index 0 bezeichnet) befindet, erzeugt einen transformierten Gaußstrahl (Index f), dessen Taille w_f den Abstand z_{Lf} von der Linse hat. Auch dieser transformierte Strahl breitet sich mit den schon bekannten Gesetzmäßigkeiten aus. Im Gegensatz zur geometrischen Optik hängt dabei die Bildweite z_{Lf} nicht nur von f und z_{L0} , sondern auch von der Rayleighlänge z_{R0} des ursprünglichen Strahls ab. Insbesondere gilt:

$$\theta_0 w_0 = \theta_f w_f, \quad (4.16a)$$

$$w_f = \frac{w_0 f}{\sqrt{(z_{L0} - f)^2 + z_{R0}^2}}, \quad (4.16b)$$

$$z_{Rf} = \frac{2w_f}{\theta_f}, \quad (4.16c)$$

$$z_{Lf} = f + \Delta f \quad (4.16d)$$

und

$$\Delta f = \frac{(z_{L0} - f)f^2}{(z_{L0} - f)^2 + z_{R0}^2}. \quad (4.16e)$$

Aus diesen Gleichungen läßt sich folgendes ableiten:

- Das Strahlparameterprodukt θw wird durch fokussierende Elemente nicht beeinflußt.
- Ein kleiner Fokusbereich w_f hat einen großen Divergenzwinkel θ_f und eine kurze Rayleighlänge z_{Rf} zur Folge.
- Eine kurze Brennweite f ergibt einen kleinen Fokusbereich w_f .
- Ein großer Abstand z_{L0} des fokussierenden Elements von der Strahlmitte (und damit verbunden ein großer Durchmesser des Strahls auf dem Element) bewirkt einen kleinen Fokusbereich w_f .

4.5.3 Kollimierung Gaußscher Strahlen

Um einen Laserstrahl in der freien Ausbreitung über weite Strecken zu leiten, muß die Bildebene der Strahlmitte möglichst weit entfernt, sozusagen im Unendlichen, liegen. Eine solche Abbildung nennt man eine Kollimation des Laserstrahls. In der geometrischen Optik gilt folgende Beziehung:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}, \quad (4.17)$$

wobei g der Abstand des abzubildenden Gegenstandes und b der Abstand des projizierten Bildes von der Linse mit der Brennweite f sind. Für $b \rightarrow \infty$, wie bei der Kollimation gefordert, folgt $f \rightarrow g$. Die Strahlmitte muß sich also im Brennpunkt der Linse befinden.

Dies gilt im Prinzip auch für die Gaußsche Optik, nur daß hier die Brennpunktverschiebung Δf aus Gleichung (4.16e) berücksichtigt werden muß. Gleichung (4.17) wird somit zu

$$\frac{1}{f + \Delta f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}. \quad (4.18)$$

Für eine Kollimation (Bildweite $b \rightarrow \infty$) folgt deshalb ein Abstand zwischen Strahlmitte und Linse von

$$g = f + \Delta f. \quad (4.19)$$

4.6 Gaußsche Strahlen und $ABCD$ -Matrizen

Die in Kapitel 4.2 vorgestellten $ABCD$ -Matrizen können auch zur Berechnung der Ausbreitung von Gaußschen Strahlen herangezogen werden [53–55]. Dazu benötigt man jedoch eine andere Art der Darstellung des Gaußstrahls, den komplexen Strahlparameter $\tilde{q}(z)$. Er ist definiert als [49]:

$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (4.20a)$$

beziehungsweise

$$\tilde{q}(z) = z + iz_R. \quad (4.20b)$$

Von diesem wiederum ist die normierte, also die mit dem lokalen Brechungsindex $n(z)$ multiplizierte, Form $\hat{q}(z)$ wichtig:

$$\frac{1}{\hat{q}(z)} = \frac{n(z)}{\tilde{q}(z)} = \frac{n(z)}{R(z)} - i \frac{n(z)\lambda(z)}{\pi w^2(z)} = \frac{n(z)}{R(z)} - i \frac{\lambda_0}{\pi w^2(z)} \quad (4.21a)$$

beziehungsweise

$$\hat{q}(z) = \frac{z + iz_R}{n(z)}. \quad (4.21b)$$

Dabei ist $\lambda(z)$ die Wellenlänge des Gaußstrahls innerhalb des Mediums an der Stelle z und λ_0 die Wellenlänge im Vakuum.

Mit den aus den $ABCD$ -Matrizen (siehe Tabelle 4.1) bekannten Werten für A, B, C und D ergibt sich für Gaußsche Strahlen [49]:

$$\hat{q}_2 = \frac{A\hat{q}_1 + B}{C\hat{q}_1 + D}. \quad (4.22)$$

Will man den Gaußstrahl am Ende einer Kette mehrerer optischer Elemente berechnen, so können auch hier die $ABCD$ -Matrizen der einzelnen Elemente gemäß Gleichung (4.9) zusammengefaßt werden.

4.7 Reale Laserstrahlen

Reale Laserstrahlen besitzen im allgemeinen eine vom idealen Gaußstrahl abweichende Leistungsdichteverteilung. Um diese Abweichung definiert erfassen zu können, wurde der sogenannte Strahlpropagationsfaktor

$$K = \frac{(w_0\theta)_{\text{Gauß}}}{(w_0\theta)_{\text{real}}} \quad (4.23)$$

eingeführt [56]. Dieser gibt ein Maß für die Strahlqualität des realen Laserstrahls an. Er hat einen Wert zwischen Null und Eins, wobei er für Laser höchster Strahlqualität nahe bei Eins liegt.

Die im Vergleich zum idealen Gaußstrahl veränderte Strahlqualität wirkt sich auf die in Kapitel 4.5.1 aufgeführten Gleichungen aus. Insbesondere betrifft dies die Rayleighlänge des Laserstrahls und somit alle Gleichungen, die diese enthalten. Für die Berechnung der Rayleighlänge eines realen Laserstrahls gilt:

$$z_R = \frac{K\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (4.24)$$

Auch der Strahlradius w eines realen Laserstrahls muß neu definiert werden. In Kapitel 4.5.1 wurde dieser für einen idealen Gaußstrahl als der Radius definiert, bei dem die Leistungsdichte auf das $1/e^2$ -fache der höchsten Leistungsdichte abgenommen hat. Dies bedeutet, daß sich 86,5 % der gesamten Leistung innerhalb des Strahlradius befinden. Analog wird nun auch bei realen Laserstrahlen der Strahlradius als der Radius festgelegt, innerhalb dessen sich 86,5 % der Leistung befinden.

4.8 Faser-Optik

Neben der Strahlführung durch reflektierende und transmittierende Systeme besteht für Laser mit geeigneter Wellenlänge ($0,4 \mu\text{m} < \lambda < 2 \mu\text{m}$ [57–60], z. B. Nd:YAG-Laser) auch die Möglichkeit der Strahlführung durch flexible Glasfasern. Dies erlaubt eine einfache und unkomplizierte Anbindung des Lasers an eine Bearbeitungsstation. Bei den heute üblicherweise eingesetzten Stufenindex-Glasfasern (Bild 4.4) wird hierbei jedoch die Strahlqualität und damit der Strahlpropagationsfaktor K (siehe Gleichung (4.23))

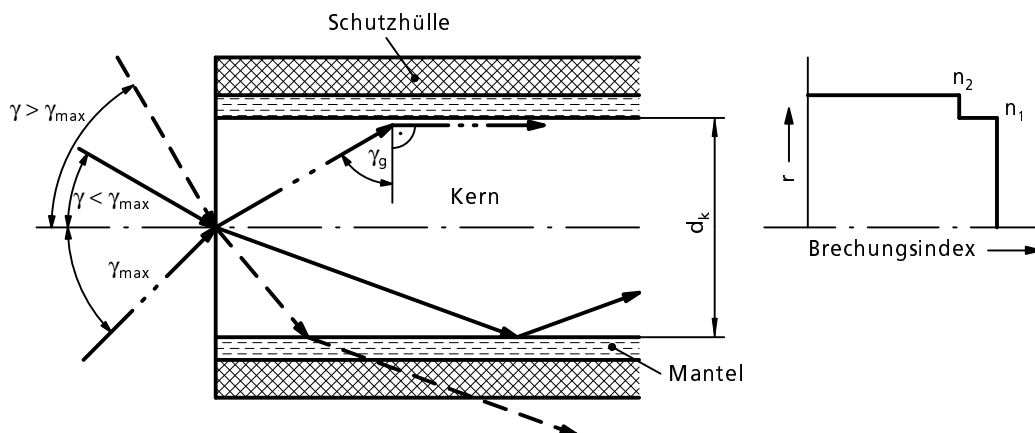


Bild 4.4: Aufbau einer Stufenindex-Glasfaser [51]

verändert. Dies liegt am Aufbau einer solchen Faser. Sie besteht aus einem Kern mit dem Brechungsindex n_1 und einem Mantel mit dem Brechungsindex $n_2 < n_1$, die von einer Schutzhülle umgeben sind [61]. Trifft ein Lichtstrahl den Übergang zwischen Kern und Mantel unter einem Winkel γ , der größer ist als der durch

$$\sin \gamma_g = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.25)$$

gegebene Grenzwinkel γ_g , dann findet an dieser Grenzfläche eine Totalreflexion statt [5].

Um diese Bedingung zu erfüllen, muß sich das auf die Stirnfläche der Faser auftreffende Licht innerhalb eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $2\gamma_{\max}$ befinden. Mit Hilfe des Snelliusschen Brechungsgesetzes (Gleichung (4.1)) ergibt sich für den maximalen Einfallswinkel [62]:

$$n_0 \sin \gamma_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (4.26)$$

Dabei ist n_0 der Brechungsindex der Umgebungsatmosphäre der Glasfaser. Der Ausdruck $n_0 \sin \gamma_{\max}$ wird als *numerische Apertur* NA der Faser bezeichnet [63].

Am Ende der Glasfaser findet der eben beschriebene Vorgang der Einkopplung der Laserstrahlung in umgekehrter Reihenfolge statt. Da eine Glasfaser in der Regel nicht exakt gerade verläuft, verändert sich der Auftreffwinkel der einzelnen Teilstrahlen auf die Grenzfläche zwischen Kern und Mantel. Deshalb verläßt der Laserstrahl – unabhängig vom wirklichen Öffnungswinkel des Eintrittskegels – die Glasfaser in Form eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $2\gamma_{\max}$.

Durch unterschiedliche Wege der einzelnen Teilstrahlen in der Faser wird die ursprüngliche, meist gaußähnliche, Leistungsdichteverteilung des Laserstrahls über den kompletten Durchmesser d_k des Kerns statistisch gleichmäßig verteilt und es entsteht eine plattformartige Verteilung (Bild 4.5).

Wie man leicht nachvollziehen kann, gilt am Ende der Glasfaser:

$$w_0 = \frac{d_k}{2} \quad (4.27a)$$

$$\theta = 2\gamma_{\max}. \quad (4.27b)$$

Somit ist das Strahlparameterprodukt eines aus einer Glasfaser austretenden Laserstrahls durch die Beziehung

$$\frac{w_0 \theta}{2} = \frac{d_k \gamma_{\max}}{2} = \frac{K \lambda}{\pi} \quad (4.28)$$

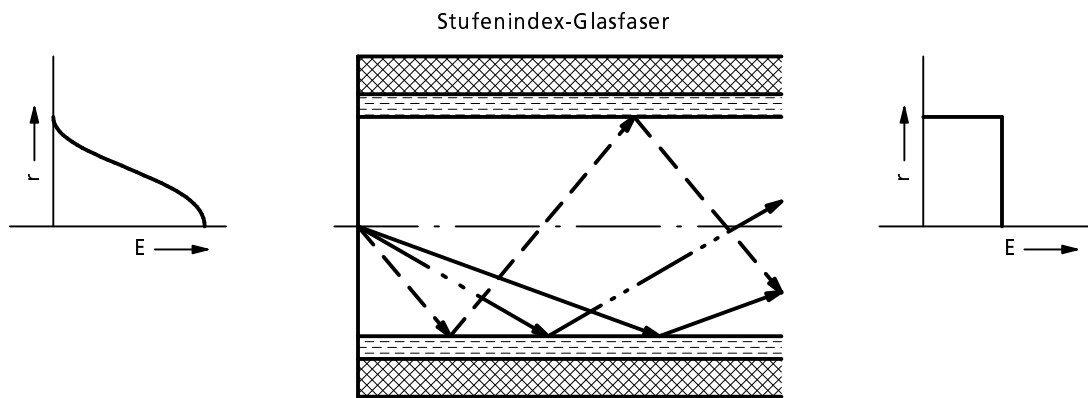


Bild 4.5: Veränderung der Verteilung der Leistungsdichte durch eine Stufenindex-Glasfaser

gegeben. Der Strahlpropagationsfaktor K eines Laserstrahls der Wellenlänge λ nach einer Glasfaser wird also nur durch die Eigenschaften der Glasfaser bestimmt.

5 Der BeamTrap

Für die Beschichtung von thermisch empfindlichen Werkstücken ist es erforderlich, den Energieeintrag durch den eigentlichen Beschichtungsvorgang möglichst gering zu halten. Im Idealfall wird die Laserstrahlung nur in das zur Beschichtung eingesetzte Pulver eingekoppelt, ohne daß sie direkt auf das Werkstück treffen und dies unnötig belasten könnte. Dazu wird das Beschichtungspulver sozusagen „im Vorbeiflug“ durch den Laserstrahl aufgeschmolzen. Dies ermöglicht das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und international patentierte Beschichtungsmodul BeamTrap [64–66]. In diesem Kapitel wird das Funktionsprinzip des BeamTrap vorgestellt. Neben der optischen Auslegung und einer ausführlichen Beschreibung der Strahlformung wird auch näher auf das System zur Pulverförderung und -aufbereitung eingegangen. Zum Schluß wird eine spezielle Variante eines Crossjets vorgestellt, der optimal an die Bedingungen im BeamTrap angepaßt ist.

5.1 Problemstellung und Konzept des BeamTrap

Es soll eine genau definierte, lokal begrenzte Beschichtung auf dem Werkstück aufgetragen werden. Dazu muß ein Pulverstrom eng gebündelt und mit geringer Divergenz auf dem Werkstück auftreffen. Die Erfahrungen aus dem Bereich des thermischen Spritzens zeigen, daß zur Erzeugung gut haftender, dichter Beschichtungen außerdem eine möglichst hohe Geschwindigkeit der einzelnen Pulverteilchen wünschenswert ist [67].

Um das Pulver aufzuschmelzen, benötigt man eine Wechselwirkungszone zwischen Laserstrahl und Pulverstrom. Diese Zone muß so gestaltet sein, daß eine hohe Leistungsdichte über eine relativ lange Zeit auf das Pulver einwirken kann. Die Leistungsdichte der Laserstrahlung darf dabei jedoch nicht so hoch sein, daß es zu einem Verdampfen des Pulvers kommt. Um keine Laserstrahlung auf das Werkstück gelangen zu lassen, wird der Strahl zweckmäßigerweise parallel zur Oberfläche des Werkstücks und somit senkrecht zum Pulverstrom geführt. Diese Forderungen lassen sich am Besten erfüllen, wenn der Laserstrahl elliptisch geformt wird, wobei die große Halbachse der Ellipse in Richtung des Pulverstroms liegt. Da aus ökonomischen Gründen die Laserstrahlung möglichst gut ausgenutzt werden sollte, wird sie mehrfach durch den Pulverstrom geleitet.

Der BeamTrap ist in die Bereiche Strahlformung und Formung des Pulverstroms aufgeteilt. In der Wechselwirkungszone überschneiden sich die beiden Bereiche.

5.2 Strahlformung

Bei den folgenden Betrachtungen zur Strahlformung und zur Auslegung des optischen Teils des BeamTrap wird von einem Koordinatensystem ausgegangen, das fest an den Laserstrahl gekoppelt ist (vgl. Bild 5.1 und 5.3). Die Ausbreitungsrichtung des Lasers bestimmt die (positive) z -Achse. Die x - und y -Achse liegen jeweils senkrecht dazu, so daß sich ein rechtwinkliges kartesisches Koordinatensystem ergibt. Dieses mit dem Laserstrahl verknüpfte Koordinatensystem ermöglicht eine anschauliche Betrachtungsweise der Strahlformung und -führung und erleichtert die Berechnung des Strahlverlaufs.

Um zuverlässig zu verhindern, daß Laserstrahlung das Werkstück erreicht, wird der Laserstrahl nahezu parallel zur Oberfläche des Werkstücks geführt, so daß er den Pulverstrom annähernd senkrecht kreuzt [68, 69]. Damit die Laserstrahlung gut ausgenutzt und gleichzeitig die Wechselwirkungszeit zwischen Laserstrahl und Pulver erhöht wird, wird der Laserstrahl durch Reflexion an zwei Zylinderspiegeln mehrfach durch den Pulverstrom hindurchgeführt. Dabei wird er in x -Richtung, also senkrecht zum Pulverstrom, alternierend fokussiert, während er in y -Richtung, d. h. nahezu parallel zum Pulverstrom, auf relativ kleinem Durchmesser kollimiert bleibt. Dadurch ergibt sich im Fokus ein elliptischer Brennfleck, dessen große Halbachse in Richtung des Pulverstroms liegt. Durch die Mehrfachreflexion an den Zylinderspiegeln erhält man entlang des Pulverstroms insgesamt eine lange Zone hoher Leistungsdichte, die den Pulverstrom optimal erfaßt.

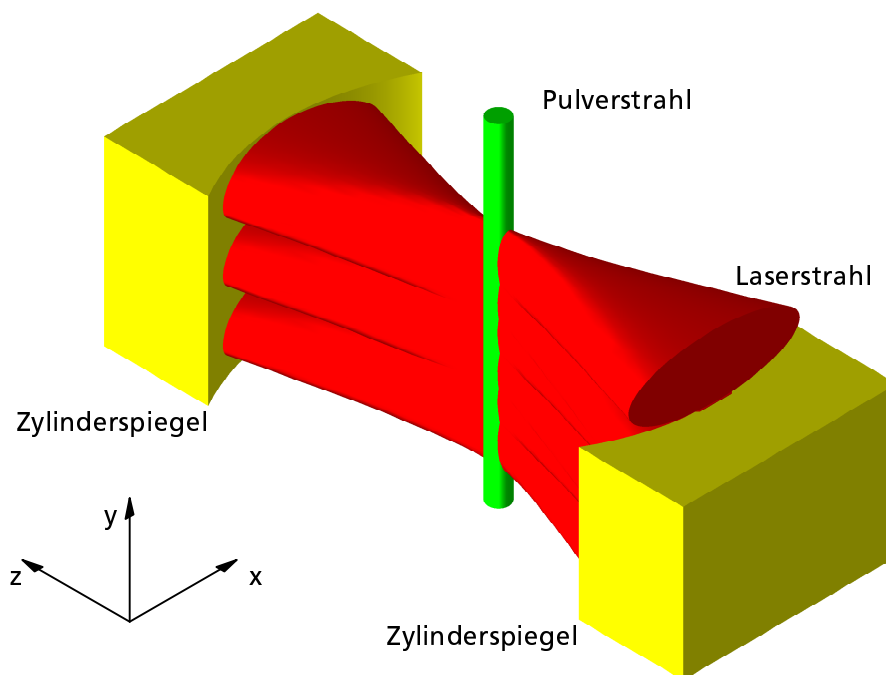


Bild 5.1: Schematische Darstellung der Strahlformung in der Wechselwirkungszone

Zur weiteren Optimierung stehen die beiden Zylinderspiegel nicht exakt parallel zueinander, sondern sind leicht gegeneinander um den Winkel 2β geneigt (siehe Bild 5.2). Dadurch wird der Einfallswinkel γ_j des Laserstrahls bei jeder Reflexion j um den Winkel β verkleinert. Dies bewirkt, daß der zwischen den Spiegeln hin- und herreflektierte Laserstrahl zunächst bei jeder Reflexion immer weniger weit nach unten wandert, wobei er jedesmal im Pulverstrom fokussiert ist. Nach der Strecke h kehrt er schließlich seine Richtung um und läuft wieder zurück. Ist l_j der horizontale Abstand zweier aufeinander folgender Reflexionspunkte auf den gegenüberliegenden Spiegeln und x_j ihr vertikaler Abstand, so lassen sich die folgenden Beziehungen ableiten:

$$\gamma_j = \gamma_{j-1} - \beta = \gamma_0 - j\beta \quad (5.1)$$

$$x_j = l_j \tan \gamma_j \quad (5.2)$$

$$h = \sum_{j=0}^{n_R} x_j. \quad (5.3)$$

Für die Anzahl n_R der Reflexionen, die nötig sind, den Umkehrpunkt zu erreichen, gelten die Nebenbedingungen $\gamma_{n_R-1} > 0$ und $\gamma_{n_R} \leq 0$. Zusammen mit Gleichung (5.1) folgt daraus:

$$n_R = \text{int} \left(\frac{\gamma_0}{\beta} + 1 \right). \quad (5.4)$$

Die Funktion $\text{int}(\dots)$ schneidet die Nachkommastellen einer beliebigen Zahl ab, so daß die nächst kleinere ganze Zahl übrig bleibt. Für ausreichend kleine β gilt $l_j \approx l$. Dabei ist l der mittlere Spiegelabstand. Gleichung (5.3) vereinfacht sich damit zu

$$h = l \sum_{j=0}^{n_R} \tan(\gamma_0 - j\beta). \quad (5.5)$$

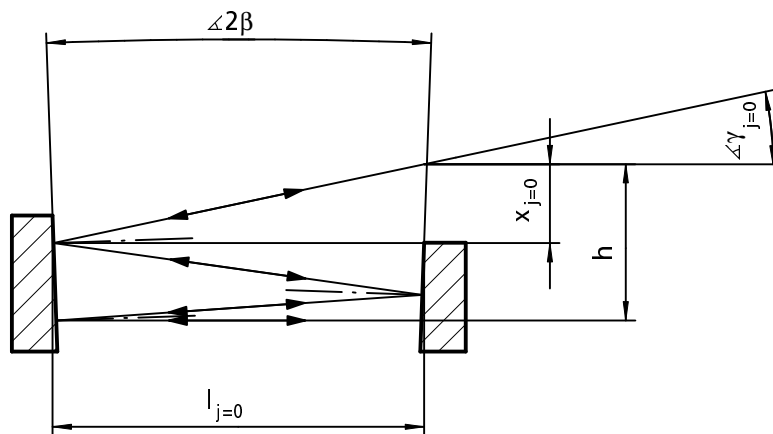


Bild 5.2: Strahlverlauf zwischen den Zylinderspiegeln

5.2.1 Optische Auslegung

Zur Erreichung der besonderen Strahlform im Wechselwirkungsbereich ist eine spezielle Optik nötig, die den kreisförmigen Laserstrahl in einen in y -Richtung kollimierten und in x -Richtung fokussierten Strahl transformiert. Eine solche Strahlformung erfolgt am einfachsten durch zylindrische Optik-Elemente¹.

Im weiteren Verlauf wird näher auf eine Konstruktion für Nd:YAG-Laser eingegangen, für die eine Kombination aus Zylinderlinsen und -spiegeln verwendet wird. Der benutzte Laser der Firma HAAS LASER hat die in Tabelle 5.1 aufgeführten Eigenschaften.

5.2.2 Die Optik-Elemente

In Bild 5.3 ist die optische Konzeption des BeamTrap dargestellt. Die optischen Elemente sind in einem hellen Grauton gehalten, während der Laserstrahl in einem dunklen Grauton gezeichnet ist. Die Optik besteht aus folgenden Elementen zur Strahlformung:

- ① Ende der Glasfaser
- ① Sphärische Plan-Konvex-Linse zur Kollimation
- ② Zylindrische Plan-Konvex-Linse zur Fokussierung in y -Richtung
- ③ Zylindrische Plan-Konkav-Linse zur Kollimation in y -Richtung
- ④ Umlenkspiegel
- ⑤ Zylindrische Plan-Konvex-Linse zur Fokussierung in x -Richtung
- ⑥ Schutzglasrohr zum Schutz der Linsen und Spiegel vor Pulverteilchen
- ⑦ Zylinderspiegel zur erneuten Fokussierung in x -Richtung
- ⑧ Zylinderspiegel zur erneuten Fokussierung in x -Richtung

¹ Dies können Spiegel oder Linsen sein. Die Optik muß dabei natürlich an die Wellenlänge und die Strahlparameter des jeweiligen Lasers angepaßt sein.

Bezeichnung	Symbol	Wert
Hersteller / Modellbezeichnung		Haas Laser / HL 3006 D
Lasertyp		Festkörperlaser, Nd:YAG
Betriebsart		Dauerstrich (cw)
Maximale Ausgangsleistung	$P_{\max}$	4000 W
Laserleistung am Werkstück	$P_{L,\max}$	3000 W
Wellenlänge	λ	1,064 μm
Kerndurchmesser der Glasfaser	d_k	600 μm
Strahlparameterprodukt nach der Glasfaser	$w_0 \theta / 2$	$\leq 30 \text{ mm mrad}$
Divergenzwinkel nach der Glasfaser	$\theta_k / 2$	$\leq 100 \text{ mrad}$
Polarisation		unpolarisiert
Stabilität		$\leq 1 \%$

Tabelle 5.1: Eigenschaften des verwendeten Nd:YAG-Lasers [70–72]

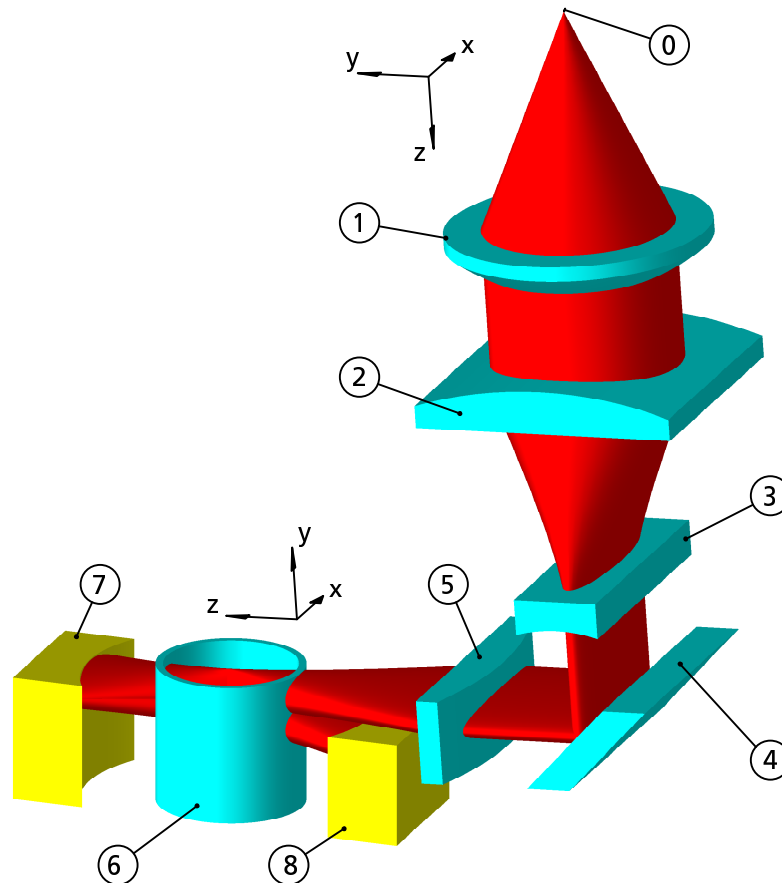


Bild 5.3: Anordnung der einzelnen optischen Elemente im BeamTrap

Die Festlegung der Strahldurchmesser auf den Optik-Elementen, deren Brennweite und deren Anordnung erfolgt unter Berücksichtigung folgender Gesichtspunkte:

- Eine maximale Leistungsdichte auf den einzelnen optischen Elementen darf nicht überschritten werden. Dazu muß die Fläche des Laserstrahls – vor allem bei Optik-Elementen, die einer möglichen Verschmutzung ausgesetzt sind – nach unten beschränkt sein.
- Der Einfallswinkel γ_0 (vgl. Bild 5.2) soll möglichst klein sein, um bei gegebener Größe der Zylinderspiegel viele Durchgänge n_R des fokussierten Laserstrahls durch den Pulverstrom verwirklichen zu können. Gleichzeitig muß er aber groß genug sein, um beim ersten vollständigen Umlauf zwischen den beiden Zylinderspiegeln ⑦ und ⑧ den Laserstrahl um mindestens seinen eigenen Fokusbereich d_{yf} in y -Richtung zu versetzen.
- Die Strecke h , die in erster Näherung der Höhe der Wechselwirkungszone entspricht, soll möglichst gut an die Strecke angepaßt sein, über die der Pulverstrom parallel geführt werden kann (vgl. Kapitel 5.3.3).
- Der Fokus-Durchmesser d_{xf} des Laserstrahls in x -Richtung soll dem Durchmesser des Pulverstroms angepaßt sein.

- Der Fokus-Durchmesser d_{yf} des Laserstrahls in y -Richtung muß möglichst klein gewählt sein, um den Winkel γ_0 gering zu halten. Gleichzeitig muß der y -Durchmesser aber so groß sein, daß sich der Laserstrahl über mehrere 100 mm quasi parallel ausbreitet.

Die maximal zulässige Belastung der Optik-Elemente wird durch die Zerstörschwelle ihrer Spiegel- bzw. der Antireflex-Schicht bestimmt. Bei Dauerstrich-(cw-)Lasern wird die Zerstörschwelle in Form der Leistungsdichte $E_{\max}$ angegeben. Nach [73] liegt die maximal mögliche Belastung der verwendeten Optik-Elemente bei cw-Betrieb und einer Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ unter Reinraumbedingungen bei $E_{\max} \approx 1 \text{ MW/cm}^2$. Unter realem Einsatz kann die Belastungsgrenze jedoch durch Verschmutzung deutlich – erfahrungsgemäß auf etwa ein Zehntel dieses Wertes – absinken. Bei der Auslegung der Optik geht man aus Sicherheitsgründen von einer nochmals um zwei Drittel erniedrigten Zerstörschwelle aus, weshalb sich eine maximal mögliche Belastung von

$$E_{\max} = \frac{1}{3} \cdot \frac{1 \text{ MW/cm}^2}{10} = 33 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2} \quad (5.6)$$

ergibt. Bei der Laserleistung von maximal 3 kW erhält man aus $F_{\min} = P_{L,\max}/E_{\max}$ eine minimale Querschnittsfläche des Laserstrahls auf den einzelnen Elementen von

$$F_{\min} = \frac{3 \text{ kW}}{33 \text{ kW/cm}^2} = 9,1 \text{ mm}^2. \quad (5.7)$$

5.2.3 Auslegung des Strahlverlaufs

Der Strahlverlauf in x - und y -Richtung wurde mit Hilfe eines Programmes von HUONKER [74, 75] berechnet. Dieses verfolgt die Gaußstrahlen durch ein beliebiges System von optischen Elementen mit Hilfe des in Kapitel 4 vorgestellten $ABCD$ -Algorithmus.

Kollimation in y -Richtung

Die gestrichelte Linie in Bild 5.4 zeigt die berechnete Strahlabmessung in y -Richtung aufgetragen über dem Strahlweg in z -Richtung. Der Austritt (im Folgenden bezeichnet mit dem Index 0) des Laserstrahls aus der Glasfaser befindet sich ganz links an der Position $z_0 = 0 \text{ mm}$. Zwischen diesem Punkt und dem Punkt $z_1 = 150 \text{ mm}$ breitet sich das Laserlicht gemäß Tabelle 5.1 unter einem Divergenzwinkel von 100 mrad aus. Durch die in Bild 5.3 gezeigte sphärische Plan-Konvex-Linse ① (Index 1) mit der Brennweite $f_1 = 150 \text{ mm}$ wird der Laserstrahl zunächst auf einen Durchmesser von $d_1 = 30 \text{ mm}$ kollimiert. Dazu muß die Linse so positioniert sein, daß sich das Ende der Glasfaser genau im Brennpunkt befindet (Abstand $s_{0,1} = 150 \text{ mm}$) und der Strahl sich entlang der optischen Achse ausbreitet.

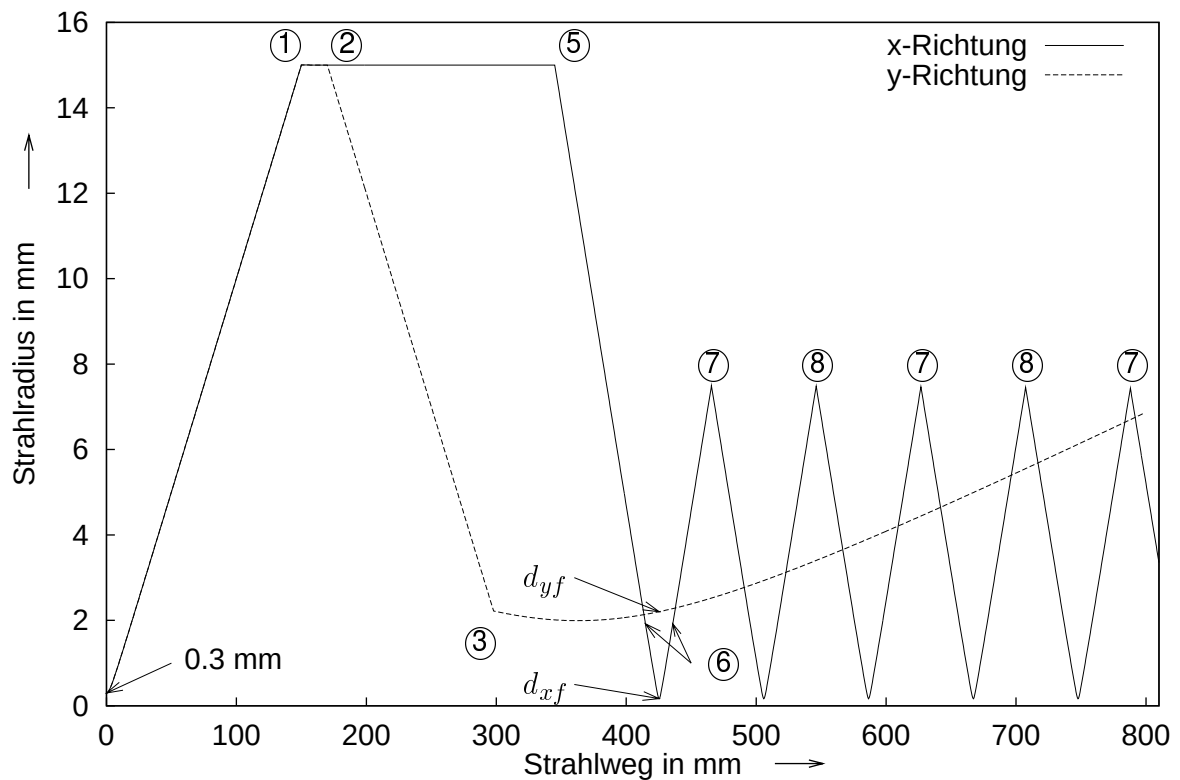


Bild 5.4: Berechneter Strahlverlauf in x - und y -Richtung

Der relativ große Durchmesser wurde gewählt, um die Belastung im gesamten System so gering wie möglich zu halten. Außerdem ist die Glasfaser mit einem konventionellen Steckverbinder der Firma HAAS LASER mit der Optik verbunden, welcher es ermöglicht, die Glasfaser bzw. die Optik zu wechseln. Bei diesem Wechselvorgang besteht allerdings die Gefahr, daß Verschmutzungen auf die Kollimationslinse gelangen könnten. Wäre dann die Leistungsdichte des Laserstrahls auf der Linse zu groß, könnte dies zu ihrer Zerstörung führen.

Die plan-konvexe Zylinderlinse ② (Index 2, Brennweite $f_2 = 150$ mm) fokussiert den Laserstrahl nur in der y -Richtung, die Strahlausbreitung in x -Richtung bleibt unbeeinflusst. Da der Laserstrahl zwischen den Linsen ① und ② kollimiert ist, ist der Abstand $s_{1,2}$ zwischen diesen dabei unerheblich. Dagegen muß zur Erreichung der endgültigen Kollimation in y -Richtung auf $d_{yf} = 4,4$ mm der Abstand $s_{2,3}$ zwischen der Linse ② und der plan-konkaven Zylinderlinse ③ (Index 3, Brennweite $f_3 = -24$ mm) genau auf die Brennweiten dieser beiden Linsen abgestimmt sein.

Um eine exakte Kollimation² zu erreichen, muß der Abstand $s_{2,3}$ den addierten Brenn-

² Exakte Kollimation heißt, daß die Strahltaile des kollimierten Strahls genau auf der Linse liegt.

weiten³ der beiden Linsen entsprechen. Dies würde hier einen Abstand von $s_{2,3} = 126 \text{ mm}$ bedeuten. Für die geometrische Auslegung der Konstruktion ist es jedoch günstiger, wenn die Strahltaille des kollimierten Strahls im Bereich des Zylinderspiegels ⑧ liegt. Aus diesem Grund wird die Linse ③ in einem etwas größeren Abstand zu Linse ② positioniert, nämlich $s_{2,3} = 127,9 \text{ mm}$, was zu einem Strahlverlauf gemäß der gestrichelten Linie in Bild 5.4 führt. Alle weiteren optischen Elemente verändern maximal die Richtung des Strahls (Umlenkspiegel ④, Index 4), nicht jedoch die Form der freien Strahlausbreitung in y -Richtung.

Fokussierung in x -Richtung

Die durchgezogene Linie in Bild 5.4 zeigt die Strahlabmessung in x -Richtung während der Propagation. Auch in dieser Achse wird der Strahl zunächst durch die sphärische Plan-Konvex-Linse ① auf $d_1 = 30 \text{ mm}$ kollimiert. Die nächsten optischen Elemente verändern die Strahlabmessung entlang der x -Richtung nicht. Erst die plan-konvexe Zylinderlinse ⑤ (Index 5) mit der Brennweite $f_5 = 80 \text{ mm}$ fokussiert den Strahl in x -Richtung, so daß der Fokus im Bereich des Pulverstroms liegt.

Um die optischen Elemente zu schützen, wird der Pulverstrom mit einem für die Laserstrahlung durchsichtigen Rohr aus Quarzglas ⑥ (Index 6) ummantelt. Im fokussierten Strahlverlauf von Bild 5.4 ist dieses nur bei der ersten Fokussierung angedeutet. Natürlich befindet es sich bei jeder weiteren Fokussierung jeweils im selben Abstand zu den Foki im Strahlengang.

Da das Glasrohr eine gekrümmte Oberfläche besitzt, wirkt jede Wand des Rohres wie eine Zylinderlinse auf den Laserstrahl. Die Brennweite f_6 dieser Linse läßt sich mit Hilfe von Gleichung (4.2) berechnen. Das Glasrohr hat einen Innendurchmesser von $d_i = 20 \text{ mm}$ und eine Wandstärke von $d_W = 1 \text{ mm}$. Setzt man diese Werte in Gleichung (4.2) ein, so erhält man die Brennweite $f_6 = -330 \text{ mm}$. Der Laserstrahl wird durch das Glasrohr also leicht aufgeweitet. Die resultierende Änderung des Divergenzwinkels ist allerdings so gering, daß sie in Bild 5.4 nicht direkt gesehen werden kann.

Im Fokus (Index f) trifft der Laserstrahl mit einem Durchmesser von $d_{xf} = 0,33 \text{ mm}$ auf den Pulverstrom und tritt mit diesem in Wechselwirkung. Die Anteile des Strahls, die kein Pulverteilchen getroffen haben, erfahren nach dem Durchqueren des Pulverstroms durch die zweite Seite des Glasrohrs ⑥ erneut eine leichte Aufweitung.

Durch die zweimalige Aufweitung durch das Glasrohr verschiebt sich die Lage des Fokus des Laserstrahls. Durch die Änderung der Fokusslage muß der Abstand der fokussie-

³ Konkave Linsen haben negative Brennweiten!

renden Elemente untereinander erhöht werden. Stark vergrößert zeigt Bild 5.5 diesen Effekt. Die Erhöhung des Abstands kann mit Hilfe der $ABCD$ -Matrizen (vgl. Kapitel 4.2) berechnet werden. Bei den hier vorliegenden geometrischen Verhältnissen beträgt die Erhöhung des Abstands der Spiegel durch das komplette Glasrohr $\Delta s = s_2 - s_1 = 0,6 \text{ mm}$, so daß der Abstand des ersten Fokus von Linse ⑤ $s_{5,f} = 80,3 \text{ mm}$ beträgt.

Im weiteren Verlauf trifft der Laserstrahl auf den Zylinderspiegel ⑦ (Index 7), dessen Brennweite ($f_7 = 20 \text{ mm}$) und dessen Abstand vom Fokus ($s_{f,7} = 40,3 \text{ mm}$) unter Berücksichtigung der Strahlaufweitung des Glasrohrs so gewählt sind, daß der neue Fokus des Laserstrahls wieder im Pulverstrom liegt. Durch den leicht schrägen Einfallswinkel γ_0 des Laserstrahls liegt der neue Fokus unterhalb des alten Fokus.

Nach der erneuten Durchquerung des Pulverstroms und des Glasrohrs ⑥ trifft der Strahl auf den Zylinderspiegel ⑧ (Index 8), der dieselbe Brennweite wie Spiegel ⑦, nämlich $f_8 = 20 \text{ mm}$, hat und symmetrisch zu diesem angebracht ist (Abstand $s_{7,8} = 80,6 \text{ mm}$). Von hier läuft der nochmals fokussierte Laserstrahl wieder durch das Glasrohr ⑥ und den Pulverstrom zurück zum Spiegel ⑦. So entsteht eine Fokussierkette, die insgesamt eine große, elliptische Wechselwirkungszone (Index Z) ergibt.

Höhe der Wechselwirkungszone

Wie in Kapitel 5.2 erwähnt, setzt sich die Fokussierkette so lange fort, bis der Laserstrahl eine untere Grenze erreicht hat. Von dort aus wandert er wiederum in einer Fokussierkette nach oben und verläßt die Spiegelanordnung am oberen Ende (vgl. Bild 5.1 und 5.2). Bei den vorliegenden geometrischen Verhältnissen ergeben sich mit dem Einfallswinkel

$$\gamma_0 = 2^\circ \quad (5.8)$$

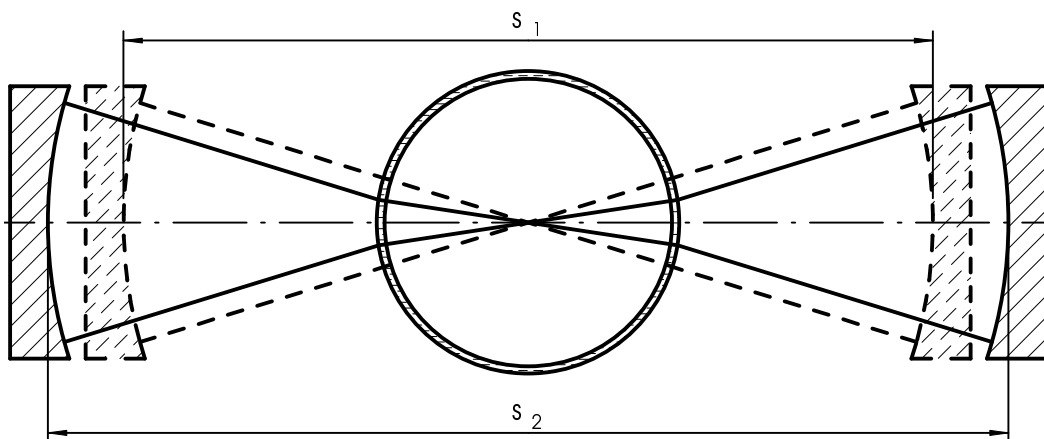


Bild 5.5: Erhöhung des Abstands der Zylinderspiegel bedingt durch das Glasrohr

und einem Kippwinkel der Spiegel von

$$\beta = 0,185^\circ \quad (5.9)$$

aus Gleichung (5.4) insgesamt

$$n_R = \text{int} \left(\frac{2^\circ}{0,185^\circ} + 1 \right) = 11 \quad (5.10)$$

Spiegelungen bis zu dem Punkt, ab dem der Laserstrahl wieder nach oben wandert. Für die Höhe h der Wechselwirkungszone erhält man mit dem Spiegelabstand

$$l = s_{7,8} = 80,6 \text{ mm} \quad (5.11)$$

und mit Gleichung (5.5)

$$h = 80,6 \text{ mm} \sum_{j=0}^{11} \tan(2^\circ - j \cdot 0,185^\circ) = 16,6 \text{ mm} . \quad (5.12)$$

Die Höhe h wird dabei zwischen der Mitte des Laserstrahls am Eintrittspunkt in die Fokussierkette und der Mitte des untersten Laserstrahls gemessen (vgl. Bild 5.2). Die Wechselwirkungszone ist daher in Wahrheit in y -Richtung um den Betrag $d_{yf} - l/2 \tan \gamma_0$ größer. Die wahre Länge der Wechselwirkungszone beträgt somit

$$h_Z = h + d_{yf} - \frac{l}{2} \tan \gamma_0 \approx 20 \text{ mm} . \quad (5.13)$$

Zur Überprüfung der Höhe und damit zur Einstellung des Kippwinkels β kann man mit mehreren kurzen Laserpulsen Einbrände auf einem Stück Papier erzeugen. Es wird statt des Glasrohrs im BeamTrap eingesetzt. Der erste Laserpuls verdampft das Papier an seinem Auftreffpunkt und brennt so ein Loch hinein. Dieses wird von jedem weiteren Laserpuls vergrößert, so daß beim darauffolgenden Puls der Weg für ein bis zwei weitere Reflexionen des Laserstrahls frei wird. Zu berücksichtigen ist dabei, daß die aufweitende Wirkung des Glasrohrs entfällt. Dadurch ergibt sich eine Verfälschung der Breite der Wechselwirkungszone. Man kann allerdings sehr gut die Höhe der Wechselwirkungszone verifizieren, da das Glasrohr den Laserstrahl nur in x -Richtung beeinflusst.

Bild 5.6 zeigt Einbrände in ein solches Blatt nach unterschiedlich vielen Pulsen. Hier kann man gut den Effekt des fehlenden Glasrohrs beobachten, der sich in einer Verbreiterung in der Mitte der Wechselwirkungszone äußert. Die schwarze Linie am unteren Bildrand zeigt das untere Ende der beiden Zylinderspiegel an. Der Kippwinkel β der Spiegel untereinander kann mit Hilfe der Einbrände so optimiert werden, daß die Höhe

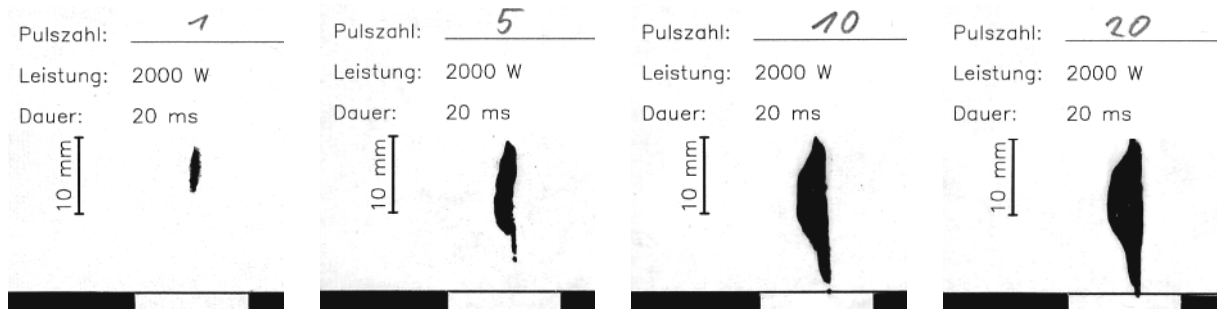


Bild 5.6: Einbrände im Bereich der Wechselwirkungszone entstanden bei unterschiedlicher Pulszahl

der Wechselwirkungszone optimal wird. Der Einbrand reicht dann, wie in Bild 5.6 gezeigt, genau bis an die schwarze Linie heran und nutzt somit die zur Verfügung stehende Höhe der Zylinderspiegel optimal aus.

Abschätzung der mittleren Leistungsdichte in der Wechselwirkungszone

Durch die Überlagerung der einzelnen Foki entsteht die in Bild 5.7 gezeigte Wechselwirkungszone. Wie im Bild angedeutet, überlagern sich auch die Leistungsdichten. Um abzuschätzen, in welcher Größenordnung die mittlere Leistungsdichte in der Wechselwirkungszone liegt, wird zunächst die Leistungsdichte im Einzelfokus berechnet. Danach wird die aufsummierte Fläche der Foki und die Fläche der Wechselwirkungszone bestimmt. Der Quotient daraus multipliziert mit der Leistungsdichte im Einzelfokus ergibt die Größenordnung der mittleren Leistungsdichte der Wechselwirkungszone. Die mittlere Leistungsdichte bei einer Laserleistung von $P_L = 3 \text{ kW}$ und den Fokusabmessungen $d_{xf} = 0,33 \text{ mm}$ und $d_{yf} = 4,4 \text{ mm}$ (vgl. Tabelle 5.2) beträgt im Fokus

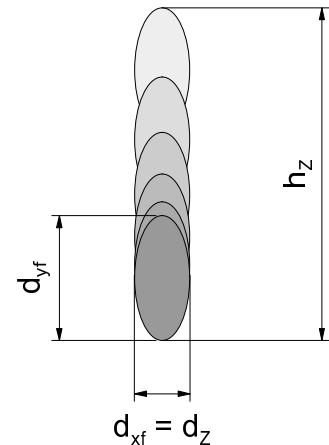


Bild 5.7: Überlagerung der Einzelfoki zur Wechselwirkungszone

$$E_f = \frac{4}{\pi} \frac{P_L}{d_{xf} d_{yf}} = 263 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}. \quad (5.14)$$

Insgesamt wandert der Laserstrahl, wie im vorigen Abschnitt berechnet, $n_R = 11$ mal fokussiert durch die Wechselwirkungszone, bis er ihren unteren Rand erreicht. Danach läuft er wieder zum oberen Rand. Über die gesamte Höhe h_Z der Wechselwirkungszone wird der Laserstrahl also $2n_R = 22$ mal fokussiert. Die Breite der Wechselwirkungszone d_Z entspricht in erster Näherung der Fokusabmessung in x -Richtung d_{xf} ($d_Z \approx d_{xf}$).

Ihre Fläche beträgt näherungsweise

$$F_Z = h_Z d_Z = 6,6 \text{ mm}^2 \quad (5.15)$$

und die Gesamtfläche aller Foki

$$F_{f,\text{ges}} = 2n_R \frac{\pi}{4} d_{xf} d_{yf} = 25,1 \text{ mm}^2. \quad (5.16)$$

Damit ergibt sich als Abschätzung der mittleren Leistungsdichte in der Wechselwirkungszone:

$$E_Z = \frac{F_{f,\text{ges}}}{F_Z} E_f = 1 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}. \quad (5.17)$$

Diese Leistungsdichte wird natürlich absinken, sobald sich Pulver im Bereich der Wechselwirkungszone befindet.

Zum Abschluß dieses Abschnitts zeigt Tabelle 5.2 zusammengefaßt alle wichtige Daten zur optischen Auslegung des BeamTrap.

5.2.4 Rückwirkung der Laserstrahlung auf den Resonator

Wie schon mehrfach erwähnt und in Bild 5.2 dargestellt, wandert der Laserstrahl zwischen den Zylinderspiegeln in immer kleineren Schritten nach unten um schließlich beim Erreichen der tiefsten Stelle wieder nach oben zu laufen. Theoretisch könnte er sogar genau auf demselben Weg wie bei der Strahlformung rückwärts durch die fokussierenden optischen Elemente laufen. Er würde dann wieder in die Glasfaser einkoppeln. Damit könnte die Strahlung in den Laserresonator zurückgelangen und dort Fluktuationen auslösen, die den Laserbetrieb erheblich stören würden.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Strahl genau auf demselben Weg zurückläuft ist allerdings sehr gering. Immerhin wird er zwischen den beiden Zylinderspiegeln im Bereich der Wechselwirkungszone $2n_R = 22$ mal hin und her reflektiert und läuft zuvor und danach durch jeweils fünf weitere optische Elemente. Bei jeder Interaktion mit einem optischen Element wird die Strahlqualität durch Beugungseffekte geringfügig verschlechtert. Da bei der Justage der Optik das Hauptaugenmerk auf die Erreichung einer optimalen Wechselwirkungszone gerichtet ist, ist die Wahrscheinlichkeit, daß alle optischen Komponenten für eine rückwärts gerichtete Einkopplung in die Glasfaser zufällig hundertprozentig richtig ausgerichtet sind, sehr gering.

Daraus folgt, daß schon ohne irgendeine Interaktion mit dem Pulverstrom die Wahrscheinlichkeit für eine Rückwärtseinkopplung des Laserstrahls in die Glasfaser ver-

Bezeichnung	Symbol	Wert	Bezeichnung	Symbol	Wert
Sphärische Plan-Konvex-Linse ①			Zylindrische Plan-Konvex-Linse ②		
Brennweite	f_1	150 mm	Brennweite	f_2	150 mm
Abstand vom Faserende	$s_{0,1}$	150 mm	Abstand zu ①	$s_{1,2}$	beliebig
Abmessung des Laserstrahls	d_1	30 mm	Abmessung des Laserstrahls	d_2	30 mm
Querschnittsfläche	F_1	706,9 mm ²	Querschnittsfläche	F_2	706,9 mm ²
mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_1	0,42 kW/cm ²	mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_2	0,42 kW/cm ²
Zylindrische Plan-Konkav-Linse ③			Umkehrspiegel ④		
Brennweite	f_3	-24 mm	Brennweite	f_4	—
Abstand zu ②	$s_{2,3}$	127,9 mm	Abstand zu ③	$s_{3,4}$	beliebig
Abmessung des Laserstrahls in x -Richtung	$d_{x,3}$	30 mm	Abmessung des Laserstrahls in x -Richtung	$d_{x,4}$	30 mm
y -Richtung	$d_{y,3}$	4,4 mm	y -Richtung	$d_{y,4}$	4,4 mm
Querschnittsfläche	F_3	103,7 mm ²	Querschnittsfläche	F_4	103,7 mm ²
mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_3	2,89 kW/cm ²	mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_4	2,89 kW/cm ²
Zylindrische Plan-Konkav-Linse ⑤			Rohr aus Quarzglas ⑥		
Brennweite	f_5	80 mm	Brennweite (2× auf jeder Seite)	f_6	-330 mm
Abstand zu ④	$s_{4,5}$	beliebig	Abstand des Zentrums zu ⑤	$s_{5,6}$	80,3 mm
Abmessung des Laserstrahls in x -Richtung	$d_{x,5}$	30 mm	Abmessung des Laserstrahls in x -Richtung	$d_{x,6}$	3,8 mm
y -Richtung	$d_{y,5}$	4,4 mm	y -Richtung	$d_{y,6}$	4,3 mm
Querschnittsfläche	F_5	103,7 mm ²	Querschnittsfläche	F_6	12,9 mm ²
mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_5	2,89 kW/cm ²	mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_6	23,24 kW/cm ²
Zylinderspiegel ⑦			Zylinderspiegel ⑧		
Brennweite	f_7	20 mm	Brennweite	f_8	20 mm
Abstand zu ⑤	$s_{5,7}$	120,6 mm	Abstand zu ⑦	$s_{7,8}$	80,6 mm
Abmessung des Laserstrahls in x -Richtung	$d_{x,7}$	15,0 mm	Abmessung des Laserstrahls in x -Richtung	$d_{x,8}$	15,0 mm
y -Richtung	$d_{y,7}$	5,0 mm	y -Richtung	$d_{y,8}$	6,8 mm
Querschnittsfläche	F_7	59,4 mm ²	Querschnittsfläche	F_8	80,1 mm ²
mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_7	5,05 kW/cm ²	mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_8	3,74 kW/cm ²
Fokus			Wechselwirkungszone		
Abstand zu ⑤	$s_{5,f}$	80,3 mm	Höhe	h_Z	21 mm
Abmessung des Laserstrahls in x -Richtung	$d_{x,f}$	0,33 mm	Breite	d_Z	0,33 mm
y -Richtung	$d_{y,f}$	4,4 mm	Querschnittsfläche	F_Z	6,9 mm ²
Querschnittsfläche	F_f	1,14 mm ²	mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_Z	952 kW/cm ²
mittlere Leistungsdichte bei 3 kW	E_f	263 kW/cm ²			
Allgemeine Daten					
Einfallswinkel des Laserstrahls	γ_0	2°			
Verkipfungswinkel der Spiegel ⑥ und ⑦	β	0,185°			
Anzahl der Reflexionen / Foki	$2n_R$	22			

Tabelle 5.2: Eigenschaften der vorgestellten Optik

schwindend gering ist. Berücksichtigt man noch, daß im Betrieb die Wechselwirkungszone vom Pulverstrom durchlaufen wird, der den Laserstrahl durch Beugung, Reflexion und Absorption sehr stark beeinflußt (vgl. Kapitel 6.2), so wird die Wahrscheinlichkeit praktisch gleich Null.

Folglich wird der Laserstrahl irgendwo innerhalb des BeamTrap auf eine Innenwand treffen. Dabei wird ein Teil seiner Energie an dieser Stelle absorbiert und der andere reflektiert werden. Die reflektierte Strahlung wird wieder irgendwo innerhalb des BeamTrap auf eine Wand treffen. Innerhalb des BeamTrap wird der Laserstrahl somit so lange hin und her reflektiert, bis er vollständig absorbiert ist.⁴ Die absorbierte Leistung führt zu einer Erwärmung des BeamTrap, so daß dieser gekühlt werden muß. Es hat sich gezeigt, daß bei der aktuellen Ausführung die höchste Erwärmung zwischen den optischen Elementen ② und ③ auftritt, dort also auch die meiste zurückreflektierte Energie absorbiert wird.

5.3 Das System zur Pulverförderung und -aufbereitung

Zur Erreichung guter Beschichtungsergebnisse ist ein gleichmäßiger, eng begrenzter und gebündelter Pulverstrom nötig. Das heißt, es gibt zum Einen nur geringe zeitliche und räumliche Schwankungen. Zum Anderen hat der Pulverstrom im Bereich der Wechselwirkungszone eine Ausdehnung von nur wenigen Millimetern und eine geringe Divergenz. Zur Bildung eines solchen Pulverstroms kommt ein System aus mehreren Komponenten zum Einsatz. Es besteht aus einem Pulverförderer zur Erzeugung des Pulverstroms, einem Zyklon zum Abtrennen des Trägergases und einer Pulverdüse zur Formung des freien Pulverstroms. Dieses System wird in ähnlicher Konfiguration auch zum Laserbeschichten und zum Laserschweißen mit pulverförmigem Zusatzwerkstoff eingesetzt [27, 76, 77].

5.3.1 Pulverförderer

Benutzt wurde ein handelsüblicher Pulverförderer der MEDICOAT AG.⁵ Er arbeitet nach dem Prinzip einer konstanten Volumenförderung. Dazu dreht sich eine waagrecht liegende Förderscheibe unter einem Pulverbehälter, der am unteren Rand eine definierte Aussparung besitzt. Durch diese Anordnung transportiert die Förderscheibe pro Umdrehung immer dasselbe Volumen aus dem Behälter. Über die Drehzahl der Förderscheibe kann der Volumenstrom somit recht einfach variiert werden.

⁴ Daher leitet sich der Name „BeamTrap“ ab.

⁵ Einsetzbar sind alle Pulverförderer, die mit einem Trägergas zum Transport des Pulvers arbeiten.

Dem Behälter gegenüber liegt ein Abstreifer. Er befördert das Pulver von der Förderscheibe in einen Förderschlauch.

In dem Freiraum, in dem sich die Förderscheibe dreht, befindet sich ein Trägergas (in der Regel Argon oder Stickstoff) unter leicht erhöhtem Druck. Dieses Trägergas entweicht durch den Förderschlauch und reißt dabei die Pulverteilchen mit sich. Dadurch ist es möglich, das Beschichtungspulver unabhängig von den räumlichen Gegebenheiten zur Bearbeitungsstelle zu transportieren und dabei zum Beispiel auch Steigungen zu bewältigen.

Die Pulverfördertrate bleibt durch den Einsatz der Förderscheibe unabhängig vom Massenstrom des Trägergases. Man kann somit ohne Veränderung der Pulverfördertrate den Trägergasstrom beinahe beliebig variieren. Ein möglichst geringer Trägergasstrom ist für eine gute Pulverstromformung anzustreben (vgl. Kapitel 5.3.2). Die untere Grenze des notwendigen Trägergasstroms hängt von der spezifischen Dichte, der Korngröße und der Kornform des zu fördernden Pulvers ab. Sie liegt z. B. bei Aluminiumpulver wesentlich niedriger als bei Kupferpulver. Wird die Grenze unterschritten, kommt es zu einer Verstopfung des Förderschlauchs und es wird kein Pulver mehr gefördert.

Die Drehzahl der Förderscheibe kann in weiten Bereichen durch eine Stellgröße (n_{PF}) beeinflusst werden. Ausgehend von einer Mindestdrehzahl ($n_{PF} = 0$) erhöht die Stellgröße die Drehzahl linear. Die Pulverfördertrate $\dot{m}_P$ in g/min ist außerdem von der Kornform (sphärisch, spratzig oder blockig) und damit verbunden der Schüttdichte $\rho_{s,P}$ und der Fließfähigkeit des eingesetzten Pulvers abhängig.

Unter Schüttdichte versteht man die Dichte des Pulvers bei loser Schüttung. Sie ist abhängig von der Korngröße und der Kornform des Pulvers. Sie liegt beispielsweise bei sphärischen Pulvern mit einem Durchmesser von ca. $80\text{ }\mu\text{m}$ bei etwas über der Hälfte der Dichte des Festkörpers. Bei unregelmäßig geformten Pulvern gleicher Größe beträgt sie dagegen etwas unter der Hälfte der Dichte des Festkörpers. Die Schüttdichte kann recht einfach ermittelt werden, indem man die Masse eines bestimmten Volumens des Pulvers ermittelt.

Pulver mit unregelmäßiger Form besitzen ein schlechteres Fließverhalten als sphärische Pulver. Das heißt, sie füllen vorhandene Kavitäten schlechter beziehungsweise langsamer aus. Dieser Vorgang ist sehr stark von der tatsächlichen Form und Größe der Körner abhängig. Deshalb muß die Pulverfördertrate bei solchen Pulvern durch eine eigene Messung für jedes einzelne Pulver getrennt bestimmt werden. Kann ein Pulverhersteller Kornform und -größe nur schlecht reproduzieren, so muß dieser Vorgang eventuell sogar

für jede neue Pulvercharge wiederholt werden.

Bei Pulvern mit sphärischer Form und annähernd gleicher Korngröße reicht die Aufnahme einer Referenzförderrate $\dot{m}_{\text{ref}}$. Sind die Schüttdichten $\rho_{s,\text{ref}}$ des Referenzpulvers und $\rho_{s,P}$ des gefragten Pulvers bekannt⁶, dann kann die Förderrate $\dot{m}_P$ eines anderen Pulvers aus dieser Referenzförderrate berechnet werden:

$$\dot{m}_P = \frac{\rho_{s,P}}{\rho_{s,\text{ref}}} \dot{m}_{\text{ref}}. \quad (5.18)$$

Bild 5.8 zeigt die aufgenommene Referenzförderrate. Sie wurde mit der Nickel-Basis-Legierung⁷ Metco PEX23 ermittelt und beträgt

$$\dot{m}_{\text{PEX23}} = 18,5 \frac{\text{g}}{\text{min}} + 1,1 n_{PF} \frac{\text{g}}{\text{min}}. \quad (5.19)$$

Mit der Schüttdichte $\rho_{s,\text{PEX23}} = 4,8 \text{ g/cm}^3$ des Referenzpulvers folgt für andere sphärische Pulver

$$\dot{m}_P = \frac{18,5 \text{ g/min} + 1,1 n_{PF} \text{ g/min}}{4,8 \text{ g/cm}^3} \rho_{s,P}. \quad (5.20)$$

⁶ siehe Tabelle 7.4

⁷ Legierungsbestandteile und Korngröße siehe Tabelle 7.3

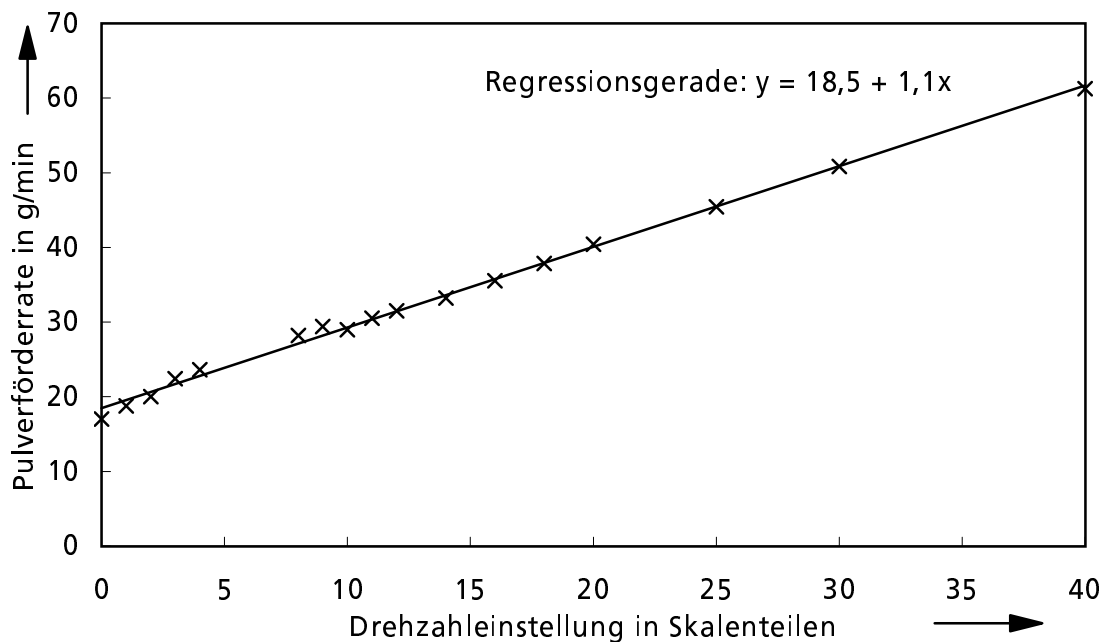


Bild 5.8: Pulverförderrate für Metco PEX23

5.3.2 Zyklon

Bei der Formung des freien Pulverstroms wirkt sich ein Trägergasanteil nachteilig aus. Denn nach dem Verlassen der Pulverdüse expandiert das unter leichtem Überdruck stehende Trägergas und treibt damit auch die einzelnen Partikel des freien Pulverstroms auseinander. Deshalb wird der Trägergasanteil beim Erreichen der Pulverdüse mit einem Zyklon [33, 34] (Bild 5.9) von den Pulverteilchen getrennt.

Vom Anschluß des Pulverförderers her kommend treten die Pulverpartikel zusammen mit dem Trägergas tangential in den Hohlraum des Zyklons ein. Die Pulverpartikel bewegen sich nun von der kinetischen Energie getrieben an der Außenwand des Hohlraums entlang. Dabei sinken sie aufgrund der Gravitationskraft allmählich nach unten. Der Großteil des Trägergases strömt über die obere Öffnung des Zyklons ab. An der unteren Öffnung erhält man dadurch einen vom Trägergas nahezu vollständig getrennten Pulverstrom, der nur noch durch die Schwerkraft vorangetrieben wird.

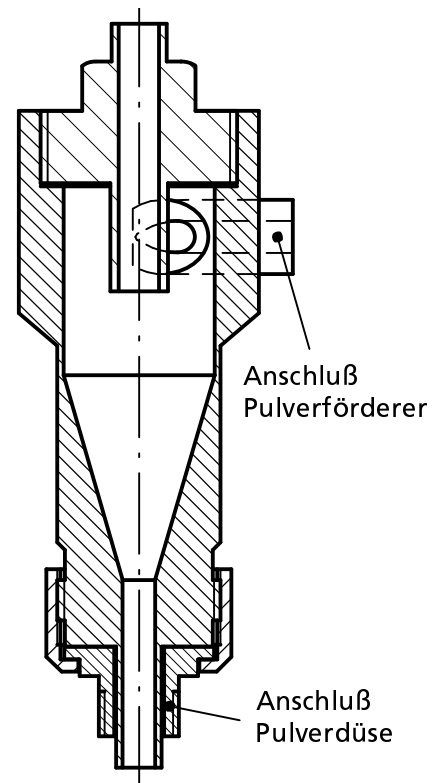


Bild 5.9: Schematischer Aufbau eines Zyklons

Ein weiterer Effekt des Zyklons ist die zeitliche Integration des Pulverstroms. Dadurch wird ein Pulsieren des Pulverstroms ausgeglichen, das bei allen Pulverförderern, die mit Trägergas arbeiten, mehr oder weniger stark auftritt.

5.3.3 Pulverdüse

Nach dem Verlassen des Zyklons rieselt das Pulver durch eine Pulverdüse (Bild 5.10). Diese übernimmt die endgültige Formung des Pulverstroms. Sie gewährleistet eine gute Homogenität des Pulverstroms, hält ihn über eine größere Strecke parallel und schützt das geschmolzene Pulver vor Oxidation. Die gute Homogenität wird durch eine lange Rieselstrecke ($> 150 \text{ mm}$) innerhalb der Düse erreicht. Dadurch werden auch die letzten schwachen Pulsationen, die vom Zyklon noch nicht eliminiert wurden, ausgeglichen.

Ein konzentrisch um den Pulverstrom gelegter Schutzgasmantel sorgt für die nötige Abschirmung des später heißen Pulvers von der Umgebungsluft. Gleichzeitig sorgt er durch seine eigene Divergenz dafür, daß die Pulverteilchen in der Mitte der Düse konzentriert bleiben. Dies ist in Bild 5.11 links schematisch dargestellt. Die Fotografie in der Mitte

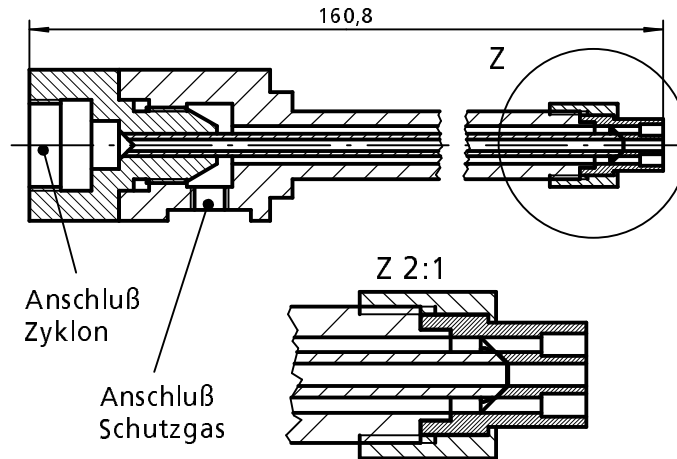


Bild 5.10: Aufbau einer Pulverdüse

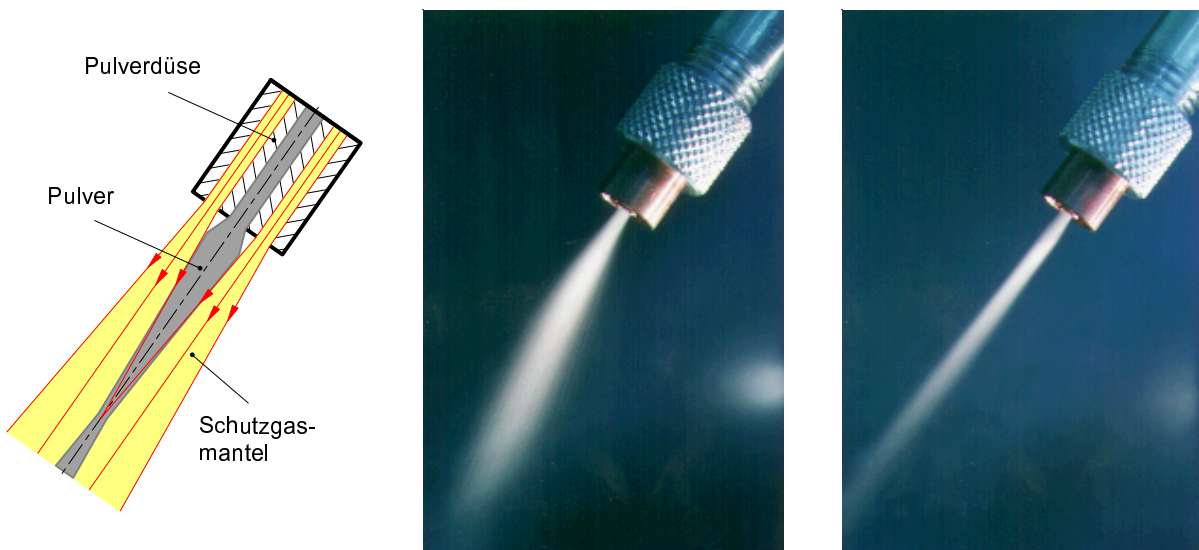


Bild 5.11: Einfluß des koaxialen Schutzgasmantels auf den Pulverstrom; links: Prinzip, Mitte: ohne Schutzgasmantel, rechts: mit Schutzgasmantel

zeigt eine Pulverdüse mit ausgeschaltetem Schutzgasmantel, während er in der rechten Fotografie eingeschaltet ist. Deutlich erkennt man, daß der Pulverstrom bei eingeschaltetem Schutzgasmantel über einen weiten Bereich parallel geführt wird. Dieser Bereich ist von der Geschwindigkeit der Pulverteilchen, dem Durchmesser des Pulverstroms, den Abmessungen des ringförmigen Schutzgasmantels und von der Strömungsgeschwindigkeit des Schutzgases abhängig. Bei den verwendeten Pulverdüsen und Schutzgasdurchsätzen beträgt diese Strecke ca. 30 mm.

Der Schutzgasmantel wirkt nicht nur einer Aufweitung des Pulverstroms entgegen, sondern er verringert auch den Einfluß der Gravitation auf das Pulver. Durch diesen Effekt kann man die Pulverdüse deutlich aus der senkrechten Position heraus schwenken, ohne daß der Pulverstrom nachhaltig gestört wird. Die Form des Pulverstroms ist unabhängig von der Art und der Menge des Pulvers.

Typische Gas- und Pulvergeschwindigkeiten

Zur Verfügung stehen Pulverdüsen mit einem Pulverkanaldurchmesser zwischen $d_D = 1 \text{ mm}$ und $d_D = 4 \text{ mm}$. Da es beim BeamTrap sinnvoll ist, den Durchmesser des Pulverstroms möglichst klein zu halten⁸, wurde eine Pulverdüse mit dem Pulverkanaldurchmesser $d_D = 1,5 \text{ mm}$ gewählt. Mit dieser Pulverdüse erreicht der Pulverstrom im Bereich der Wechselwirkungszone einen Durchmesser von $d_P \approx 2,8 \text{ mm}$.

Bei der 1,5 mm-Pulverdüse beträgt der Innendurchmesser des Schutzgasmantels $d_i = 2,5 \text{ mm}$ und der Außendurchmesser $d_a = 5,5 \text{ mm}$. Der Ringspalt hat somit eine Fläche von $F_{SG} = 18,8 \text{ mm}^2$. Bei einem typischen Gasdurchsatz von $\dot{V}_{SG} = 8,0 \text{ l/min}$ Argon führt dies zu einer Gasgeschwindigkeit von

$$v_{SG} = \frac{\dot{V}_{SG}}{F_{SG}} = 7,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (5.21)$$

Die Pulverteilchen selbst rieseln vom Zyklon zum Ende der Pulverdüse. Dabei werden sie durch die Erdanziehungskraft $g_0 = 9,81 \text{ m/s}^2$ beschleunigt. Unter der Annahme eines reibungsfreien Falls über die Länge bzw. Höhe $s = 170 \text{ mm}$ der Pulverdüse erreichen die Teilchen beim Eintritt in die Wechselwirkungszone somit eine Geschwindigkeit von

$$v_P = \sqrt{2g_0s} = 1,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (5.22)$$

Unter Vernachlässigung einer Impulsübertragung vom Gas auf das Pulver erhält man nach [78] mit Hilfe der Gleichungen $v = \sqrt{v_P^2 + 2g_0h_Z}$ und $t_Z = (v - v_P)/g_0$, die für eine gleichmäßig beschleunigte Bewegung mit der Anfangsgeschwindigkeit v_P gelten, die Aufenthaltsdauer t_Z in der Wechselwirkungszone:

$$t_Z = \frac{\sqrt{v_P^2 + 2g_0h_Z} - v_P}{g_0} = 11,3 \text{ ms}. \quad (5.23)$$

5.4 „Crossjet“ beim BeamTrap

Vereinzelte können heiße Pulverteilchen an dem integrierten Quarzglasrohr (optisches Element ⑥ in Bild 5.3) haften bleiben. Passiert dies in dem Bereich des Glasrohrs, der vom Laserstrahl durchdrungen wird, so wird das Pulverteilchen bis auf Verdampfungstemperatur erhitzt und dadurch das Quarzglasrohr beschädigt. Um das Glasrohr vor frühzeitigem Verschleiß durch verdampfende Pulverpartikel zu schützen, wird zwischen den Pulverstrom und das Quarzglasrohr eine weitere Gasströmung gelegt, die die

⁸ Die Wechselwirkungszone hat nur eine Breite von $d_A = 0,33 \text{ mm}$

Funktion des vom Laserschweißen her bekannten Crossjets übernimmt. Dort bewirkt ein schneller Gasstrom senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls, daß Schweißspritzer abgelenkt und dadurch die optischen Komponenten der Schweißoptik geschützt werden.

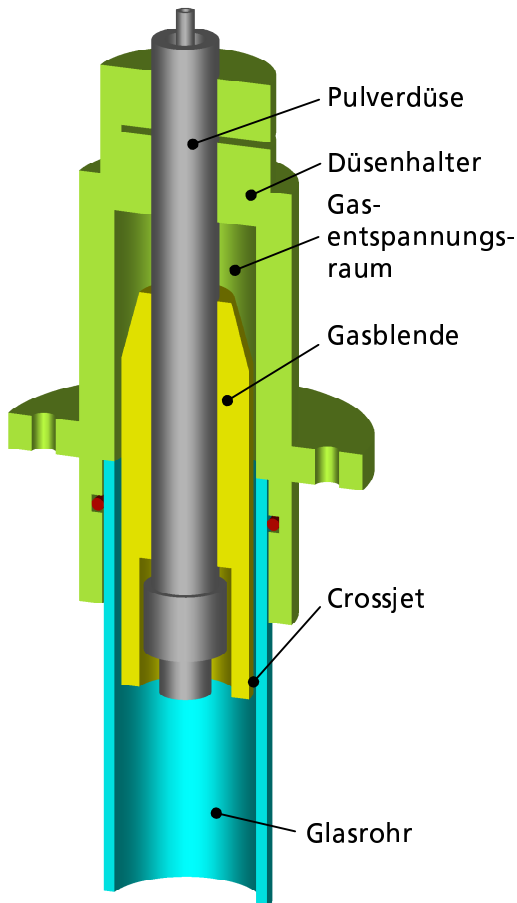


Bild 5.12: Aufbau des Crossjets erzeugen eine schraubenförmige Ringströmung, während man mit der dritten Variante (rechts) eine zylindrische Ringströmung erhält. Zusätzlich wurde noch die Größe des jeweiligen Spaltes variiert, um die Strömungsgeschwindigkeit des Gases bei gleichblei-

Beim BeamTrap muß diese Strömung so ausgebildet sein, daß sie einerseits den Pulverstrom nicht stört. Andererseits muß sie stark genug sein, Pulverpartikel abzulenken, die in Richtung Glasrohr fliegen. Es liegt dabei nahe, eine relativ starke Gasströmung möglichst entlang der Innenseite des Glasrohrs zu legen.

Der schematische Aufbau des Crossjets ist in Bild 5.12 dargestellt. Er ist im Halter für die Pulverdüse integriert. Das Gas für den Crossjet wird im Gasentspannungsraum zugeführt. Von hier aus strömt es über einen durch die Gasblende gebildeten Spalt in den Bereich der Wechselwirkungszone.

Drei grundlegende Varianten der Gasströmung wurden getestet. Sie unterscheiden sich in der Ausformung der Gasblende (siehe Bild 5.13). Die ersten beiden Varianten (links und Mitte)

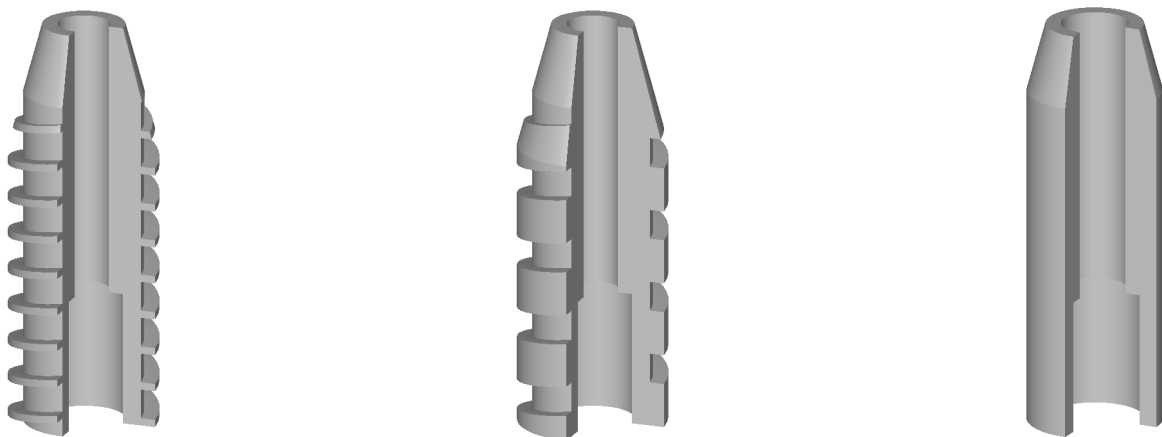


Bild 5.13: Varianten der Gasblende im Crossjet

bendem Gasdurchsatz zu beeinflussen.

5.4.1 Crossjet mit schraubenförmiger Gasströmung

Das Ziel, das mit einem schraubenförmigen Gasstrom verfolgt wird, ist den Pulverstrom in der Mitte möglichst wenig zu beeinflussen. Die Zentripetalkräfte halten das Gas des Crossjets an der Innenwand des Glasrohrs. Die Gasblenden zur Erzeugung einer schraubenförmigen Gasströmung besitzen dazu eine beziehungsweise zwei ineinanderlaufende, schraubenförmige Aussparungen mit einer Steigung von $s_{CJ} = 10 \text{ mm}$, einer Tiefe von $t_{CJ} = 2 \text{ mm}$ und einer Höhe von $h_{CJ} = 4 \text{ mm}$. Die Querschnittsfläche senkrecht zum Gasstrom beträgt somit $F_{CJ} = 8 \text{ mm}^2$ bei der einfachen Schraubenform und $F_{CJ} = 16 \text{ mm}^2$ bei der Doppelschraube.

Crossjet mit einfacher schraubenförmiger Gasströmung

Bild 5.14 zeigt die Auswirkung des Crossjets mit einfacher schraubenförmiger Gasströmung auf den Pulverstrom. Hier und bei den folgenden Bildern ist um den Pulverstrom herum der bereits erwähnte Schutzgasmantel gelegt.⁹

Die linke Fotografie zeigt den Pulverstrom bei ausgeschaltetem Gasstrom des Crossjets im Bereich der Wechselwirkungszone. Das obere Ende der Wechselwirkungszone liegt 2 mm unterhalb der Pulverdüse. Die Wechselwirkungszone selbst ist $h_A = 20 \text{ mm}$ lang (vgl. Bild 5.6 und Kapitel 5.2.3). Das untere Ende der Wechselwirkungszone befindet sich daher 10 mm oberhalb des unteren Randes des Glasrohrs. Bei der Fotografie

⁹ vgl. Kapitel 5.3.3: $\dot{V}_{SG} = 8 \text{ l/min}$ Argon entsprechend einer Geschwindigkeit von $v_{SG} = 7,1 \text{ m/s}$.

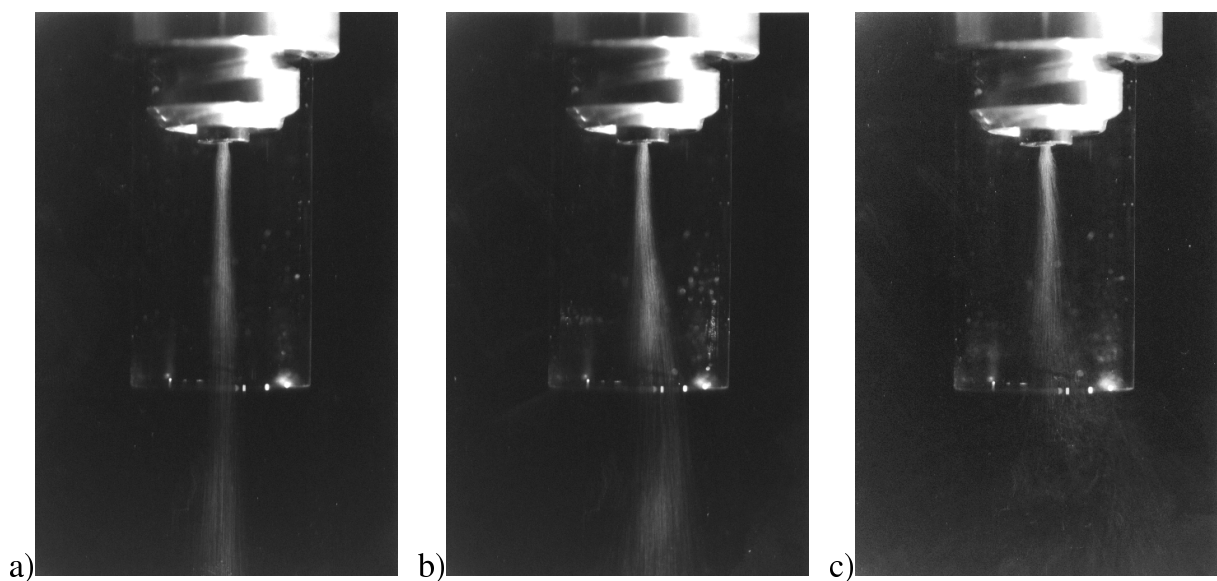


Bild 5.14: Pulverstrom beim Crossjet mit einfacher schraubenförmiger Gasströmung; Gasgeschwindigkeit a) $v_{CJ} = 0 \text{ m/s}$, b) $v_{CJ} = 62,5 \text{ m/s}$, c) $v_{CJ} = 125 \text{ m/s}$.

in der Mitte beträgt der Gasdurchsatz $\dot{V}_{CJ} = 30 \text{ l/min}$, entsprechend einer Strömungsgeschwindigkeit von $v_{CJ} = 62,5 \text{ m/s}$, und bei der rechten betragen die Werte $\dot{V}_{CJ} = 60 \text{ l/min}$ bzw. $v_{CJ} = 125 \text{ m/s}$. Man kann erkennen, daß bei einer zu hohen Gasgeschwindigkeit die Pulverpartikel am Ausgang der Glasröhre auseinander getrieben werden. Hier strebt das Gas des Crossjets, getrieben von der Zentripetalkraft, nach außen und hinterläßt im Zentrum einen Unterdruck, der den Pulverstrom auseinanderreißt.

Auf den Fotografien leider nicht gut zu erkennen ist die Tatsache, daß auch einzelne Partikel, vor denen das Glasrohr eigentlich geschützt werden soll, schon innerhalb des Glasrohrs vom Gasstrom des Crossjets erfaßt werden. Sie werden dann vom Gasstrom in Richtung Rohrwand beschleunigt und treffen auf das Glasrohr. Ein Indiz dafür ist, daß der Pulverstrom etwas aus der Mitte abgelenkt wird. Dieser Effekt ist um so stärker, je höher die Geschwindigkeit des Gasstroms ist.

Crossjet mit doppelter schraubenförmiger Gasströmung

Um die Geschwindigkeit zu reduzieren, wurde daraufhin die Gasblende mit der Doppelschraube eingesetzt. Im Vergleich zur ersten Variante ist die Strömungsgeschwindigkeit des Gases bei gleichem Durchsatz nur halb so groß. Gleichzeitig ergibt sich eine bessere Verteilung des Gasstroms. Allerdings wurden auch hier Beschädigungen des Glasrohrs durch Pulverpartikel festgestellt, wenn auch geringere als ohne Crossjet oder mit dem Crossjet mit einfacher schraubenförmiger Gasführung.

5.4.2 Crossjet mit ringförmiger Gasströmung

Die besten Ergebnisse hinsichtlich der Schutzwirkung des Crossjets und einer möglichst geringen Beeinflussung des Pulverstroms erhält man mit einem Crossjet mit ringförmiger Strömung ohne tangentielle Komponente. Der Ringspalt hat einen Innendurchmesser von $d_i = 18 \text{ mm}$ und einen Außendurchmesser von $d_a = 20 \text{ mm}$. Somit ergibt sich eine Querschnittsfläche von $F_{CJ} = 59,7 \text{ mm}^2$.

Die Auswirkung auf den Pulverstrom zeigt Bild 5.15. In der linken Fotografie ist der Crossjet abgeschaltet. In der Mitte hat er einen Gasdurchsatz von $\dot{V}_{CJ} = 30 \text{ l/min}$. Dies führt zu einer Strömungsgeschwindigkeit von $v_{CJ} = 8,4 \text{ m/s}$. Bedingt durch die größere Querschnittsfläche senkrecht zur Gasströmung liegt dieser Wert bei gleichem Gasdurchsatz erheblich unter dem für die Varianten mit schraubenförmiger Strömung, was insgesamt zu einer wesentlich ruhigeren Strömung und damit zu einer geringen Beeinflussung des Pulverstroms führt.

Der Pulverstrom wird leicht aus der Mitte abgelenkt. Die Ablenkung bleibt aber konstant und ist gering genug, den Wechselwirkungsprozess nicht zu stören. Sie ist konstruktiv

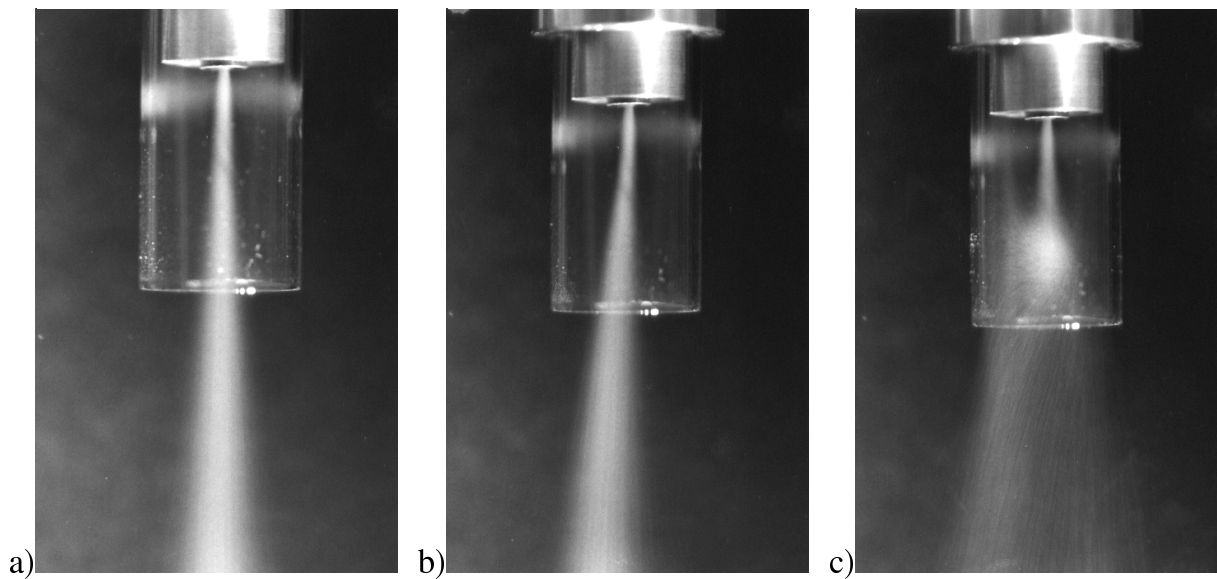


Bild 5.15: Pulverstrom beim Crossjet mit ringförmiger Gasströmung; Gasgeschwindigkeit a) $v_{CJ} = 0 \text{ m/s}$, b) $v_{CJ} = 8,4 \text{ m/s}$, c) $v_{CJ} = 27,9 \text{ m/s}$.

bedingt, da der Gasentspannungsraum (vgl. Bild 5.12) im Crossjet verhältnismäßig klein ist. Das einströmende Gas kann damit nicht ganz entspannt werden. Dadurch ergibt sich auf einer Seite der Gasblende ein etwas höherer Gasdurchsatz, der sich in einer höheren Gasgeschwindigkeit und damit einem etwas geringeren Druck auf dieser Seite äußert. Dies wiederum führt zur Ablenkung des Pulverstroms.

Die Fotografie rechts zeigt die Auswirkung eines zu hoch eingestellten Gasstroms. Hier beträgt der Gasdurchsatz $\dot{V}_{CJ} = 100 \text{ l/min}$, entsprechend einer Strömungsgeschwindigkeit von $v_{CJ} = 27,9 \text{ m/s}$. Die Expansion des Gases nach dem Spalt des Crossjets ist so stark, daß der Gasstrom noch innerhalb des Glasrohrs den Pulverstrom erreicht und stört.

Die in den vorigen Abschnitten erwähnten Gasdurchsätze und Geschwindigkeiten sind dem Gasdurchsatz des Schutzgasmantels anzupassen. So kann man den Gasdurchsatz beim Crossjet deutlich erhöhen, wenn man gleichzeitig den Gasdurchsatz des Schutzgasmantels erhöht. Die besten Ergebnisse erhält man, wenn die Geschwindigkeiten der beiden Gasströme etwa gleich hoch sind.

Die Wirkung des Crossjets ist nicht nur von der Geschwindigkeit der Gasströmung, sondern auch vom Gasdurchsatz abhängig. So hat sich bei weiteren Versuchen gezeigt, daß eine Reduzierung des Gasdurchsatzes unter Beibehaltung der Gasgeschwindigkeit¹⁰ zu einer Erhöhung der Wahrscheinlichkeit führt, daß ein Pulverpartikel die Innenseite des Glasrohrs erreicht.

¹⁰ Dies wird durch eine Reduzierung des offenen Spalts des Crossjets erreicht, wodurch sich eine Verringerung des durchströmten Querschnitts ergibt.

6 Wechselwirkung zwischen Laserstrahl und Pulver

In diesem Kapitel wird die Wechselwirkung von Laserstrahlung und Pulverteilchen untersucht. Insbesondere wird auf den Einfluß der Fresnel-Absorption eingegangen.

Kreuzt ein Laserstrahl einen Pulverstrom, so überlagern sich mehrere Effekte: ein Anteil der Laserstrahlung passiert die Pulverteilchen in so großem Abstand, daß er diese nicht bemerkt und ungehindert durch den Pulverstrom transmittiert. Ein weiterer Anteil kommt auf seinem Weg Pulverteilchen so nahe, daß er gestreut wird. Der letzte Anteil der Laserstrahlung trifft auf Pulverteilchen und wird an diesen absorbiert und reflektiert. Zur Berechnung der absorbierten Laserstrahlung ist es notwendig zu wissen, wie groß dieser letzte Anteil ist. Dazu folgt zuerst eine Abschätzung der Extinktion¹ der Laserstrahlung an den Teilchen. Mit diesem Ergebnis wird die Transmission der Strahlung berechnet, um damit wiederum Rückschlüsse auf die Absorption zu ziehen.

6.1 Streuung und Extinktion

Die Streuung von elektromagnetischen Wellen an sphärischen Partikeln wird durch die Mie-Theorie beschrieben [79]. Das Streu-, Transmissions- und Absorptionsfeld wird als Entwicklung von Kugelwellen dargestellt, wobei die Entwicklungskoeffizienten durch Randbedingungen bestimmt werden. Der Größenparameter

$$\xi = \frac{\pi d_K}{\lambda} \quad (6.1)$$

gibt dabei das Verhältnis einer charakteristischen Länge des Streuzentrums (Partikeldurchmesser d_K) und der Wellenlänge λ der Laserstrahlung an. Er bestimmt die Art der Streuung, die sich in drei Bereiche teilen läßt [79–81]:

Rayleighstreuung für $\xi < 0,2$

Mie-Streuung für $0,2 < \xi < 300$

Geometrische Optik für $\xi > 300$.

Bei der folgenden Betrachtung wird ein Nd:YAG-Laser betrachtet. Da bei diesem Laser die Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ beträgt, tritt Rayleighstreuung für $d_K < 70 \text{ nm}$ auf. Streuung nach geometrischer Optik ist ab einer Größe von $d_K > 100 \text{ }\mu\text{m}$ gegeben. Bei den hier vorliegenden Korngrößen $d_K > 45 \text{ }\mu\text{m}$ (siehe Tabelle 7.3 auf Seite 89) liegt man teilweise noch im Bereich der Mie-Streuung und teilweise bereits im Bereich der geometrischen Optik.

¹ Extinktion ist die Summe aus Streuung, Reflexion und Absorption der Laserstrahlung

Nach [82] nähert sich der Effekt durch Mie-Streuung ab einem Größenparameter von $\xi > 20$ mit ausreichender Genauigkeit dem durch geometrische Optik erzeugten Effekt an. Man kann also für eine Abschätzung der Streuung ab einer Korngröße von $d_K > 7 \mu\text{m}$ nach der geometrischen Optik rechnen. Daher beschränken sich die folgenden Betrachtungen auf diese Berechnungsmethode.

Die Streuung nach der geometrischen Optik läßt sich jedoch nicht einfach durch das übliche Lichtstrahlenmodell erklären. An den Kanten eines Teilchens treten nämlich nach wie vor Effekte auf, die nur mit der Wellennatur des Lichts erklärt werden können. Betrachtet man also selbst Lichtstrahlen, die nur kleinste Winkeländerungen durch Streueffekte erfahren, als Verlust, dann entspricht die durch Streuung verlorene Laserstrahlung der Abschattung, die ein Teilchen mit doppelter Querschnittsfläche verursachen würde. Dieser Effekt wird als Extinktionsparadoxon der geometrischen Optik bezeichnet [79]. Die Voraussetzung, daß selbst die aller kleinste Winkeländerung zum vollständigen Verlust der Energie eines Teilstrahls führt, ist jedoch nur gegeben, wenn ein Detektor im Verhältnis zum streuenden Partikel relativ klein und sehr weit von ihm entfernt ist. Dies trifft beim BeamTrap, bei dem die beiden Zylinderspiegel (bzw. der Strahldurchmesser auf diesen) den Detektor darstellen, jedoch nur begrenzt zu, so daß die durch Streuung, Absorption und Reflexion verursachte Abschattung der Laserstrahlung zwar zwischen der einfachen und doppelten, jedoch näher an der einfachen Querschnittsfläche der Teilchen liegt.

6.2 Transmission

Der Anteil der Laserstrahlung, der nicht der Extinktion unterliegt, trägt zur Transmission bei. Dies ist also der Anteil der Laserstrahlung, der weder gestreut noch absorbiert bzw. reflektiert wird. Da eine Transmission durch metallische Festkörper praktisch nicht stattfindet, kann der Anteil der Laserstrahlung, der Pulverteilchen trifft, nicht mehr zur Transmission beitragen. Gleichzeitig bewirken die Pulverteilchen einen gewissen Streueffekt (siehe oben) und vermindern dadurch die Transmission des Laserstrahls weiter.

Zur Berechnung dieser Effekte ist es notwendig, den Volumenanteil ν_P der Partikel im Pulverstrom zu kennen. Er läßt sich aus dem Pulvermassenstrom $\dot{m}_P$, der Pulverdichte ρ_P , der Partikelgeschwindigkeit v_P und der Querschnittsfläche F_P des Pulverstroms bestimmen:

$$\nu_P = \frac{\dot{m}_P}{\rho_P v_P F_P} . \quad (6.2)$$

Bei den Standardparametern der vorgenommenen Messungen (siehe Tabelle 7.5 auf Sei-

te 92) ergibt sich der Volumenanteil

$$\nu_{\text{PEX23}} = \frac{40,5 \text{ g/min}}{8,9 \text{ g/cm}^3 \cdot 1,8 \text{ m/s} \cdot \pi/4 \cdot 2,8^2 \text{ mm}^2} = 0,7 \% . \quad (6.3)$$

Dieser Volumenanteil ist gering genug, um davon auszugehen, daß die Teilchen sich nicht gegenseitig verdecken [29, 83]. Die Abschwächung des Laserstrahls durch Streuung und Absorption/Reflexion an den Pulverpartikeln bei einem Durchgang durch den Pulverstrom kann somit durch die projizierte Fläche der Pulverteilchen berechnet werden. Als Transmissionsgrad durch den Pulverstrom erhält man

$$\begin{aligned} T_{PL} = 1 - \frac{P}{P_L} &\geq 1 - \frac{2F_{\text{Partikel}}}{F_{PL}} \\ &\leq 1 - \frac{F_{\text{Partikel}}}{F_{PL}} . \end{aligned} \quad (6.4)$$

Hierbei ist P die Summe aus absorbierte, reflektierte und gestreute Leistung, P_L die Eingangsleistung und F_{Partikel} die projizierte Fläche der Pulverpartikel, F_{PL} ist die vom Laserstrahl erfaßte Fläche des Pulverstroms. Diese Beziehung berücksichtigt die Tatsache, daß bei den vorliegenden Verhältnissen der wahre Effekt der Streuung, wie im vorigen Abschnitt erläutert, zwischen einer reinen Abschattung und dem Effekt des Ex-tinktionsparadoxons liegt.

Als projizierte Fläche bei sphärischen Pulvern erhält man

$$F_{\text{Partikel}} = \frac{3\nu_P V_{PL}}{2d_K} , \quad (6.5)$$

wobei V_{PL} das vom Laserstrahl erfaßte Volumen des Pulverstroms darstellt. Bei den Verhältnissen im BeamTrap gilt in erster Näherung:

$$F_{PL} = F_f \quad (6.6)$$

$$V_{PL} = F_f d_P . \quad (6.7)$$

Darin ist F_f die Fokusfläche und d_P der Durchmesser des Pulverstroms. Damit erhält man für den Transmissionsgrad

$$1 - \frac{3\nu_P d_P}{d_K} \leq T_{PL} \leq 1 - \frac{3\nu_P d_P}{2d_K} \quad (6.8)$$

beziehungsweise

$$1 - \frac{12\dot{m}_P}{\pi d_K d_P \rho_P v_P} \leq T_{PL} \leq 1 - \frac{6\dot{m}_P}{\pi d_K d_P \rho_P v_P} . \quad (6.9)$$

Nach dieser Gleichung verringert sich der Transmissionsgrad mit zunehmendem Pulvermassenstrom und sinkender Korngröße. Setzt man wiederum die Standardparameter aus Tabelle 7.5 ein, so erhält man für einen Durchgang des Laserstrahls durch den Pulverstrom den Transmissionsgrad

$$1 - \frac{12}{\pi} \frac{40,5 \text{ g/min}}{80 \text{ } \mu\text{m} \cdot 2,8 \text{ mm} \cdot 8,9 \text{ g/cm}^3 \cdot 1,8 \text{ m/s}} \leq T_{PL} \leq 1 - \frac{6}{\pi} \frac{40,5 \text{ g/min}}{80 \text{ } \mu\text{m} \cdot 2,8 \text{ mm} \cdot 8,9 \text{ g/cm}^3 \cdot 1,8 \text{ m/s}}$$

$$28 \% \leq T_{PL} \leq 64 \% .$$
(6.10)

Beim BeamTrap läuft der Laserstrahl insgesamt $2n_R = 22$ mal durch den Pulverstrom. Den gesamten Transmissionsgrad $T_{PL, \text{ges}}$ erhält man, indem die Transmissionsgrade für jeden Durchgang miteinander multipliziert werden. Dadurch ergibt sich am Ende des gesamten Durchlaufs theoretisch ein Transmissionsgrad zwischen $T_{PL, \text{ges}} = T_{PL}^{22} = 8 \cdot 10^{-11} \%$ und $6 \cdot 10^{-3} \%$. Es würden also $1 - T_{PL, \text{ges}} \geq 99,99 \%$ der Laserstrahlung gestreut bzw. absorbiert. Dies trifft so natürlich nicht zu, da jedes Pulverteilchen sozusagen ein „Loch“ im Laserstrahl erzeugt. Mit jedem weiteren Durchlauf sind dadurch mehr „Löcher“ im Laserstrahl vorhanden, und die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pulverteilchen vom Laserstrahl getroffen wird, sinkt. Die Voraussetzung, daß die Partikel sich gegenseitig nicht verdecken, ist hier offensichtlich nicht mehr erfüllt.

Mit jedem Durchgang ($j + 1$) des Laserstrahls durch den Pulverstrom muß deshalb die projizierte Fläche der Partikel reduziert werden. Dazu wird in Gleichung (6.7) die Querschnittsfläche $F_{f,j}$ des Laserstrahls um die projizierte Fläche $F_{\text{Partikel},j}$ verringert ($F_{f,j+1} = F_{f,j} - F_{\text{Partikel},j}$):

$$V_{PL,(j+1)} = (F_{f,j} - F_{\text{Partikel},j}) d_P .$$
(6.11)

Bei dieser Gleichung wurde die Streuung, die die Partikel hervorrufen, nicht berücksichtigt, da gestreute Strahlung mit einiger Wahrscheinlichkeit entweder ein weiteres Pulverteilchen oder die Zylinderspiegel trifft.

Damit ergibt sich für die ($j + 1$)-te projizierte Fläche aus Gleichung (6.5)

$$F_{\text{Partikel},(j+1)} = \frac{3\nu_P d_P (F_{f,j} - F_{\text{Partikel},j})}{2d_K}$$
(6.12)

und für den ($j + 1$)-ten Transmissionsgrad

$$1 - \frac{3\nu_P d_P}{d_K} \cdot \frac{F_{f,j} - F_{\text{Partikel},j}}{F_f} \leq T_{PL,(j+1)} \leq 1 - \frac{3\nu_P d_P}{2d_K} \cdot \frac{F_{f,j} - F_{\text{Partikel},j}}{F_f}$$
(6.13)

beziehungsweise

$$1 - \frac{12\dot{m}_P}{\pi d_K d_P \rho_P v_P} \cdot \frac{F_{f,j} - F_{\text{Partikel},j}}{F_f} \leq T_{PL,(j+1)} \leq 1 - \frac{6\dot{m}_P}{\pi d_K d_P \rho_P v_P} \cdot \frac{F_{f,j} - F_{\text{Partikel},j}}{F_f}. \quad (6.14)$$

Der Transmissionsgrad durch den gesamten Pulverstrom ist schließlich

$$T_{PL,\text{ges}} = \prod_{j=1}^{2n} T_{PL,j}. \quad (6.15)$$

Setzt man nun die Standardparameter (Tabelle 7.5) ein, so erhält man

$$6,1 \% \leq T_{PL,\text{ges}} \leq 32,1 \%. \quad (6.16)$$

Bei den Standardparametern transmittiert also rund ein Zehntel bis ein Drittel der Laserstrahlung durch den Pulverstrom. Dieser Anteil kann nicht mehr zur Absorption beitragen.

6.3 Absorption

Sind in einem vom elektrischen Wechselfeld der Laserstrahlung erfaßten Ausbreitungsmedium Ladungsträger vorhanden, so erfahren diese eine zur Feldstärke proportionale Kraft. Diese Kraft beschleunigt überwiegend die Elektronen, da die Ionen aufgrund ihrer Masse zu träge sind, um den hohen Frequenzen der Laserstrahlung folgen zu können. Die beschleunigten Elektronen geben ihre Bewegungsenergie durch Stöße mit Atomen und Ionen an diese ab, wodurch die Energie der elektromagnetischen Welle letztendlich in Wärmeenergie umgewandelt wird. Die optischen Eigenschaften werden daher u. a. durch die Anzahl der Elektronen und deren Beweglichkeit, d. h. deren Bindung an die Atomrümpfe bestimmt [84]. Sie hängen damit von der elektrischen Leitfähigkeit des Ausbreitungsmediums ab. Für die Wellenlängen der gebräuchlichen Laser und die damit bearbeiteten Materialien gilt im allgemeinen: Je höher die elektrische Leitfähigkeit desto niedriger ist der Absorptionsgrad.

Elektronen liegen in Metallen auf zwei Arten vor: als „freie“ Elektronen im Leitungsband und als gebundene Elektronen im Valenzband. Die Bindungsart der Elektronen bestimmt ihre Beweglichkeit. Die freien Elektronen verhalten sich wie ein Plasma, dessen Absorptionsverhalten in [85] untersucht wird. Bei den gebundenen Elektronen müssen quantenmechanische Einschränkungen berücksichtigt werden [86].

Ob die Laserstrahlung stärker mit den gebundenen oder den freien Elektronen der Metalle wechselwirkt, hängt u. a. von der Wellenlänge der Laserstrahlung und der Legie-

rungszusammensetzung der Metalle ab. So liegt die Wellenlänge, die nötig ist, um die gebundenen Elektronen zu beeinflussen, für Edelmetalle im Bereich des sichtbaren Lichtes, während für Übergangsmetalle teilweise schon Wellenlängen im nahen Infrarot genügen [86]. Neben der Wellenlänge der Laserstrahlung hat auch die Temperatur der Metalle einen Einfluß auf die Absorption.

Die Absorption im Werkstoff führt zu einer exponentiellen Schwächung der Strahlleistungsdichte E entlang des Weges z , die mit dem Absorptionskoeffizienten α durch

$$E = E_0 e^{-\alpha z} \quad (6.17)$$

beschrieben wird. Der Absorptionskoeffizient ist über den Absorptionsindex

$$k = \frac{\lambda \alpha}{4\pi} \quad (6.18)$$

mit dem komplexen Brechungsindex

$$\tilde{n} = n + ik \quad (6.19)$$

verknüpft.

Absorptionsgrad einer ebenen Fläche

Für senkrechten Strahleinfall berechnet sich unter der Voraussetzung, daß keine Transmission durch den Werkstoff auftritt², der Absorptionsgrad zu

$$A = 1 - \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (6.20)$$

Laserstrahlung, die nicht senkrecht auf eine Fläche fällt (Einfallswinkel $\phi \neq 0$, vgl. Bild 6.2), wird abhängig von ihrer Polarisationsrichtung unterschiedlich stark absorbiert [87–93]. Bei senkrecht zur Einfallsebene polarisierter Strahlung³ sinkt der Absorptionsgrad mit steigendem Einfallswinkel, während er bei parallel zur Einfallsebene polarisierter Strahlung zunächst stark ansteigt, um nach dem Überschreiten des sogenannten Brewsterwinkels wieder abzufallen (Bild 6.1). Dieser Effekt wird unter anderem z. B. beim Härten mit Laserstrahlen ausgenutzt [94]. Außerdem spielt er beim Lasertiefschweißen eine bedeutende Rolle [95].

Der Absorptionsgrad polarisierter Laserstrahlung wird durch die Fresnel-Gleichungen beschrieben. Unter der Vereinfachung $\tilde{n}^2 \gg 1$, was generell für alle Metalle und nicht zu kleine Wellenlängen ($\lambda \geq 0,5 \mu\text{m}$) gilt [96], lautet die Gleichung für parallel polarisierte

² Dies trifft für alle Metalle und Festkörper ab der Dicke $d \gg 1/\alpha$ zu.

³ d. h. der E-Feldvektor steht senkrecht zur Einfallsebene

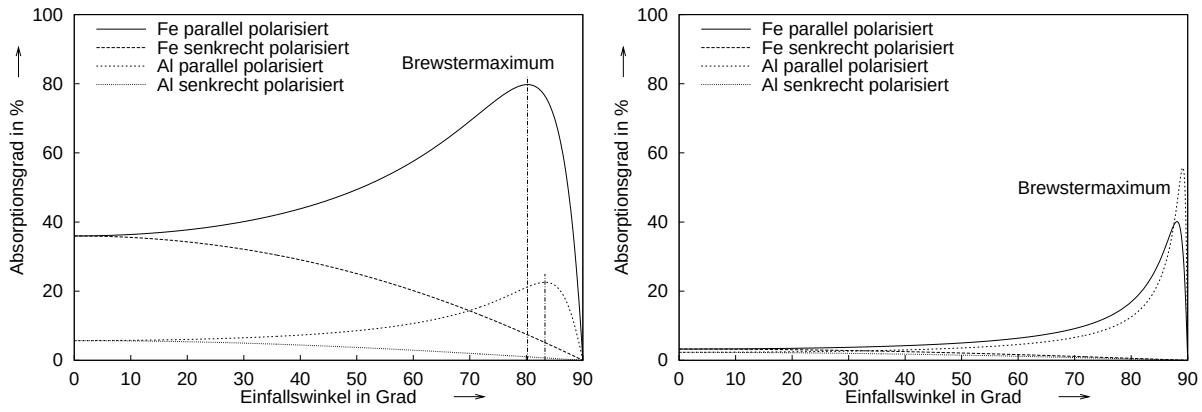


Bild 6.1: Winkel- und Polarisationsabhängigkeit des Absorptionsgrads von Metallen; Temperatur: $T = 25^\circ\text{C}$; Wellenlänge: links $\lambda = 1,064\ \mu\text{m}$ (Nd:YAG), rechts $\lambda = 10,6\ \mu\text{m}$ (CO_2). Berechnet mit Gleichung (6.21) und den Tabellen 6.1 und 6.2.

Strahlung [86]

$$A_{\parallel}(\phi) = \frac{4n \cos \phi}{1 + 2n \cos \phi + (n^2 + k^2) \cos^2 \phi}, \quad (6.21a)$$

und für senkrecht polarisierte Strahlung

$$A_{\perp}(\phi) = \frac{4n \cos \phi}{n^2 + k^2 + 2n \cos \phi + \cos^2 \phi}. \quad (6.21b)$$

Durchschnittlicher Absorptionsgrad einer Kugel

Um den durchschnittlichen Absorptionsgrad einer kleinen Kugel zu berechnen, muß der winkel- und polarisationsabhängige Absorptionsgrad berücksichtigt werden. „Klein“ heißt in diesem Zusammenhang, daß die Laserstrahlung im Bereich der Kugel ausreichend parallel ist, ein Teilstrahl in der Mitte der Kugel also die gleiche Ausbreitungsrichtung hat, wie ein Teilstrahl am Rand der Kugel. Oder mathematisch ausgedrückt gilt für eine kleine Kugel mit dem Radius R_K : $R_K \ll \omega_0$.

Eine kleine Kugel kann mit ihrem Radius R_K und dem sphärischen Koordinatensystem mit den Variablen ψ und ϕ (siehe Bild 6.2) vollständig beschrieben werden. Dabei repräsentiert ψ gleichzeitig die Polarisationsrichtung des Laserstrahls.⁴ Unter der Voraussetzung einer kleinen Kugel ist ϕ gleich dem Einfallswinkel des Laserstrahls.⁵

In diesem Koordinatensystem ist für einen beliebigen Punkt an der Oberfläche der Ab-

⁴ Für einen Punkt auf der Kugel mit senkrechter Polarisation gilt $\psi = 0\pi$ bzw. $\psi = 0^\circ$ und für einen Punkt mit paralleler Polarisation $\psi = \pi/2$ bzw. $\psi = 90^\circ$.

⁵ Betrachtet man die Kugel aus der Sicht des Laserstrahls, dann gilt für den Punkt in der Mitte der Kugel $\phi = 0\pi$ bzw. $\phi = 0^\circ$ und für einen Punkt am Rand der Kugel $\phi = \pi/2$ bzw. $\phi = 90^\circ$.

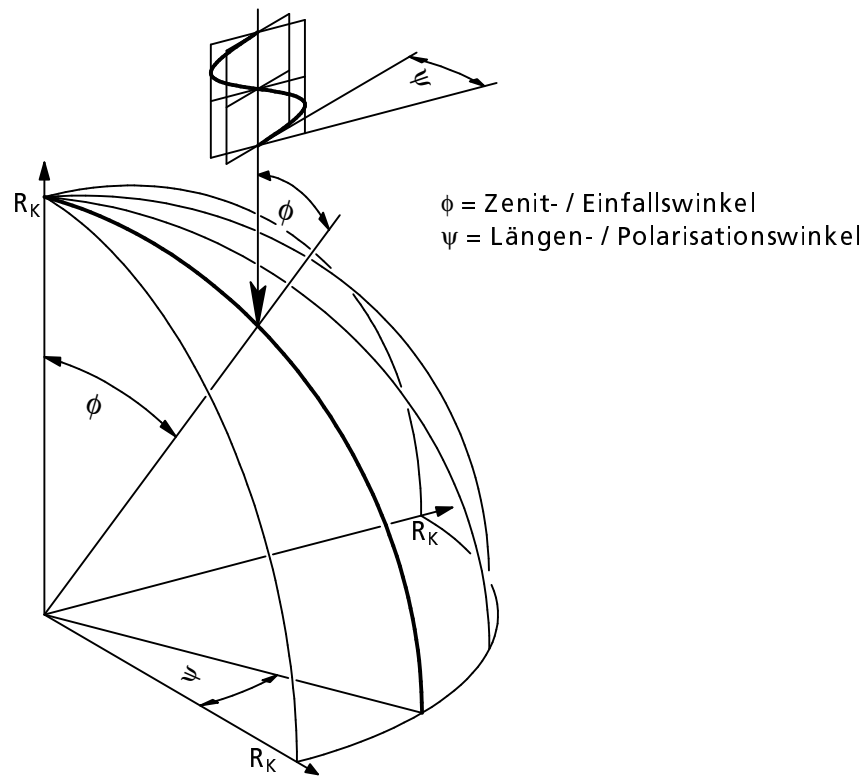


Bild 6.2: Sphärisches Koordinatensystem zur Absorptionsberechnung

sorptionsgrad gegeben durch

$$A(\psi, \phi) = \sin^2 \psi A_{\parallel}(\phi) + \cos^2 \psi A_{\perp}(\phi). \quad (6.22)$$

In Bild 6.3 ist der dadurch berechnete lokale Absorptionsgrad über der projizierten Oberfläche einer Kugel für verschiedene Materialien und Wellenlängen dargestellt.

Die „aufgenommene“ Leistungsdichte E ist wegen der Krümmung einer Kugel nicht über die gesamte Oberfläche sondern nur über die projizierte Oberfläche dieser Kugel konstant. Deshalb muß der lokale Absorptionsgrad $A(\psi, \phi)$ mit dem projizierten Flächenanteil

$$F(\phi) = R_K^2 \sin \phi \cos \phi \quad (6.23)$$

gewichtet werden. Der projizierte Flächenanteil $F(\phi)$ ist aufgrund der Kugelsymmetrie unabhängig von ψ .

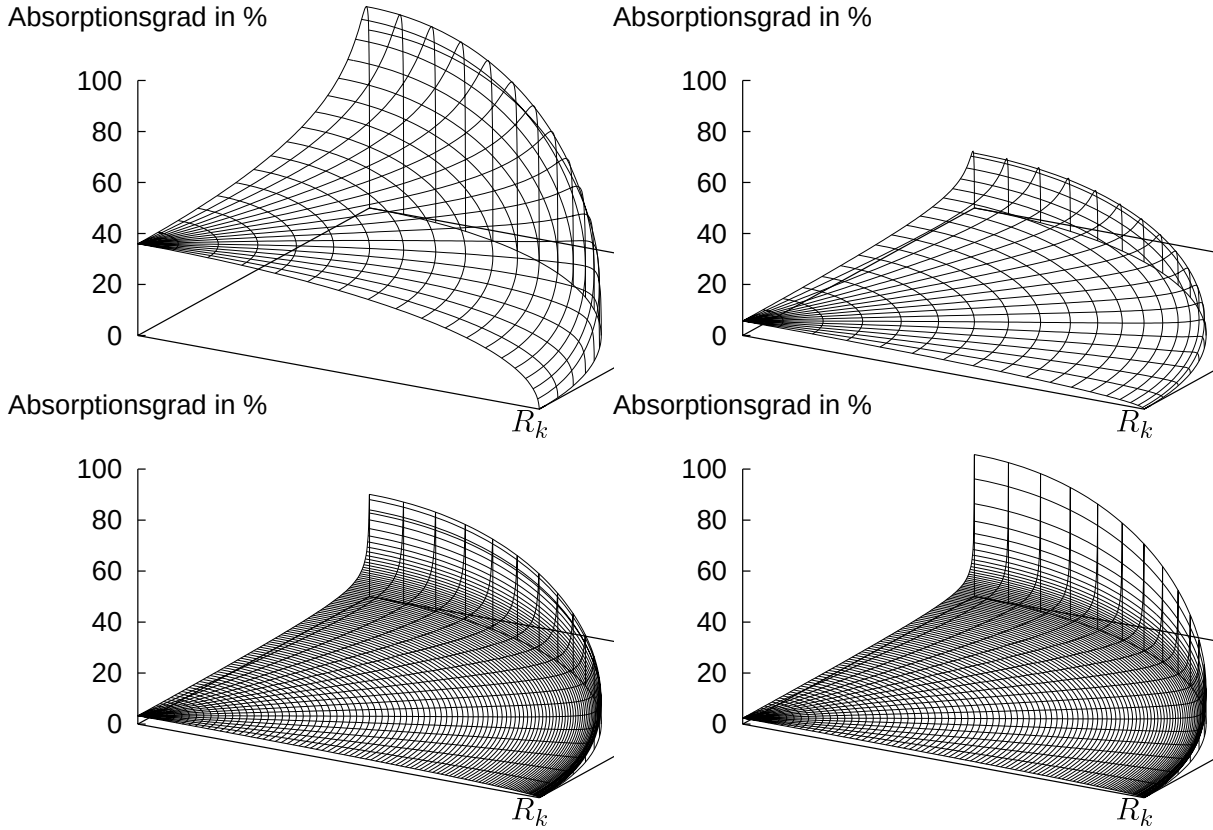


Bild 6.3: Absorptionsgrad über der projizierten Oberfläche einer Kugel (Darstellung: Viertelkreis); Temperatur: 25 °C; Wellenlänge: oben $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ (Nd:YAG), unten $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ (CO₂); Material: links Fe, rechts Al. Die Berechnung der Werte erfolgte mit Gleichung (6.22) und den Tabellen 6.1 und 6.2.

Für den durchschnittlichen Absorptionsgrad einer Kugel ergibt sich somit

$$A_k = \frac{4}{\pi R_K^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} A(\psi, \phi) F(\phi) \delta\psi \delta\phi, \quad (6.24)$$

wobei der Faktor 4 daher rührt, daß ψ nur über einen Viertelkreis integriert wird. Da ψ und ϕ voneinander unabhängig sind, läßt sich dieser Ausdruck getrennt integrieren. Nach Ausführung der Integration über ψ erhält man

$$A_k = \frac{2}{\pi R_K^2} \int_0^{\pi/2} \left[(\psi - \sin \psi \cos \psi) A_{\parallel}(\phi) + (\psi + \sin \psi \cos \psi) A_{\perp}(\phi) \right]_0^{\pi/2} F(\phi) \delta\phi \quad (6.25)$$

und nach Einsetzen der Grenzen

$$A_k = \frac{1}{R_K^2} \int_0^{\pi/2} (A_{\parallel}(\phi) + A_{\perp}(\phi)) F(\phi) \delta\phi. \quad (6.26)$$

Setzt man nun die Funktionen für $A_{\parallel}(\phi)$, $A_{\perp}(\phi)$ und $F(\phi)$ ein, so ergibt sich:

$$A_k = \int_0^{\pi/2} \left(\frac{1}{(n^2 + k^2) \cos^2 \phi + 2n \cos \phi + 1} + \frac{1}{n^2 + k^2 + 2n \cos \phi + \cos^2 \phi} \right) 4n \sin \phi \cos^2 \phi \, d\phi. \quad (6.27)$$

Erwartungsgemäß⁶ konnte im letzten Schritt der Radius R_K eliminiert werden. Mit Hilfe von [52, 78, 97] erhält man schließlich

$$A_k = 4n \left[(k^2 - n^2) \left(\frac{\arctan \frac{n + \cos \phi}{k}}{k} + \frac{\arctan \frac{n + (k^2 + n^2) \cos \phi}{k}}{k (k^2 + n^2)^2} \right) + \frac{1 + k^2 + n^2}{k^2 + n^2} \cos \phi + \log(k^2 + n^2 + 2n \cos \phi + \cos^2 \phi) + \frac{1}{(k^2 + n^2)^2} \log(1 + 2n \cos \phi + (k^2 + n^2) \cos^2 \phi) \right]_0^{\pi/2} \quad (6.28)$$

und nach dem Einsetzen der Grenzen

$$A_k = 4n \left(\frac{1 + k^2 + n^2}{k^2 + n^2} + \log(k^2 + n^2) - \frac{1 + (k^2 + n^2)^2}{(k^2 + n^2)^2} \log(1 + k^2 + 2n + n^2) + (k^2 - n^2) \left(\frac{\arctan \frac{n}{k} + \arctan \frac{1+n}{k}}{k} + \frac{\arctan \frac{n}{k} - \arctan \frac{k^2 + n + n^2}{k}}{k (k^2 + n^2)^2} \right) \right). \quad (6.29)$$

Die Tabellen 6.1 und 6.2 führen den Absorptionsgrad bei senkrechtem Strahleinfall und den durchschnittlichen Absorptionsgrad an einer Kugel für verschiedene Metalle auf. Auffallend ist, daß bei der Kugelabsorption der Absorptionsgrad durchweg höher liegt als bei senkrechtem Strahleinfall auf eine ebene Fläche. Will man den Aufwand zur Berechnung der Kugelabsorption jedoch nicht betreiben, oder kann man keine Angaben zum komplexen Brechungsindex einer bestimmten Legierung finden, so kann man den Absorptionsgrad für senkrechten Strahleinfall als erste Näherung und untere Abschätzung heranziehen.

Anmerkungen zum Absorptionsgrad

- Die Laserstrahlung eines Nd:YAG-Lasers, die durch eine Glasfaser transportiert wird, wird oft als „unpolarisiert“ bezeichnet. Dies trifft insofern zu, als daß die Polarisationsrichtung sehr schnell und völlig unregelmäßig fluktuiert und man somit keine bevorzugte Polarisationsrichtung feststellen kann. Aber in jedem Moment

⁶ Die Gleichungen wurden für eine beliebige Kugel spezifiziert. Der Radius R_K wurde deshalb nur als Hilfsgröße benötigt.

Bezeichnung	Symbol	Wert							
Werkstoff		Fe		Al		Cu	Ni	Co	Cr
Temperatur	$T [^{\circ}\text{C}]$	25	1227	25	1227	21	21	21	21
Brechungsindex	$n [-]$	3,9	3,6	1,09	3,35	0,4	2,9	2,9	4,5
Absorptionsindex	$k [-]$	4,4	5,0	8,5	10,0	8,4	5,2	5,9	4,3
Absorptionsgrad bei senkrechtem Strahleinfall	$A [\%]$	36,0	31,2	5,7	11,3	2,2	27,5	23,2	36,9
Absorptionsgrad an einer Kugel	$A_k [\%]$	37,7	33,1	6,6	13,0	2,6	29,2	25,1	38,9
Prozentuale Veränderung	$A_k/A - 1 [\%]$	4,9	6,1	15,6	15,6	16,6	6,4	8,2	5,2

Tabelle 6.1: Absorptionsgrad verschiedener Metalle bei der Wellenlänge $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ (Nd:YAG); n und k nach [86, 95, 98, 99], A berechnet mit Gleichung (6.20), A_k berechnet mit Gleichung (6.29).

Bezeichnung	Symbol	Wert			
Werkstoff		Fe		Al	
Temperatur	$T [^{\circ}\text{C}]$	25	1227	25	1227
Brechungsindex	$n [-]$	7,6	14,8	25,5	29,8
Absorptionsindex	$k [-]$	29,3	15,5	60,9	34,5
Absorptionsgrad bei senkrechtem Strahleinfall	$A [\%]$	3,3	12,1	2,3	5,6
Absorptionsgrad an einer Kugel	$A_k [\%]$	4,1	14,4	3,0	7,0
Prozentuale Veränderung	$A_k/A - 1 [\%]$	25,6	19,0	28,3	24,8

Tabelle 6.2: Absorptionsgrad verschiedener Metalle bei der Wellenlänge $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ (CO_2); n und k nach [86, 95], A berechnet mit Gleichung (6.20), A_k berechnet mit Gleichung (6.29).

findet eine Wechselwirkung der Kugel mit polarisierter Laserstrahlung statt, ganz gleich, wie diese im Raum orientiert ist. Deshalb muß die Polarisation berücksichtigt werden, um ein genaues Ergebnis zu erhalten.

- Insgesamt ist es schwierig, in der Literatur Angaben über den komplexen Brechungsindex $\tilde{n}$ verschiedener Legierungen zu finden. Für reine Elemente und einige wenige Legierungen findet man Angaben in [86, 95, 98–102]. Als Anhaltswerte für den Bereich, in dem sich der Absorptionsgrad normalerweise bewegt, mögen die Angaben in Tabelle 6.1 beziehungsweise Tabelle 6.2 dienen.
- Die in den Tabellen 6.1 und 6.2 enthaltenen Konstanten n und k und die daraus berechneten Absorptionsgrade gelten für reine Elemente. Meist bildet sich jedoch eine Oxidschicht auf den Oberflächen der Pulverteilchen, die die optischen Eigenschaften verändern können. Oberflächen ohne Oxidschicht absorbieren oft schlechter als Oberflächen mit Oxidschicht. Dadurch kann in der Praxis oft ein

besserer Absorptionsgrad erreicht werden.

- Aus dem Bereich des Laserhärtens ist bekannt, daß auch die Rauigkeit der Oberfläche eine nicht unbedeutende Rolle spielt [103]. So absorbiert eine raue Oberfläche (z. B. sandgestrahlt) in der Regel wesentlich besser als eine polierte Oberfläche. Dies wird mit den Betrachtungen zur Kugelabsorption verständlich: Auch bei einer rauhen Oberfläche findet man verstärkt schräg einfallende Laserstrahlung wodurch die Absorption erhöht wird.

6.4 Absorptionseffizienz

Mit Hilfe des durchschnittlichen Absorptionsgrads am sphärischen Pulver und der Transmission der Laserstrahlung durch das Pulver läßt sich die Absorptionseffizienz η_A im BeamTrap abschätzen:

$$\eta_A = A_k(1 - T_{PL,ges}). \quad (6.30)$$

Mit den Standardparametern aus Tabelle 7.5 auf Seite 92 ergibt sich für reines Eisen bei einem durchschnittlichen Absorptionsgrad von $A_K = 35,4\%$ (vgl. Tabelle 6.1) die Absorptionseffizienz

$$\begin{aligned} 35,4\%(1 - 32,1\%) &\leq \eta_{A,Fe} \leq 35,4\%(1 - 6,1\%) \\ 24,0\% &\leq \eta_{A,Fe} \leq 32,2\%. \end{aligned} \quad (6.31)$$

Für reines Aluminium hingegen erhält man bei einem durchschnittlichen Absorptionsgrad von $A_k = 5,7\%$ nur

$$\begin{aligned} 5,7\%(1 - 32,1\%) &\leq \eta_{A,Al} \leq 5,7\%(1 - 6,1\%) \\ 3,9\% &\leq \eta_{A,Al} \leq 5,4\%. \end{aligned} \quad (6.32)$$

7 Messung der Transmission und Absorption von Laserstrahlung im Pulverstrom

In diesem Kapitel werden Messungen zur Transmission eines Laserstrahls beim Durchgang durch den Pulverstrom vorgestellt. Zusätzlich erfolgen Absorptionsmessungen der Laserstrahlung im Pulverstrom in der Wechselwirkungszone des BeamTrap. Dabei werden die für die Absorption wesentlichen Parameter und ihre Auswirkungen aufgezeigt.

7.1 Transmissionsmessung

7.1.1 Versuchsdurchführung

Die in Kapitel 6 vorgestellten theoretischen Überlegung zur Transmission eines Laserstrahls durch einen Pulverstrom sollen experimentell überprüft werden. Dazu wird der Versuchsaufbau aus Bild 7.1 verwendet. Die Strahlformung erfolgt durch eine konventionelle Schweißoptik (vgl. Tabelle 7.1). Für die Formung des Pulverstroms wird der Crossjet (siehe Bild 5.12) des BeamTrap inklusive Pulverdüse verwendet. Als Meßgerät kommt ein herkömmlicher Leistungsmesser der Firma COHERENT zum Einsatz.

Um die Transmissionsmessung möglichst unter den selben Bedingungen wie im BeamTrap durchzuführen, für den die theoretischen Beziehungen abgeleitet wurden, wird die Schweißoptik waagrecht gestellt (siehe Bild 7.1). Im Fokus wird die komplette Pulverführung des BeamTrap positioniert, so daß die Strömungsverhältnisse und Geschwindigkeiten exakt denen im BeamTrap entsprechen. Im weiteren Strahlverlauf wird der Absorber des Leistungsmessers aufgebaut, der die transmittierte Laserstrahlung erfaßt und in ein elektrisches Signal umwandelt, so daß am Display des Leistungsmessers direkt die Leistung in Watt abgelesen werden kann.

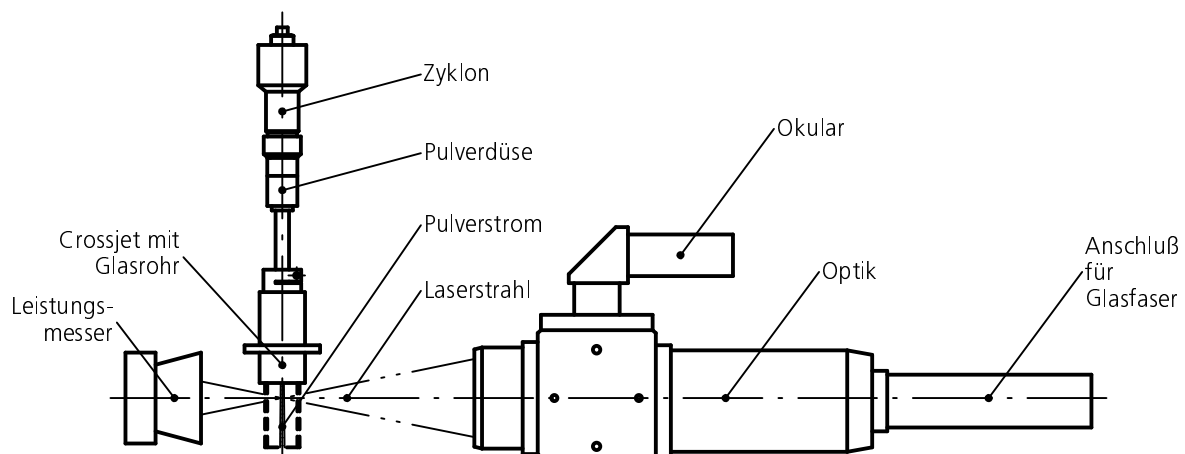


Bild 7.1: Versuchsaufbau zur Transmissionsmessung

Bezeichnung	Symbol	Wert
Hersteller / Modellbezeichnung		Haas Laser / BEO 043
Brennweite	f	150 mm
Strahlradius im Fokus	w_f	0,225 mm
Rayleighlänge	z_R	2 mm
Strahlradius auf der Linse	w_0	18,7 mm
voller Divergenzwinkel	θ	124,4 mrad
Arbeitsabstand		127 mm

Tabelle 7.1: Eigenschaften der verwendeten Schweißoptik

Die Positionierung im Fokus führt zwar bei gleicher Laserleistung zu einer siebenfach höheren Leistungsdichte beim Versuch,¹ entspricht in Bezug auf die Strahlausbreitung aber in etwa den Gegebenheiten beim BeamTrap.² Der Nachteil der unterschiedlichen Leistungsdichte kann allerdings sehr einfach durch Wahl einer geeigneten Laserleistung ausgeglichen werden. Abweichend von der Situation im BeamTrap ergibt sich hier aufgrund der anderen Strahlform ein anderes vom Laserstrahl erfaßtes Volumen. Es ergibt sich aus dem Volumen eines Gaußkörpers, der vom Pulverstrom begrenzt wird. Dabei befindet sich der engste Durchmesser des Gaußkörpers in der Mitte des Pulverstroms. Das Volumen eines Körpers, der durch Rotation um die x -Achse entsteht, ist nach [78]

$$V = \pi \int_a^b f^2(x) dx . \quad (7.1)$$

Im hier vorliegenden Fall ergibt sich mit Gleichung (4.13)

$$V_{PL} = \pi \int_{-\frac{d_P}{2}}^{\frac{d_P}{2}} w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right) dz \quad (7.2)$$

beziehungsweise

$$V_{PL} = \pi w_0^2 \left(d_P + \frac{d_P^3}{12 z_R^2} \right) . \quad (7.3)$$

Da der Laserstrahl am Glasrohr des BeamTrap teilweise reflektiert wird, wird zunächst eine Messung ohne Pulverstrom durchgeführt. Das Verhältnis von gemessener zu eingesetzter Laserleistung gibt den Prozentsatz der durch die Anordnung transmittierten

¹ Durchmesser des Laserstrahls beim BeamTrap: 0,33 mm in x -Richtung, 4,4 mm in y -Richtung; Fläche: 1,14 mm² (vgl. Tabelle 5.2 auf Seite 57). Durchmesser bei der Schweißoptik: 0,45 mm; Fläche: 0,16 mm² (vgl. Tabelle 7.1).

² Im Fokus selbst verläuft die Laserstrahlung nahezu parallel.

Leistung an. Mit diesem Faktor werden alle weiteren Messungen multipliziert, um die tatsächliche Transmission durch das Pulver zu erhalten.

7.1.2 Ergebnisse

Bei den folgenden Versuchen wurde der Einfluß von Laserleistung und Volumenanteil der Pulverteilchen auf die Transmission untersucht. Die Messungen erfolgten, soweit nicht anders angegeben, mit den Parametern in Tabelle 7.2.

Zunächst wurde der Einfluß der Laserleistung auf die Transmission durch den Pulverstrom untersucht. Wie Bild 7.2 zeigt, hat die Laserleistung keinen Einfluß auf die Transmission. Dies bedeutet, daß bei den untersuchten Leistungsdichten noch keine signifikante Veränderung der geometrischen Verhältnisse im Pulverstrom auftritt. Es kommt also zu keiner Verdampfung einzelner Pulverteilchen, und der Volumenanteil des Pulvers bleibt konstant.

Den Einfluß des Volumenanteils der Pulverteilchen auf die Transmission zeigt Bild 7.3. Mit eingezeichnet sind die in Kapitel 6.2 aufgeführten theoretischen Berechnungen zur Transmission. Die Meßergebnisse verdeutlichen den in Kapitel 6.1 vorgestellten Einfluß des Extinktionsparadoxons. Die tatsächliche Transmission ist geringer als bei einer rein geometrischen Berechnung. Der Effekt des Extinktionsparadoxons ist vorhanden, allerdings ist er aufgrund der geometrischen Verhältnisse vergleichsweise gering ($\approx 25\%$).

Bezeichnung	Symbol	Wert
Pulver		Ni-Basis (PEX23)*
mittlere Korngröße	d_K	80 μm
Laserleistung	P_L	500 W
Pulverförderer Trägergasdurchsatz (Ar)	$\dot{V}_{TG}$	3,0 l/min
Pulverförderer Drehzahleinstellung	n_{PF}	20,0
resultierender Pulvermassenstrom	$\dot{m}_{\text{PEX23}}$	40,5 g/min
Pulvergeschwindigkeit	v_P	1,8 m/s
Pulverkanaldurchmesser der Pulverdüse	d_D	1,5 mm
resultierender Durchmesser des Pulverstroms	d_P	2,8 mm
resultierender Volumenanteil	ν_{PEX23}	0,707 %
vom Laserstrahl erfaßtes Volumen	V_{PL}	0,518 mm^3
Schutzgasdurchsatz (Ar)	$\dot{V}_{SG}$	8,0 l/min
resultierende Schutzgasgeschwindigkeit	v_{SG}	7,1 m/s
Crossjet Gasdurchsatz (N_2)	$\dot{V}_{CJ}$	30 l/min
resultierende Gasgeschwindigkeit am Crossjet	v_{CJ}	8,4 m/s

* Legierungszusammensetzung siehe Tabelle 7.3 auf Seite 89

Tabelle 7.2: Kenndaten zur Transmissionsmessung

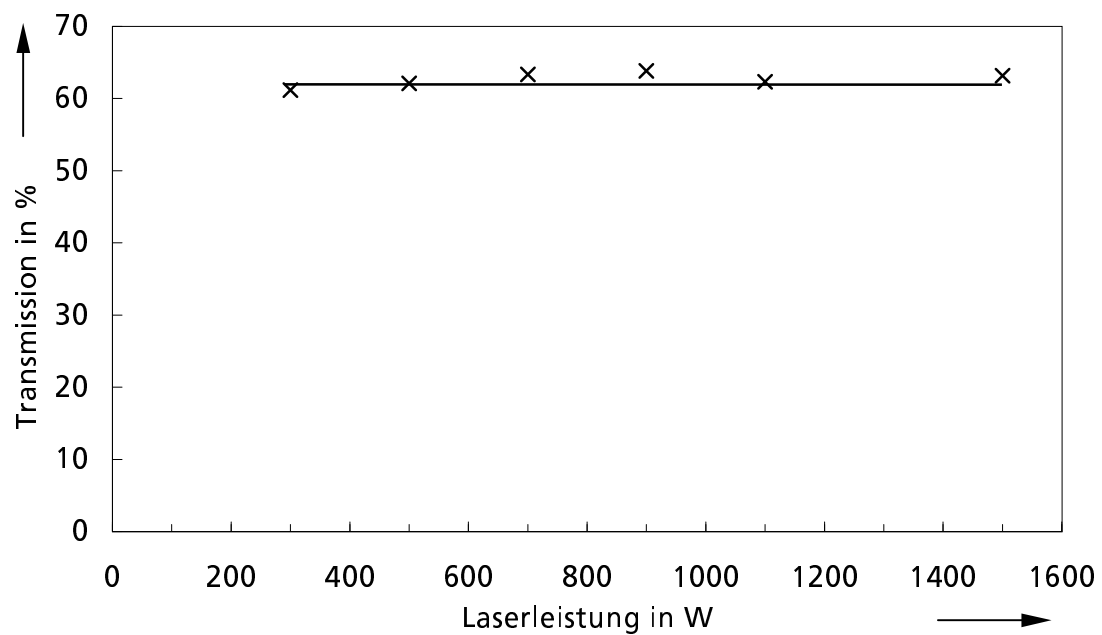


Bild 7.2: Einfluß der Laserleistung auf die Transmission

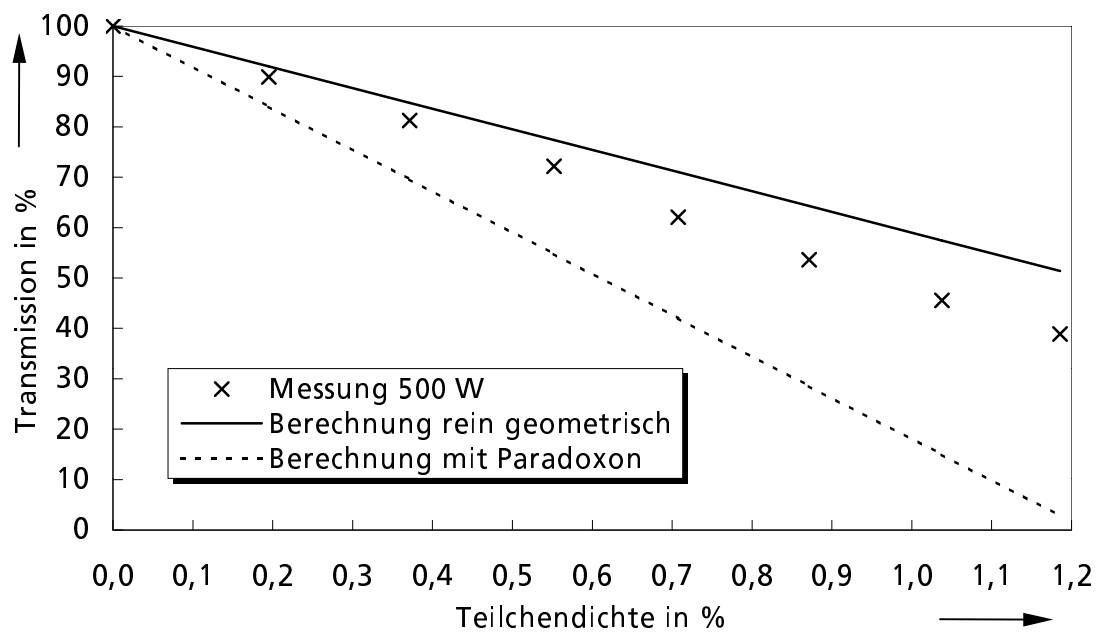


Bild 7.3: Einfluß des Volumenanteils der Pulverteilchen auf die Transmission.
Die Linien verdeutlichen die in Kapitel 6 vorgestellten theoretischen Grenzen.

7.2 Absorptionsmessung

7.2.1 Versuchsdurchführung

Zur experimentellen Untersuchung der Absorptionseffizienz im BeamTrap (Bild 7.4) wird der in Bild 7.5 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Die vom Pulver absorbierte Energie wird kalorimetrisch bestimmt. Dazu wird die Temperaturerhöhung einer bestimmten Wassermenge gemessen, in welche die vom BeamTrap aufgeschmolzenen Pulverpartikel eingeleitet werden.

Das Pulver wird unter denselben Bedingungen wie bei einem Beschichtungsvorgang dem BeamTrap zugeführt. Das heißt, alle Pulverförderer-, Schutzgas-, Crossjet- und Laser-Einstellungen entsprechen realen Beschichtungsvorgängen (vgl. auch Tabelle 7.5). Statt des zu beschichtenden Werkstücks wird jedoch ein Wasserbehälter unter den BeamTrap gestellt. Durch das heiße Pulver wird die Temperatur des Wassers erhöht. Aus der Temperaturerhöhung kann die vom Pulver eingebrachte Energie ermittelt werden.

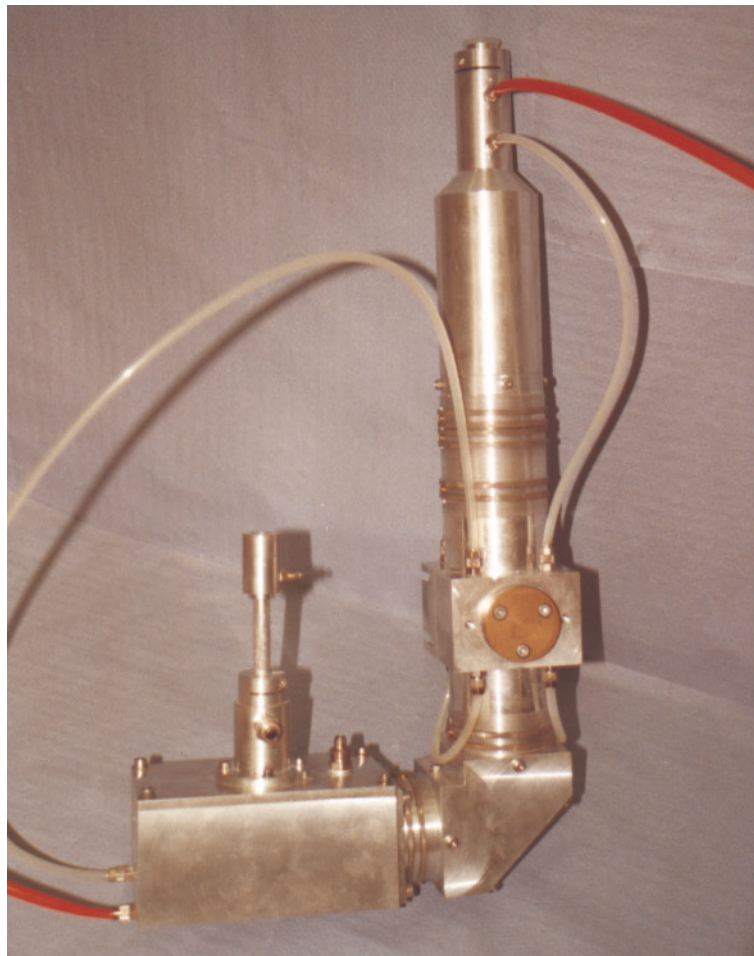


Bild 7.4: Der BeamTrap

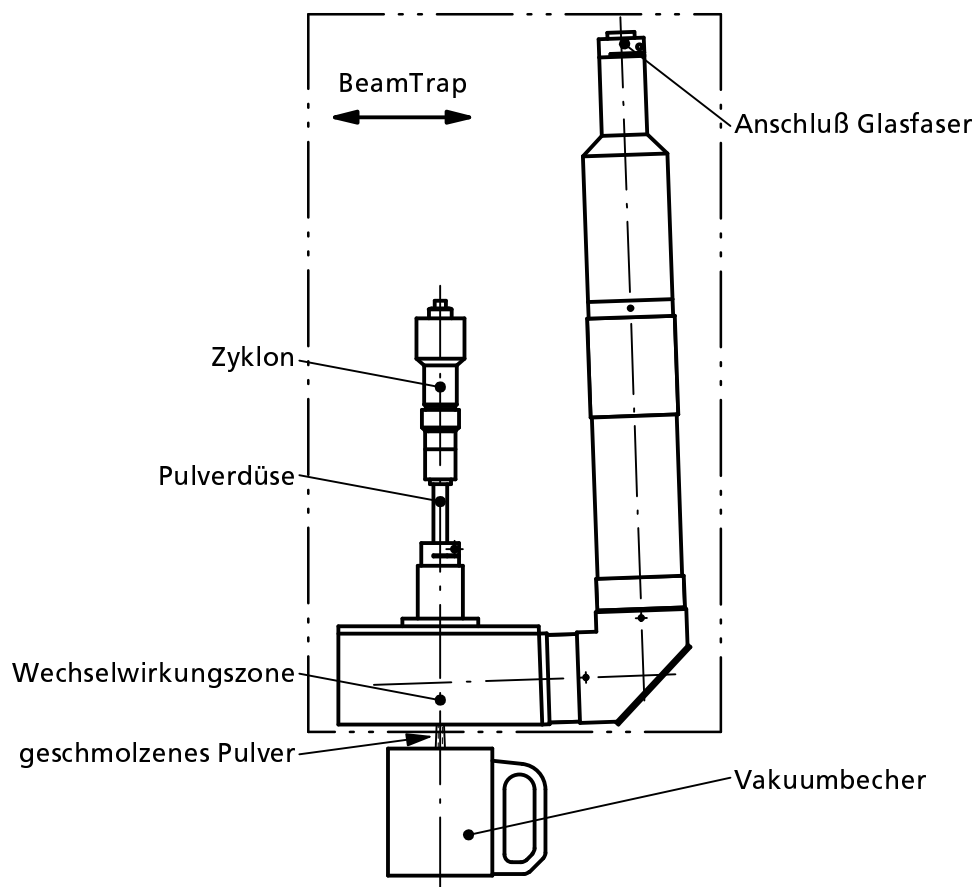


Bild 7.5: Versuchsaufbau zur Absorptionsmessung

Wegen der unvermeidbaren Wärmeverluste des Pulvers auf dem Weg von der Wechselwirkungszone bis zur Wasseroberfläche ist die tatsächlich ins Pulver eingekoppelte Energie größer. Die Messung der Temperaturerhöhung stellt somit eine Untergrenze der von den Pulverteilchen absorbierten Laserstrahlung (siehe dazu auch Kapitel 7.2.2) dar.

Der Wasserbehälter ist ein 200 ml fassender Vakuumbecher³ aus Edelstahl, wie er als Camping-Zubehör erhältlich ist. Er ist ein doppelwandiger Edelstahlbecher vergleichbar mit herkömmlichen Edelstahlthermoskannen. Dadurch werden die Energieverluste minimiert, die in der Zeit zwischen dem Auffangen des heißen Pulvers und der Messung der Temperaturerhöhung des Wassers auftreten können.

Die Masse des Wassers wird mit einer Präzisionswaage⁴ gemessen. Mit Hilfe einer Nullpunktseichung kann die Masse des Vakuumbeckers kompensiert werden, so daß direkt die Masse des Wassers ermittelt wird. Die Waage hat eine Meßgenauigkeit von $\pm 0,01$ g.

³ Thermobecher Vacu 210D, Produktkatalog der Firma WOICK GMBH [104], Seite 262, Bestell-Nr. BB304230

⁴ Modell 1264 MP der Firma SARATORIUS GMBH

Die Temperatur wird mit einem Temperaturfühler⁵ ermittelt. Die Spitze dieses Fühlers besteht aus zwei dünnen Drähten, die miteinander verlötet sind. Dadurch ist sie sehr klein und hat eine geringe Masse. Dies hat zwei Vorteile: Erstens kann die Wärmekapazität der geringen Masse vernachlässigt werden, das Meßergebnis wird dadurch nur unmerklich beeinflusst. Zweitens reagiert der Meßfühler sehr schnell auf Temperaturunterschiede. Der Temperaturfühler liefert ein Spannungssignal, das von einer elektronischen Schaltung so verstärkt wird, daß 1 °C genau 1 mV entspricht. Diese Spannung kann dann mit einem Multimeter⁶ gemessen werden. Die Meßgenauigkeit beträgt $\pm 1\%$.

Zuerst wird der Vakuumbecher gewogen und dabei die Meßskala der Waage auf Null gestellt, so daß anschließend der reine Inhalt des Vakuumbechers gemessen werden kann. Dann wird Wasser in den Vakuumbecher gefüllt und dessen Masse bestimmt. Die Ausgangstemperatur des Wassers wird gemessen. Da und Wasser bei Raumtemperatur gelagert werden, wird für das Pulver dieselbe Ausgangstemperatur angenommen.

Für die Messung der absorbierten Laserleistung wird der BeamTrap bei eingeschalteter Pulver- und Gaszufuhr über den Vakuumbecher gebracht. Es rieselt jetzt bereits Pulver mit Raumtemperatur in das Wasser. Der Laser wird für die gewünschte Messdauer eingeschaltet. Nach Ablauf der Zeit wird der Laser abgeschaltet, der BeamTrap vom Vakuumbecher weggefahren und schließlich die Pulver- und Gaszufuhr ausgeschaltet. Der Becher wird der Versuchsanordnung entnommen und die Temperatur des Wassers erneut gemessen. Ebenso wird das Gewicht des Inhalts des Vakuumbechers bestimmt.

7.2.2 Auswertung

Es sind einige Einschränkungen bei der Auswertung der Meßergebnisse zu beachten:

- Während des Aufschmelzens und im freien Flug bis zum Wasser wird das Pulver vom Schutzgas und vom Gas des Crossjets umströmt. Bei den Versuchen zur Absorptionseffizienz waren dies $\dot{V}_{SG} = 8 \text{ l/min}$ Argon als Schutzgas und $\dot{V}_{CJ} = 30 \text{ l/min}$ Stickstoff als Gas des Crossjets. Diese Gasmenge führt zu einer Abkühlung der Pulverpartikel. Um den Effekt möglichst gering zu halten, wird der BeamTrap möglichst dicht über die Wasseroberfläche geführt. Der Abstand zwischen dem oberen Rand des Vakuumbechers und dem unteren Rand des BeamTrap beträgt 15 mm. Da der Vakuumbecher nicht vollständig gefüllt ist, liegt die Wasseroberfläche ca. 5 mm darunter. Die Wechselwirkungszone endet 10 mm oberhalb des unteren Randes des BeamTrap. Somit beträgt die gesamte „Abkühlungsstrecke“ $s_K = 30 \text{ mm}$.

⁵ Temperatur-Adapter der Firma CONRAD ELECTRONIC [105], Seite 550, Bestell-Nr. 12 04 64-99

⁶ Modell VC 150 der Firma CONRAD ELECTRONIC [105], Seite 546, Bestell-Nr. 12 30 21-99

- Das Pulver wird nicht gleichmäßig vom Laserstrahl erfaßt, da der Durchmesser des Laserstrahls in x -Richtung im Bereich der Wechselwirkungszone ($d_A = 0,33 \text{ mm}$) deutlich kleiner ist, als der Durchmesser des Pulverstroms ($d_P \approx 2,8 \text{ mm}$). Dies bedeutet, daß viele Pulverteilchen gar nicht oder nur zu einem geringen Teil vom Laserstrahl erfaßt werden und dadurch keine oder nur eine geringe Temperaturerhöhung erfahren. Eine genaue Quantifizierung des Anteils ist nur schwer möglich, da entsprechende Untersuchungen zur Massenverteilung des Pulvers im Pulverstrom nicht vorliegen. Ein einfacher Vergleich der Querschnittsflächen von Pulverstrom und Laserstrahl führt zu ca. 20 % Ausnutzung der Fläche des Pulverstroms durch den Laserstrahl. Allerdings befindet sich in der Mitte des Pulverstroms mehr Pulvermasse als am Rand. Daher ist mit einer Erfassung von 20–50 % der Pulvermasse durch den Laserstrahl zu rechnen. Die berechnete Temperatur T_P des Pulvers beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche ist jedoch ein Durchschnittswert des gesamten Pulverstroms. Ein Teil der Pulverteilchen wird also durchaus eine deutlich höhere Temperatur (Faktor 2–5) haben!

Aus den vorstehenden Argumenten, die nur qualitativ betrachtet werden konnten, geht somit hervor, daß die aus dem Meßwerten berechneten Werte für Absorptionseffizienz und Temperatur jeweils als Untergrenze zu verstehen sind.

Anhand der ermittelten Meßdaten kann die gesamte vom Pulver in das Wasser transportierte Energie Q_g ermittelt werden. Wird diese Energie ins Verhältnis zur eingebrachten Laserenergie Q_L gesetzt, so erhält man ein Maß für die Absorptionseffizienz η_A des Pulvers:

$$\eta_A = \frac{Q_g}{Q_L}. \quad (7.4)$$

Die eingebrachte Laserenergie Q_L erhält man aus der Laserleistung P_L und der Shutteröffnungszeit t_s durch

$$Q_L = P_L t_s. \quad (7.5)$$

Die vom Pulver transportierte Energie Q_g setzt sich zusammen aus den Energien zur Erhöhung der Temperatur des Wassers (Q_W), des Innenteils des Vakuumbeckers (Q_B) und des Pulvers selbst (Q_P):

$$Q_g = Q_W + Q_B + Q_P. \quad (7.6)$$

Die zur Temperaturerhöhung in einen Stoff eingebrachte Energie kann man aus der Temperaturdifferenz ΔT zwischen der Starttemperatur T_s und der Endtemperatur T_e

($\Delta T = T_e - T_s$), der Masse m und der Wärmekapazität c_p des Stoffes berechnen:

$$Q = \Delta T m c_p. \quad (7.7)$$

Für die einzelnen Energien erhält man

$$Q_W = \Delta T m_W c_{p,W}, \quad (7.7a)$$

$$Q_B = \Delta T m_B c_{p,B}, \quad (7.7b)$$

$$Q_P = \Delta T m_P c_{p,P}. \quad (7.7c)$$

Die Werte für die Wärmekapazitäten können Tabelle 7.4 entnommen werden. Die Masse des Wassers und des Pulvers kennt man aus den Gewichtsmessungen vor und nach dem Versuch. Beim Vakuumbecher erfährt nur dessen Innenteil eine Temperaturerhöhung. Die Masse dieses Innenteils muß man abschätzen. Der Vakuumbecher selbst hat ohne Griff eine Masse von $m = 151,23$ g. Da die Masse der Innenwand etwas geringer ist, als die der Außenwand, liegt man mit der Abschätzung $m_B \approx 75$ g sicher nicht falsch.

Läßt man Energieverluste und -gewinne durch Umstrukturierungen der Kristallgitter und die Schmelzenthalpie außer acht, dann kann aus der in das Wasser transportierten Energie Q_g die durchschnittliche Temperatur des Beschichtungspulvers beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche berechnet werden. Dazu muß zuerst die Masse des aufgeschmolzenen Pulvers bekannt sein. Die gemessene Pulvermenge entspricht nicht der aufgeschmolzenen Pulvermenge, da der Pulverförderer während des ganzen Versuchs fördert, der Shutter des Lasers aber nur während der eigentlichen Versuchszeit geöffnet ist. Die Zeitdifferenz, also die Zeit, die die Bearbeitungsmaschine braucht, um den BeamTrap vom Rand des Bechers über die Bechermitte zu bewegen, den Shutter zu öffnen, ihn wieder zu schließen und zurückzufahren, beträgt $\Delta t = 4$ s. Die aufgeschmolzene Pulvermenge $m_{P,s}$ erhält man somit aus der Menge des im Vakuumbecher aufgefangenen Pulvers $m_{P,B}$ mit

$$m_{P,s} = \frac{t_s}{t_s + \Delta t} m_{P,B}. \quad (7.8)$$

Die durchschnittliche Temperatur T_P des Pulvers beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche ergibt sich mit der spezifischen Wärmekapazität $c_{p,P}$ des Pulvers, der Ausgangstemperatur T_s , der insgesamt transportierten Energiemenge Q_g und der Masse $m_{P,s}$ aus

$$T_P = \frac{Q_g}{m_{P,s} c_{p,P}} + T_s. \quad (7.9)$$

Bei den Messungen wurden kommerziell erhältliche Metallpulver auf ihre Absorptionseffizienz untersucht. In Tabelle 7.3 sind Zusammensetzung, Korngröße und Kornform der untersuchten Pulver aufgeführt. Die physikalischen Eigenschaften der Pulver sind Tabelle 7.4 zu entnehmen.

In Bild 7.6 sind Fotografien der unterschiedlichen Kornformen [108] verschiedener Pulver zu sehen. Links ist das sphärische Pulver TLS AlSi12 und in der Mitte das spratzige Pulver Ecka AlSi12 dargestellt. Beide Pulver haben dieselbe Korngröße ($45 - 150 \mu\text{m}$). Rechts befindet sich eine Aufnahme des blockigen Pulvers Plasmatex CrB2 (Korngröße $100 - 150 \mu\text{m}$). Alle Aufnahmen sind mit derselben Vergrößerung dargestellt.

Die Dichte ρ der Aluminium-Legierungen aus Tabelle 7.4 läßt sich nach [106] aus den Dichten der Legierungsbestandteile mit der Mischungsregel berechnen. Für z. B. eine AlSi x -Legierung mit $1 - x$ Gew.% Aluminium und x Gew.% Silizium ergibt sich eine

Name	Höganäs P47	Ecka Zinkgriß	Metco 50	Metco 55	Ecka AlSi12	TLS AlSi12	TLS AlSi40	TLS AlSi80	TLS AlMgSi1	Ecka AlMg5	Deloro Stellite 157	Metco PEX23	Plasmatex CrB2
Basis	Fe	Zn	Sn	Cu	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Co	Ni	Cr
Ni	7,5											84,1	
Co											69,3		
Cr	18										22	8	59
Fe	68											2,8	
Si	3,7				12	12	40	80	1		1,6	3,5	
B	2,5										2,4	1,6	
C	0,3										0,1	0,3	
Cu			4	99									
W											4,5		
Al					88	88	60	20	98	95	0,1		
Zn		99											
Sn			88										
Sb			8										
Mg									1	5			
B													41
Größe* min	53	100	44	45	45	45	45	45	–	45	45	40	100
max	150	160	150	90	125	150	150	150	106	125	125	130	150
Kornform†	s	p	s	s	p	s	s	s	s	p	s	s	b

* in μm

† s = sphärisch, b = blockig, p = spratzig

Tabelle 7.3: Zusammensetzung der Pulver, Legierungsbestandteile in Gew. %

	spez. Wärme	molare Wärme	spez. Dichte	molare Dichte	Schütt- dichte*	Quelle
	c_p [J/(g K)]	c_{pm} [J/(mol K)]	ρ [g/cm ³]	ρ_m [g/mol]	ρ_s [g/cm ³]	
Wasser	4,187	—	0,998	—	—	Gieck [78]
Stahl	0,490	—	7,900	—	—	Gieck
Aluminium	0,900	24,283	2,700	26,982	—	Al-TB [106]
Silizium	0,750	21,064	2,330	28,086	—	Gieck
Magnesium	1,050	25,520	1,740	24,305	—	Dubbel [107]
Höganäs P47 [†]	0,456	—	7,860	—	4,464	Gieck
Ecka Zinkgriß	0,380	—	6,800	—	2,912	Dubbel
Metco 50 [†]	0,240	—	7,200	—	4,184	Dubbel
Metco 55	0,394	—	8,900	—	5,125	Dubbel
Ecka AlSi12 [‡]	0,881	23,897	2,656	27,114	1,256	Al-TB
TLS AlSi12 [‡]	0,881	23,897	2,656	27,114	1,527	Al-TB
TLS AlSi40 [‡]	0,839	22,996	2,552	27,423	1,495	Al-TB
TLS AlSi80 [‡]	0,779	21,708	2,404	27,865	1,467	Al-TB
TLS AlMgSi1 [‡]	0,900	24,264	2,700	26,996	1,267	Al-TB
Ecka AlMg5 [‡]	0,907	24,345	2,640	26,848	1,717	Al-TB
Deloro Stellite 157 [†]	0,435	—	8,800	—	4,925	Dubbel
Metco PEX23 [†]	0,460	—	8,900	—	4,827	Dubbel
Plasmatex CrB2 [†]	0,452	—	7,100	—	2,556	Gieck

* durch Messung (vgl. Kapitel 5.3.1) ermittelt

[†] c_p und ρ des Hauptlegierungsbestandteils

[‡] c_p und ρ berechnet

Tabelle 7.4: Stoffeigenschaften der verwendeten Materialien



Bild 7.6: Unterschiedliche Kornformen der Pulver. Links: sphärisch (TLS AlSi12), Mitte: spratzig (Ecka AlSi12), rechts: blockig (Plasmatex CrB2)

Dichte von

$$\rho_{\text{AlSi}x} = (1 - x)\rho_{\text{Al}} + x\rho_{\text{Si}} . \quad (7.10)$$

Die spezifische Wärmekapazität c_p läßt sich aus der Molwärme c_{pm} und dem Molgewicht ρ_m eines Stoffes berechnen. Es gilt:

$$c_p = \frac{c_{pm}}{\rho_m} \quad (7.11)$$

Molwärme und Molgewicht einer Aluminium-Legierung lassen sich wiederum nach der Mischungsregel aus den Legierungsbestandteilen errechnen. Für die obige Legierung gilt:

$$c_{pm,\text{AlSi}x} = (1 - x)c_{pm,\text{Al}} + xc_{pm,\text{Si}} , \quad (7.12)$$

$$\rho_{m,\text{AlSi}x} = (1 - x)\rho_{m,\text{Al}} + x\rho_{m,\text{Si}} . \quad (7.13)$$

Für andere Aluminium-Legierungen, auch für Legierungen mit mehreren Legierungsbestandteilen, werden diese Formeln analog angewendet.

7.2.3 Ergebnisse

Bei den folgenden Versuchen wurde der Einfluß einzelner Verfahrensparameter auf die Absorptionseffizienz und die Temperatur des Pulvers untersucht. Bei den Versuchen wurden, falls keine näheren Angaben gemacht sind, die in Tabelle 7.5 aufgeführten Parameter verwendet.

Als erstes wurde der Einfluß der Laserleistung untersucht. Wie aus Bild 7.7 ersichtlich ist, hat die Laserleistung keine Auswirkung auf die Absorptionseffizienz, d. h. der Prozentsatz der vom Pulver in das Wasser transportierten Leistung ist unabhängig von der Laserleistung. Dies verdeutlicht auch Bild 7.8. Die Temperatur des Pulvers beim Auftreffen auf die Wasseroberfläche steigt linear mit der Laserleistung.

Die konstante Absorptionseffizienz bei unterschiedlicher Laserleistung deutet darauf hin, daß das Pulver noch nicht verdampft, denn dann würden Teile des Pulvers nicht mehr im Wasser aufgefangen werden und die ermittelte Absorptionseffizienz würde sinken. Diese Annahme wird durch die durchschnittliche Temperatur des Pulvers unmittelbar vor dem Auftreffen auf die Wasseroberfläche bestätigt (vgl. Bild 7.8). Selbst bei der maximal möglichen Laserleistung von 3 kW ist man noch weit vom Siedepunkt der meisten Metalle entfernt.

In Bild 7.9 ist der Einfluß des Volumenanteils der Partikel auf die Absorptionseffizi-

Parameter	Formelzeichen	Wert
Pulver		Ni-Basis (PEX23)*
mittlere Korngröße	d_K	80 μm
Laserleistung	P_L	1500 W
Shutteröffnungszeit	t_s	20 s
resultierende Energie	Q_L	30000 J
Pulverförderer Trärgasdurchsatz (Ar)	$\dot{V}_{TG}$	3,0 l/min
Pulverförderer Drehzahleinstellung	n_{PF}	20,0
resultierender Pulvermassenstrom	$\dot{m}_{\text{PEX23}}$	40,5 g/min
resultierender Volumenanteil	ν_{PEX23}	0,707 %
Pulvergeschwindigkeit	v_P	1,8 m/s
Pulverkanaldurchmesser der Pulverdüse	d_D	1,5 mm
resultierender Durchmesser des Pulverstroms	d_P	2,8 mm
Schutzgasdurchsatz (Ar)	$\dot{V}_{SG}$	8,0 l/min
resultierende Schutzgasgeschwindigkeit	v_{SG}	7,1 m/s
Crossjet Gasdurchsatz (N_2)	$\dot{V}_{CJ}$	30 l/min
resultierende Gasgeschwindigkeit am Crossjet	v_{CJ}	8,4 m/s
Position z -Achse	z_B	100 mm

* Legierungszusammensetzung siehe Tabelle 7.3

Tabelle 7.5: Versuchsparameter bei der Messung der Absorptionseffizienz

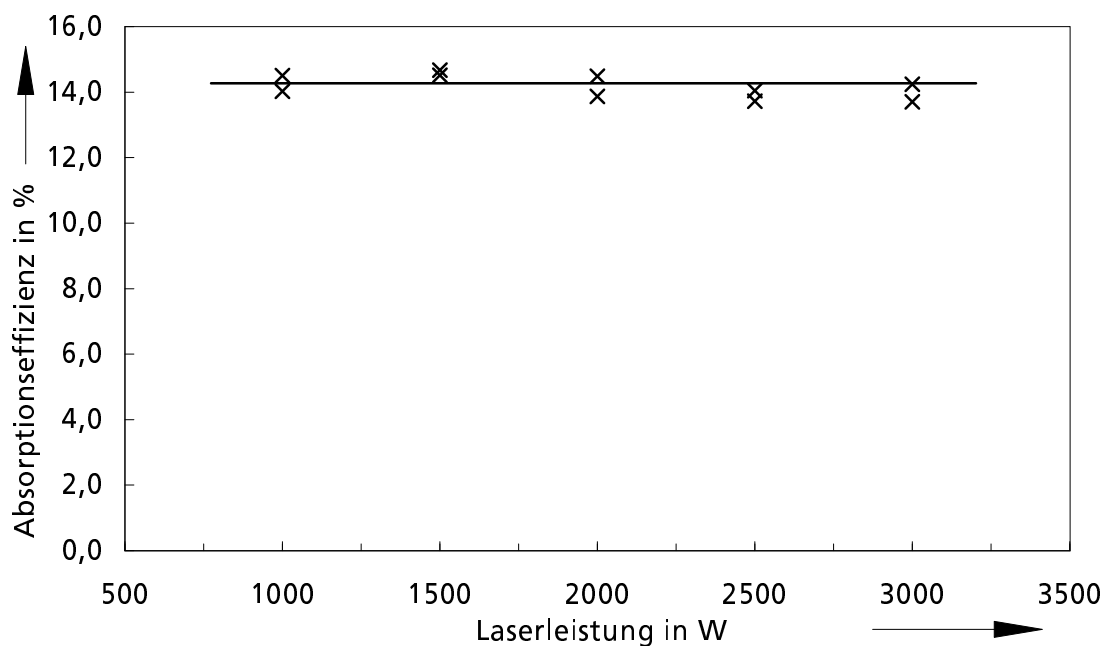


Bild 7.7: Einfluß der Laserleistung auf die Absorptionseffizienz

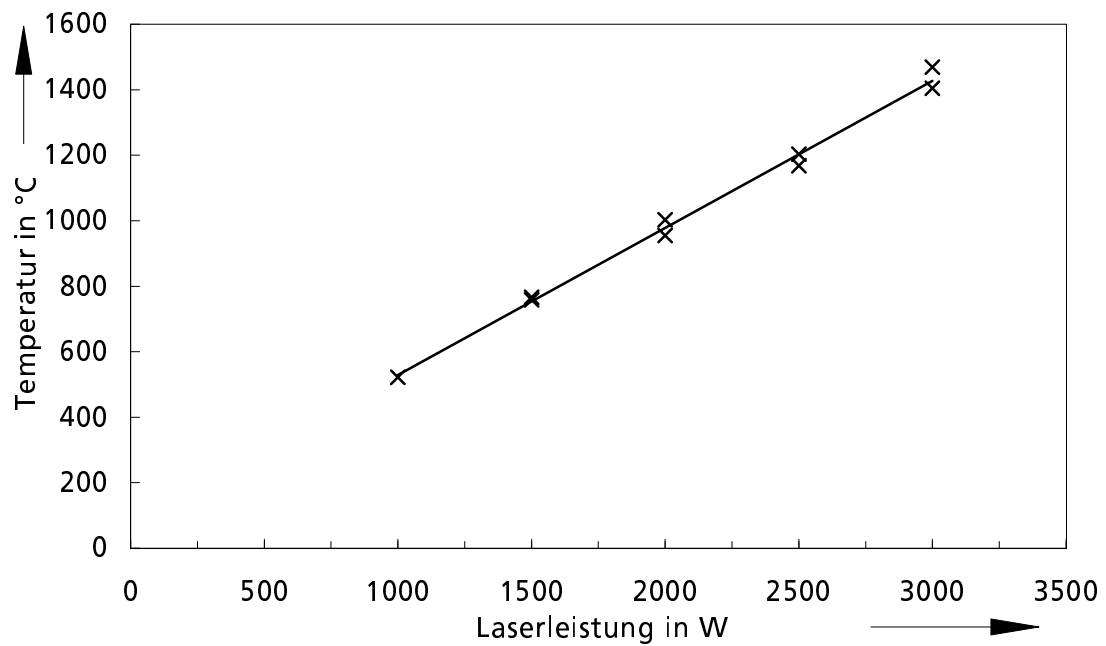


Bild 7.8: Einfluß der Laserleistung auf die Temperatur des Pulvers

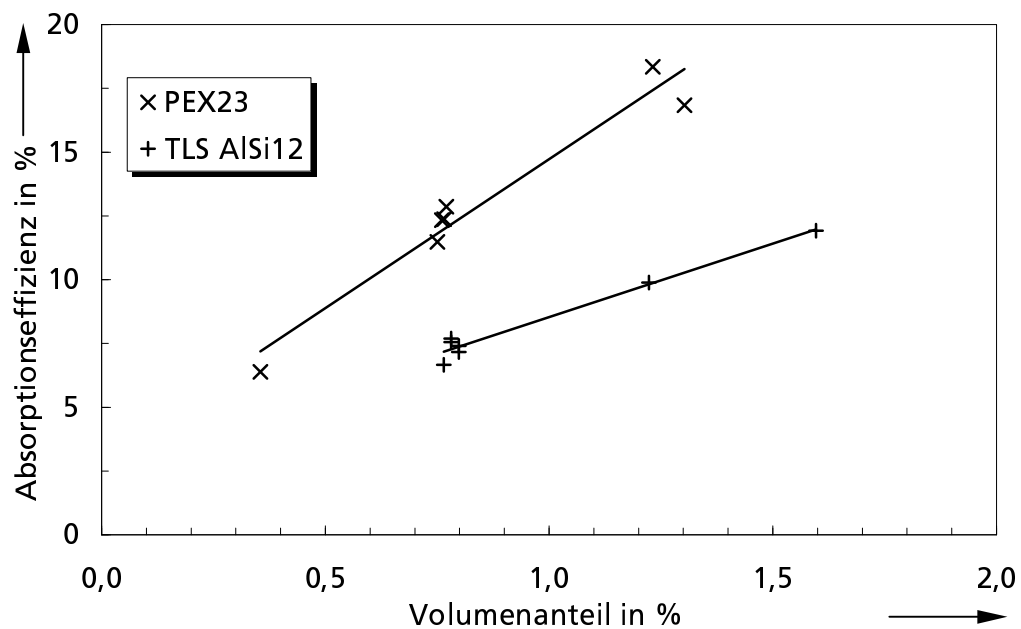


Bild 7.9: Einfluß des Volumenanteils der Partikel im Pulverstrom auf die Absorptionseffizienz

enz dargestellt. Hier sind zum Vergleich zwei Pulver aufgeführt: eine Nickel-Basis-Legierung (PEX23) und eine Aluminium-Silizium-Legierung (TLS AlSi12). Beide Pulver haben dieselbe Korngröße und -form.

Die Absorptionseffizienz ist eindeutig vom Volumenanteil der Partikel abhängig. Bei steigendem Volumenanteil steigt auch die vom Pulver in das Wasser transportierte Energiemenge linear an. Je mehr Partikel sich im Pulverstrom befinden, desto effektiver wird also die Laserstrahlung ausgenutzt. Da der Zusammenhang zwischen Volumenanteil und transportierter Energie linear ist und keine Sättigung aufweist, kann dies nur bedeuten, daß – wie in Kapitel 6.2 vorhergesagt – bei den im Versuch verwendeten Parametern ein großer Prozentsatz der Laserstrahlung ungenutzt bleibt.

Dies bestätigt auch Bild 7.10, bei dem die Durchschnittstemperatur der AlSi-Legierung aus Bild 7.9 in Abhängigkeit vom Volumenanteil der Partikel im Pulverstrom aufgetragen ist. Die Temperatur der Pulverteilchen nimmt bei zunehmendem Volumenanteil trotz gleicher zur Verfügung stehender Laserleistung nur geringfügig ab. Der Pulverstrom muß also für die Laserstrahlung sehr durchsichtig und damit die Wechselwirkung der Partikel mit der Laserstrahlung entsprechend gering sein.⁷

⁷ Dies konnte man auch schon beim Erstellen der Fotografien in Bild 5.11, 5.14 und 5.15 beobachten. Es war sehr schwierig, die Beleuchtung so einzustellen, daß man das Pulver auf den Fotografien erkennen kann.

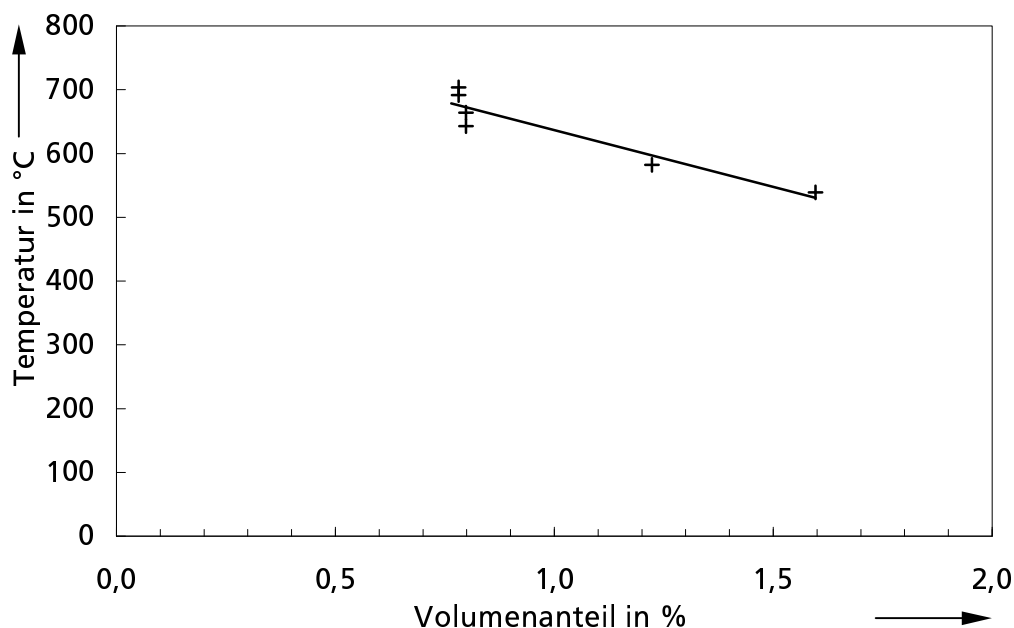


Bild 7.10: Einfluß des Volumenanteils der Partikel im Pulverstrom auf die Temperatur; Beschichtungspulver: TLS AlSi12

Bild 7.11 zeigt den Einfluß der Korngröße auf die Absorptionseffizienz. Jeder Balken stellt eine Messung dar. Die Abweichung der Balken bei einer Korngröße gibt ein Maß für die Meßgenauigkeit. Mit steigender Korngröße sinkt die Absorptionseffizienz und damit auch die Temperatur, wie Bild 7.12 zeigt.

Je größer die Pulverteilchen sind, desto mehr Masse befindet sich in den einzelnen Partikeln und die gesamte Oberfläche der Pulverteilchen ist bei gleichem Pulvermassenstrom geringer. Bei sphärischen Pulvern steigt die Oberfläche der Partikel quadratisch mit dem Durchmesser, während das Volumen mit der dritten Potenz wächst. Dies gilt im Prinzip ebenso für kantige Pulver, auch wenn dort das Wachstumsverhältnis von Volumen zu Oberfläche nicht eine ganze Potenz beträgt. Durch die verringerte Oberfläche kann insgesamt weniger Laserleistung absorbiert werden.

Bild 7.13 zeigt den Einfluß des Beschichtungspulvers auf die Absorptionseffizienz. Auch hier wurden pro Pulver mehrere Messungen durchgeführt. In Bild 7.14 sind die zugehörigen Temperaturen aufgeführt. Die recht hohen Absorptionseffizienzen des Kupferpulvers (Metco 55) und der Aluminiumlegierungen lassen sich durch Oxidschichten erklären, die bei herkömmlicher Lagerung des Pulvers entstehen. Verhindern lassen sich solche Oxidschichten nur, indem die Pulver unter Schutzgas aufbewahrt werden. Wie dieser Versuch jedoch zeigt, ist die Oxidschicht bei der Erschmelzung eines Pulvers för-

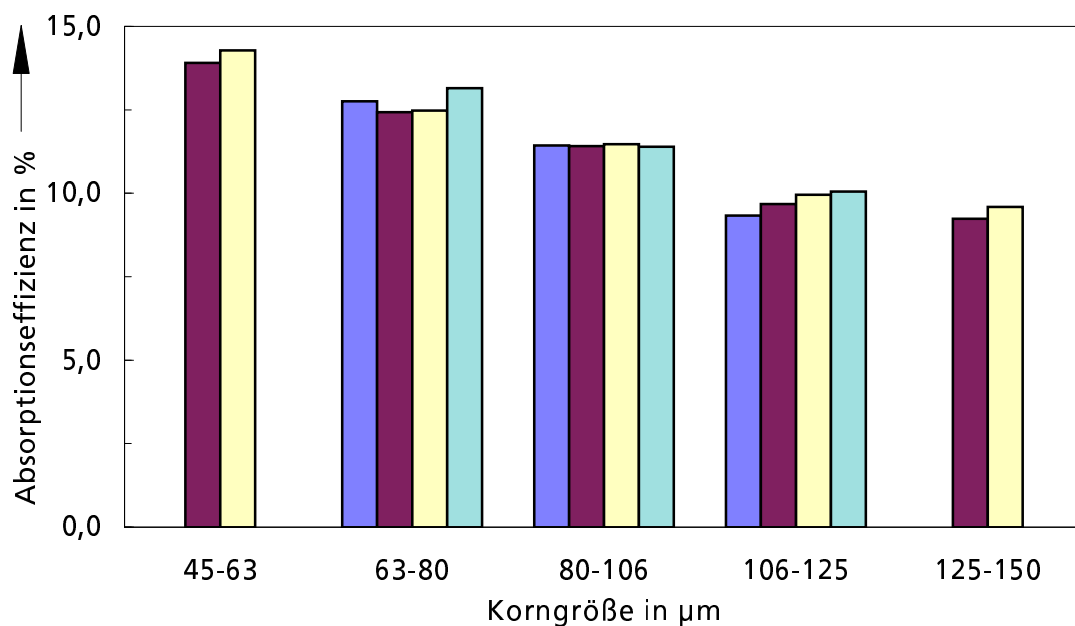


Bild 7.11: Einfluß der Korngröße auf die Absorptionseffizienz (die einzelnen Balken entsprechen individuellen Messungen)

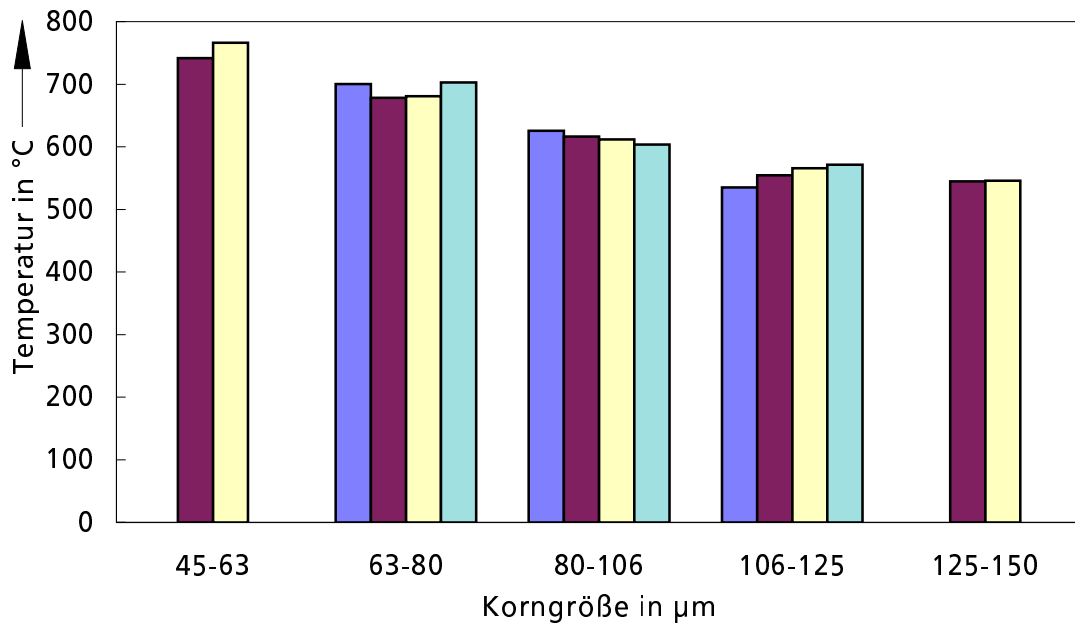


Bild 7.12: Einfluß der Korngröße auf die Temperatur

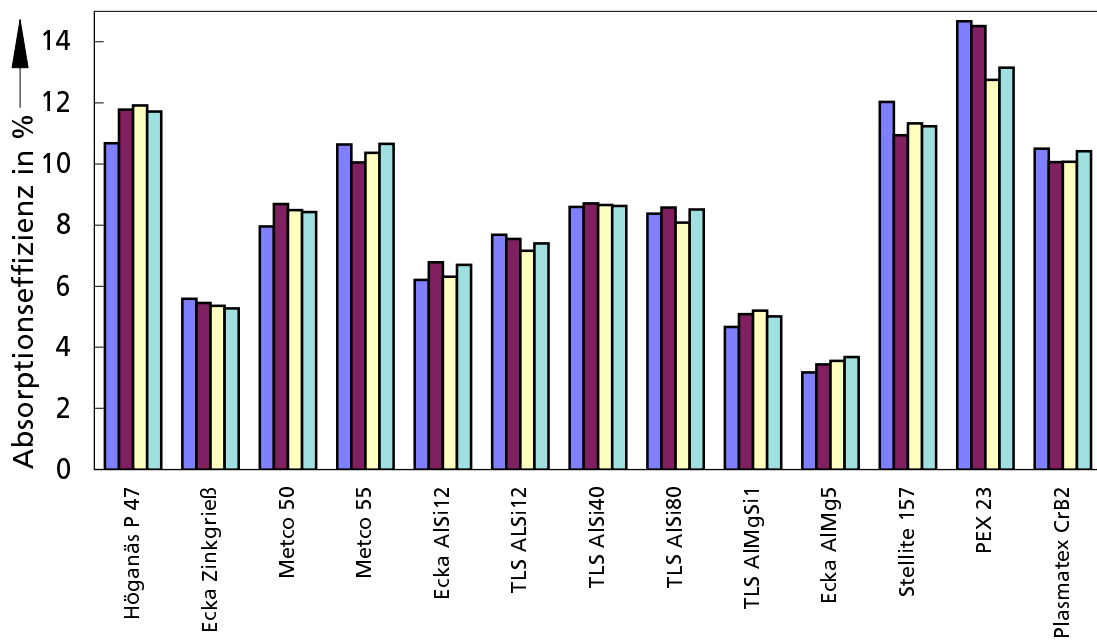


Bild 7.13: Einfluß des Beschichtungspulvers auf die Absorptionseffizienz

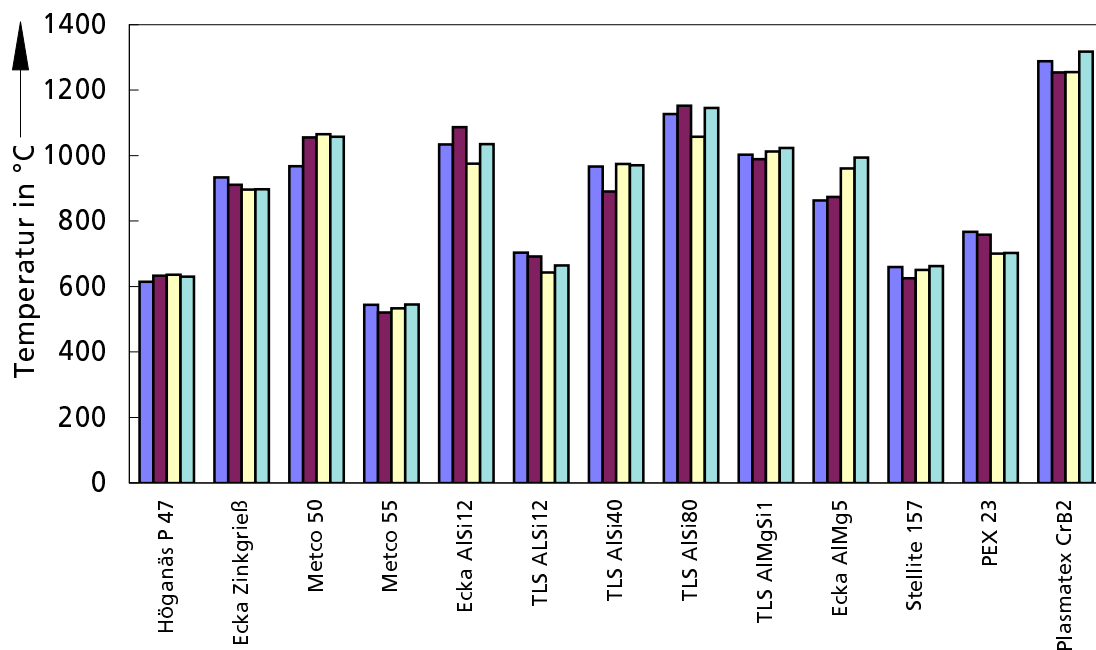


Bild 7.14: Einfluß des Beschichtungspulvers auf die Temperatur

derlich. Eine Lagerung unter Schutzgas empfiehlt sich also nur, wenn Oxidanteile später in der Beschichtung stören.

Erwartungsgemäß hat die Pulverzusammensetzung einen deutlichen Einfluß auf die erreichte Temperatur und die Absorptionseffizienz der Pulver. Hier findet man im wesentlichen die bekannten Verhältnisse wieder: Aluminium hat z. B. einen weit geringeren Absorptionsgrad als Eisen, entsprechend liegt auch die Absorptionseffizienz niedriger.

Wie bereits zu Beginn von Kapitel 7.2.2 erwähnt, sind die gemessenen Temperaturen Durchschnittswerte. Die Temperatur der heißesten Teilchen ist um den Faktor 2–5 höher. Bei allen Messungen wird also ein Teil des Pulvers schon bei der verwendeten Laserleistung von 1,5 kW sicher aufgeschmolzen.

Auch die Form des Pulvers hat einen Einfluß auf die Absorptionseffizienz. Ein sphärisches Pulver hat eine verhältnismäßig kleine Oberfläche. Je unregelmäßiger die Form des Pulvers ist, desto größer ist die Oberfläche, an der die Laserstrahlung absorbiert werden kann.

Auf den ersten Blick wurde bei den Messungen jedoch genau der gegenteilige Effekt festgestellt. So liegt die gemessene Absorptionseffizienz des sphärischen Pulvers TLS AlSi12 (Bild 7.6, links) bei $\eta_{A,TLS\ AlSi12} \approx 7,5\%$, während das spratzige Pulver Ecka AlSi12 (Bild 7.6, Mitte) bei ansonsten gleichen Eigenschaften (Legierung, Korngröße) nur eine Absorptionseffizienz von $\eta_{A,Ecka\ AlSi12} \approx 6,6\%$ erreicht.

Dies liegt am Funktionsprinzip des Pulverförderers. Wie bereits in Kapitel 5.3.1 erwähnt, arbeitet dieser mit einem konstanten Volumenstrom. Die Schüttdichte von Ecka AlSi12 ist jedoch durch die kantige Form geringer als die von TLS AlSi12 (vgl. Tabelle 7.4). Eine geringere Schüttdichte bei gleicher Korngröße bedeutet, daß der Volumenanteil der Partikel im Pulverstrom und somit auch die Gesamtoberfläche, die zur Absorption zur Verfügung steht, geringer ist. Hinzu kommt, daß durch die kantige Form das Pulver etwas schlechter aus dem Vorratsbehälter nachfließen kann (vgl. Kapitel 5.3.1). Setzt man die tatsächlichen Förderleistungen ins Verhältnis zueinander, so erhält man:

$$\frac{\dot{m}_{s,\text{Ecka AlSi12}}}{\dot{m}_{s,\text{TLS AlSi12}}} = \frac{6,6 \text{ g/min}}{11,7 \text{ g/min}} = 0,56. \quad (7.14)$$

Durch die verringerte Förderleistung sinkt die Absorptionseffizienz im gleichen Maß.

Setzt man die festgestellten Absorptionseffizienzen ins Verhältnis, so erhält man

$$\frac{\eta_{A,\text{Ecka AlSi12}}}{\eta_{A,\text{TLS AlSi12}}} = \frac{6,6 \%}{7,5 \%} = 0,88. \quad (7.15)$$

Wird dabei der Volumenanteil der Partikel im Pulverstrom, bzw. der Pulvermassenstrom berücksichtigt (die Teilchen besitzen die gleiche Korngröße), dann ergibt sich

$$\frac{\eta_{A,\text{Ecka AlSi12}}}{\dot{m}_{\text{Ecka AlSi12}}} \frac{\dot{m}_{\text{TLS AlSi12}}}{\eta_{A,\text{TLS AlSi12}}} = \frac{6,6 \%}{6,6 \text{ g/min}} \frac{11,7 \text{ g/min}}{7,5 \%} = 1,56. \quad (7.16)$$

Bei gleichem Volumenanteil absorbiert das spratzige Ecka-Pulver also über 50 % mehr Energie als das sphärische TLS-Pulver.

Die Absorptionseffizienz wird durch folgende Faktoren beeinflusst:

- Den Volumenanteil der Partikel im Pulvermassenstrom; je größer der Volumenanteil ist, desto höher ist die Absorptionseffizienz.
- Die Korngröße der Pulverteilchen; mit sinkender Korngröße steigt die Absorptionseffizienz.
- Die Kornform; unregelmäßig geformte Pulverteilchen führen zu einer höheren Absorptionseffizienz als sphärische Pulverteilchen.⁸
- Der Absorptionsgrad des Pulvers; je höher der Absorptionsgrad der Legierungszusammensetzung des Pulvers, desto größer ist die Absorptionseffizienz. Für den Absorptionsgrad der Legierungen gelten dieselben Zusammenhänge wie z. B. beim

⁸ Um die gleiche Teilchendichte wie bei sphärischen Pulvern zu erreichen, muß allerdings eine höhere Drehzahl am Pulverförderer eingestellt werden.

Härten oder Umschmelzen mit Laserstrahlen. Der Absorptionsgrad hängt außerdem vom Oberflächenzustand (Oxidation) ab.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß zum einen ein großes Verhältnis der Oberfläche eines Pulverteilchens zu seinem Volumen und zum anderen eine Erhöhung des Volumenanteils der Partikel im Pulverstrom zu einer Erhöhung der Absorptionseffizienz im BeamTrap führt.

8 Funktionstest des BeamTrap

Zu den theoretischen Überlegungen und Auslegungen, der Entwicklung einer entsprechenden Optik und den Untersuchungen zur Wechselwirkung der Laserstrahlung mit dem Pulverstrom wurden erste orientierende Beschichtungen mit dem BeamTrap ausgeführt. In diesem Kapitel werden die daraus gewonnenen Erkenntnisse kurz vorgestellt. Sie können als Ausgangspunkt für weiter führende Untersuchungen dienen.

Die Eigenschaften der mit dem BeamTrap erzeugten Schichten sind vergleichbar mit denen beim thermischen Spritzen. Es findet keine schmelzmetallurgische Verbindung der Schicht mit dem Substrat statt. Die Beschichtung haftet nur aufgrund von Oberflächenkräften. Dazu zählen in Abhängigkeit von Grund- und Beschichtungswerkstoff und der Temperatur des Beschichtungswerkstoffs [21]

- mechanische Verklammerung,
- Adhäsion,
- Diffusion,
- chemische Bindung und
- elektrostatische Kräfte.

Die thermische Belastung des Werkstücks bleibt sehr gering und wird nur durch die geschmolzenen Pulverteilchen hervorgerufen. Es fällt keine Laserstrahlung auf das Werkstück. Auch entstehen – im Gegensatz zum thermischen Spritzen – keine heißen Gase, die das Werkstück aufheizen würden.

Die Beschichtung wird in einzelnen Spuren aufgebracht, wobei die Spurbreite bei der momentanen Konfiguration bei ca. 5 mm liegt. Sie kann über den Abstand des BeamTrap vom Werkstück (im vorliegenden Fall ca. 20 mm) in geringem Maß beeinflusst werden. Bild 8.1 zeigt einige unterschiedlich breite Spuren. Allerdings ist bei größerem Abstand der Energieverlust der Pulverteilchen durch Abkühlung zu berücksichtigen. Bei zu geringerem Abstand kann es zum einen zu einer Behinderung der Gasströmung im BeamTrap durch einen Rückstau kommen, zum anderen können einzelne Pulverteilchen vom Werkstück in den BeamTrap zurückspritzen, was zu einer Beschädigung des Schutzglasrohrs führen kann. Beide Effekte lassen sich durch Verändern des Winkels zwischen Werkstück und BeamTrap verringern, so daß die Werkstückoberfläche nicht mehr senkrecht unter dem Pulverstrom steht. Ohne eine solche Winkeländerung erscheinen ca. 5 mm als Untergrenze und ca. 40 mm als Obergrenze für den Abstand zwischen BeamTrap und Werkstück sinnvoll. Diese Angaben sind allerdings nur als Anhaltspunkte zu verstehen, da keine genauen Untersuchungen in dieser Richtung gemacht wurden. Außerdem handelt es sich bei der aktuellen Ausführung des BeamTrap um einen ersten Prototypen.

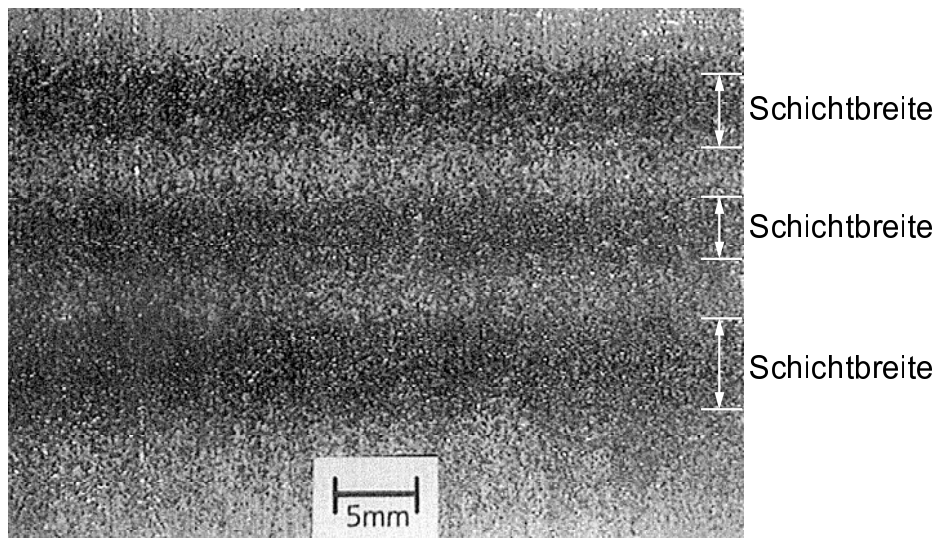


Bild 8.1: Einzelne Beschichtungsspuren; Vorschub: 500 mm/min , übrige Parameter siehe Tabelle 7.5

Weitere Entwicklungen können diese Grenzen verschieben.

Sind großflächige Beschichtungen erwünscht, so kann man Einzelspuren (Bild 8.1) so dicht aneinander legen, daß sie sich teilweise überlappen. Eine solche großflächige Beschichtung ist in Bild 8.2 dargestellt. Die Fläche besteht aus vier Einzelspuren mit ca. 5 mm Breite; die Überlappung beträgt ca. 10 %.

Die Höhe der Spur wird durch den Pulvermassenstrom und die Verfahrensgeschwindigkeit beeinflusst. Sie kann in weitem Rahmen von Bruchteilen eines Millimeters bis zu mehre-

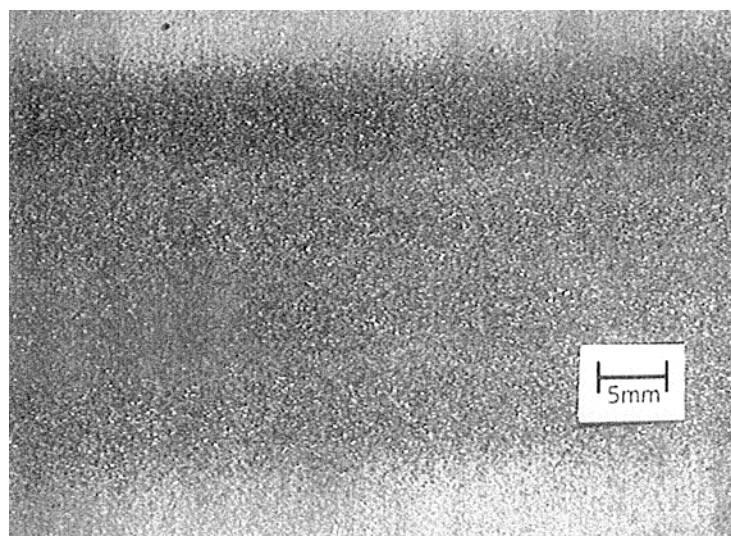


Bild 8.2: Großflächige Beschichtung durch überlappende Einzelspuren. Anzahl der Spuren: 4; Spurbreite: ca. 5 mm; Überlappung: ca. 10 %

ren Millimetern variiert werden. Bild 8.3 zeigt einen Querschliff durch eine einzelne Beschichtungsspur mit geringer Spurhöhe. Bei großen Schichtdicken steigt die durch das Pulver eingebrachte Energie an. Dadurch wird die thermische Belastung des Werkstücks höher, aber auch die Dichte der Schicht wird verbessert. Soll die thermische Belastung trotz großer Schichtdicke so gering wie möglich bleiben, kann man durch Übereinanderlegen von mehreren Schichten und dazwischen liegenden Pausen zur Abkühlung die thermische Belastung minimieren.

Die Rauigkeit und Dichte der Schicht ist von der Temperatur und der Wärmekapazität des Pulvers und von der Wärmeleitfähigkeit des Werkstücks abhängig.

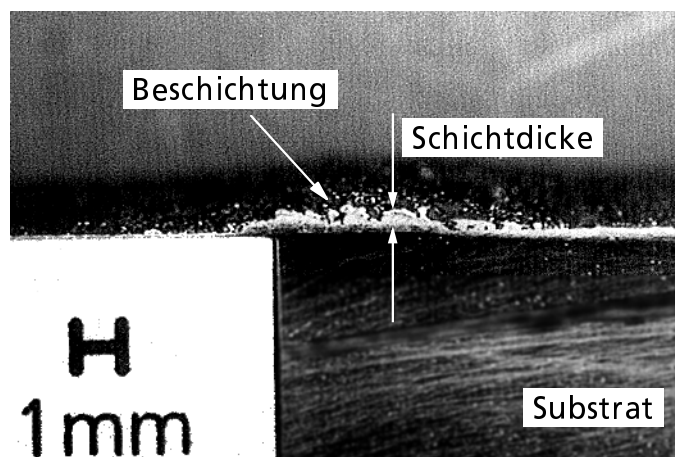


Bild 8.3: Querschliff durch eine Beschichtungsspur mit geringer Spurhöhe

9 Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem BeamTrap wurde eine Optik zum Laserbeschichten entwickelt, mit der es gelingt, Pulver im freien Fall aufzuschmelzen und so metallische Schichten, die in ihren Eigenschaften einfachen, thermisch gespritzten Schichten vergleichbar sind, lokal eng begrenzt aufzubringen. Gleichzeitig trifft keinerlei Laserstrahlung auf das zu beschichtende Werkstück. Damit wird die thermische Belastung des Werkstücks minimiert und somit auch das Beschichten von thermisch empfindlichen Werkstoffen ermöglicht.

Theoretische Untersuchungen zur Absorption der Laserstrahlung am Pulver führen zu dem Schluß, daß der Absorptionsgrad am Pulver wegen der Fresnel-Absorption höher ist, als wenn der Laserstrahl senkrecht auf eine ebene Oberfläche aus demselben Material treffen würde. Wegen des großen Transmissionsgrads der Laserstrahlung beim einmaligen Passieren des Pulverstroms, ist es jedoch im Sinne der Wirtschaftlichkeit und wegen der maximal verfügbaren Laserleistung moderner Festkörperlaser unerlässlich, den Laserstrahl mehrfach fokussiert durch den Pulverstrom zu reflektieren. Dadurch ergibt sich eine dem Pulverstrom angepaßte, längliche Wechselwirkungszone.

Durch eine entsprechende Aufbereitung des Beschichtungspulvers gelingt es, den Pulverstrom in einem räumlich sehr engen Materialstrahl zu halten, was im Endeffekt zu einer lokal begrenzten Beschichtungsspur führt. Dies eröffnet die Möglichkeit, das Bauteil wirklich nur an den kritischen Stellen zu beschichten, so daß eine optimale Funktion mit kleinstmöglichem Aufwand gewährleistet ist.

Es lassen sich mit dem BeamTrap alle gängigen Beschichtungspulver schmelzen. Auch bei der Auswahl der Grundwerkstoffe bestehen keinerlei Einschränkungen. Durch die niedrige thermische Belastung, die nur von der Schmelzenthalpie und der Wärmekapazität des Beschichtungswerkstoffs abhängt, müßten selbst thermisch empfindliche Werkstoffe beschichtet werden können. Es erscheint sogar denkbar, Thermoplaste mit einem Metallfilm zu überziehen.

Erste Funktionstests des BeamTrap wurden anhand von wenigen Beschichtungsversuchen durchgeführt. Die entstehenden Schichten sind im Moment noch sehr porös und haben eine geringe Haftung auf dem Grundwerkstoff, was die Anwendungsbreite des neuen Verfahrens stark einschränken würde. Solche Schwierigkeiten sind aber auch aus den Anfängen des thermischen Spritzens bekannt; hier werden die Probleme z. B. durch höhere Teilchengeschwindigkeiten mittlerweile erfolgreich gemildert. Gelingt es, die Partikelgeschwindigkeit des BeamTrap zu erhöhen, so sind auch hier wesentliche Verbesserungen zu erwarten.

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, H.: *Lasertechnologie I – Grundlagen der Hochleistungslaser*. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, 1988, Vorlesungsmanuskript.
- [2] ANDERS-VON AHLFTEN, A.; ALTHEIDE, H.-J.: *Laser – das andere Licht*. Reinbek bei Hamburg: Rowohlt Taschenbuch Verlag, 1995, ISBN 3-499-19664-6.
- [3] HAAS LASER: *Licht verbindet – Schweißen mit Haas-Laser*. Schramberg, Firmenprospekt: Anwendungsbeispiele.
- [4] HAAS LASER: *Licht verbindet – Schweißen mit Haas-Laser, HAAS 44 P – Der Laser fürs Dentallabor*. Schramberg, Firmenprospekt: Anwendungsbeispiele.
- [5] HECHT, E.; VON SIEMENS (ÜBERS.), F.: *Optik*. Bonn: Addison-Wesley, 1989, ISBN 3-925118-86-1.
- [6] DONNERBAUER, R.: *Digital Versatile Disc - Weltpremieren in Hannover*. VDI nachrichten **52** (1998) Nr. 11, S. 13, ISSN 0042-1758.
- [7] MÜLLER, B.: *Die ganze Sinfonie auf einem Pfennig*. Bild der Wissenschaft (Februar 1998), S. 56–60, ISSN 0006-2375.
- [8] WERNER, C.: *Weltweit erster Flugtest mit Doppler-Lidar-System*. Echtzeit – Informationen für die Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter der DLR (3 1995), S. 3.
- [9] *Himmliche Lasermesstechnik*. Laser - Entwicklung und industrielle Anwendung **12** (April 1998), S. 28–29.
- [10] SHIBATA, K.: *Tailored blank welding at Nissan*. In: *Proceedings of the 6th European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT '96), Stuttgart* (herausgegeben von Dausinger, F.; Bergmann, H. W.; Sigel, J.), Bd. 1, Wiesbaden: Arbeitsgemeinschaft Wärmebehandlung und Werkstofftechnik e.V., 1996, S. 49–58, ISBN 3-00-000942-6.
- [11] HAAS LASER: *Licht schreibt – Beschriften mit Haas-Laser*. Schramberg, Firmenprospekt: Anwendungsbeispiele.
- [12] TIZIANI, H. J.: *Optische Meßtechnik und Meßverfahren*. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Technische Optik, 1994, Vorlesungsmanuskript.
- [13] PAUSEWANG, H.: *Trennen mit Hochleistungs-Nd:YAG-Lasern*. Info-Börse-Laser 16, VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien, Düsseldorf, Februar 1994.
- [14] HAAS LASER: *Licht trennt – Schneiden mit Haas-Laser*. Schramberg, Firmenprospekt: Anwendungsbeispiele.
- [15] HIRT, A.: *Materialbearbeitung mit Festkörperlaser*. Schramberg.
- [16] RUDLAFF, T.: *Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1993. In: *Laser in der Materialbe-*

- arbeitung, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: B. G. Teubner, 1993, ISBN 3-519-06208-9.
- [17] BURGER, D.: *Beitrag zur Optimierung des Laserhärtens*. Dissertation, Stuttgart: Universität Stuttgart, 1988.
 - [18] Norm DIN 8580 Entwurf 01.1994. *Fertigungsverfahren: Begriffe, Einteilung*.
 - [19] Norm DIN 8505 Teil 1 05.1979. *Löten: Allgemeines, Begriffe*.
 - [20] KÖHLER, G.; RÖGNITZ: *Maschinenteile 1*. Stuttgart: Teubner, 7. Aufl., 1986, ISBN 3-519-46312-1.
 - [21] LAUTERBACH, R.: *Thermisches Spritzen – Einführung*. In: *Moderne Beschichtungsverfahren – Vorträge eines Fortbildungsseminars der Deutschen Gesellschaft für Materialkunde e.V.* (herausgegeben von Steffens, H.-D.; Brandl, W.), Dortmund: Lehrstuhl für Werkstofftechnologie der Universität Dortmund, 1992, S. 49, ISBN 3-88355-177-5.
 - [22] BABIAK, Z.; WEWEL, M.: *Flammspritzen: Verfahren und Anwendungen*. In: *Moderne Beschichtungsverfahren – Vorträge eines Fortbildungsseminars der Deutschen Gesellschaft für Materialkunde e.V.* (herausgegeben von Steffens, H.-D.; Brandl, W.), Dortmund: Lehrstuhl für Werkstofftechnologie der Universität Dortmund, 1992, S. 51–70, ISBN 3-88355-177-5.
 - [23] BERGMANN, W.: *Werkstofftechnik, Teil 2: Anwendungen*. München: Hanser, 1987, ISBN 3-446-14128-6.
 - [24] WEWEL, M.; BABIAK, Z.: *Lichtbogenspritzen: Verfahren und Anwendungen*. In: *Moderne Beschichtungsverfahren – Vorträge eines Fortbildungsseminars der Deutschen Gesellschaft für Materialkunde e.V.* (herausgegeben von Steffens, H.-D.; Brandl, W.), Dortmund: Lehrstuhl für Werkstofftechnologie der Universität Dortmund, 1992, S. 71–85, ISBN 3-88355-177-5.
 - [25] DVORAK, M.; LAUTERBACH, R.: *Plasmaspritzverfahren und ihre Anwendungen*. In: *Moderne Beschichtungsverfahren – Vorträge eines Fortbildungsseminars der Deutschen Gesellschaft für Materialkunde e.V.* (herausgegeben von Steffens, H.-D.; Brandl, W.), Dortmund: Lehrstuhl für Werkstofftechnologie der Universität Dortmund, 1992, S. 86–97, ISBN 3-88355-177-5.
 - [26] HARTUNG, F.: *Verfahren des Auftragschweißens*. In: *Moderne Beschichtungsverfahren – Vorträge eines Fortbildungsseminars der Deutschen Gesellschaft für Materialkunde e.V.* (herausgegeben von Steffens, H.-D.; Brandl, W.), Dortmund: Lehrstuhl für Werkstofftechnologie der Universität Dortmund, 1992, S. 3–15, ISBN 3-88355-177-5.
 - [27] VOLZ, R.: *Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1998. In: *Laser*

- in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: B. G. Teubner, 1998, ISBN xxx.
- [28] WOLF, S.; VOLZ, R.: *Das Laserstrahlbeschichten – integrierbarer Oberflächenschutz für ein breites Anwendungsspektrum des Maschinenbaus*. In: *Thermische Spritzkonferenz TS 96* (herausgegeben von Lugscheider, E.), Nr. 175 in DVS-Berichte, Deutscher Verband für Schweißtechnik, Düsseldorf: DVS-Verlag, 1996, S. 160–163, ISBN 3-87155-480-4.
- [29] GRÜNENWALD, B.: *Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1996. In: *Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW*. Stuttgart: B. G. Teubner, 1996, ISBN 3-519-06229-1.
- [30] REICHELT, U.: *Untersuchung zum Einfluß der Intensitätsverteilung und Pulverzufuhr beim Laserbeschichten*. Studienarbeit, Universität Stuttgart, 1993, (Institut für Strahlwerkzeuge: IFSW-93-63).
- [31] WEERASINGHE, V. M.; STEEN, W. M.: *Laser cladding with pneumatic powder delivery*. In: *Applications of Lasers in Materials Processings, Los Angeles* (herausgegeben von Metzbower, E. A.), Ohio: American Society for Metals, 1983, S. 166–174, ISBN 0-87170-173-1.
- [32] COOPER, K.; AYERS, A. D.: *Laser melt-particle injection processing*. *Surface Engineering* **1** (1985) Nr. 4, S. 263–272, ISSN 0276-0844.
- [33] SHEN, J.; GRÜNENWALD, B.; DAUSINGER, F.; NOWOTNY, S.: *Möglichkeiten zur Optimierung der Randschichteigenschaften eines Einsatzstahls mit CO₂-Lasern*. *Laser und Optoelektronik* **23** (1991) Nr. 6, S. 41–49, ISSN 0722-9003.
- [34] SHEN, J.: *Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung bei gleichzeitiger Pulverzufuhr*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1993. In: *Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW*. Stuttgart: B. G. Teubner, 1994, ISBN 3-519-06214-3.
- [35] BURCHARDS, D.; HINSE, A.: *Laserdraht- und Laserheißdrahtbeschichten*. In: *Proceedings of the 3rd European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT '90), Erlangen* (herausgegeben von Bergmann, H. W.; Kupfer, R.), Coburg: Sprechsaal Publishing Group, 1990, S. 439–450.
- [36] HENSEL, F.; BINROTH, C.; SEPOLD, G.: *A comparison of powder- and wire-fed laser beam cladding*. In: *Proceedings of the 4th European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT '92), Göttingen* (herausgegeben von Mordike, B. L.), Oberursel: Deutsche Gesellschaft für Materialkunde (DGM), 1992, S. 39–44, ISBN 3-88355-185-6.

- [37] FUX, V.; LUFT, A.; POLLAK, D.; NOWOTNY, S.; SCHWARZ, W.: *Laser cladding with amorphous hardfacing alloys*. In: *Proceedings of the 4th European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT '92)*, Göttingen (herausgegeben von Mordike, B. L.), Oberursel: Deutsche Gesellschaft für Materialkunde (DGM), 1992, S. 387–392, ISBN 3-88355-185-6.
- [38] LUGSCHEIDER, E.; BOLENDER, H.; KRAPPITZ, H.: *Laser cladding of paste bound hardfacing alloys*. *Surface Engineering* **7** (1991) Nr. 4, S. 341–344, ISSN 0267-0844.
- [39] HAUDE, R.; WEISHEIT, A.; MORDIKE, B. L.: *Development of laser alloying and cladding using paste bonded coatings*. In: *Proceedings of the International Congress of Lasers and Electro-Optics (ICALEO '93)*, Orlando (herausgegeben von Denney, P.; Miyamoto, I.; Mordike, B. L.), Orlando: Laser Institute of America (LIA), 1993, S. 875–881, ISBN 0-91203-550-1.
- [40] BECKER, R.; SEPOLD, G.: *Nachbehandlung von Spritzschichten durch Hochleistungslaser*. *Metalloberflächen* **41** (1987) Nr. 7, S. 329–332, ISSN 0026-0797.
- [41] GASSER, A.; KREUTZ, E.; LEIBRANDT, S.; WISSENBACH, K.: *Verdichten von thermisch gespritzten Schichten mit CO₂-Laserstrahlung*. In: *Tagungsband der 2. europäischen Konferenz über Laser-Materialbearbeitung (ECLAT '88)*, Bad Nauheim (herausgegeben von Sepold, G.), Düsseldorf: DVS-Verlag, 1988, S. 81–85, ISBN 3-87155-418-9.
- [42] MORDIKE, B. L.: *Laseroberflächenumschmelzen von metallischen und nichtmetallischen Werkstoffen*. *Opto Elektronik Magazin* **4** (1988) Nr. 5, S. 482–490, ISSN 0930-9713.
- [43] BEHR, F.; ARNDT, C.: *Verfahren zum Beschichten von Substraten und seine Anwendung*. Patentschrift DE 41 02 495 C2.
- [44] TIZIANI, H. J.: *Optische Grundgesetze*. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Technische Optik, 1993, Vorlesungsmanuskript.
- [45] BERGMANN, L.; SCHAEFER, C.: *Optik*, Bd. III von *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Berlin: Walter de Gruyter, 8. Aufl., 1978, ISBN 3-11-010882-8.
- [46] BORN, M.; WOLF, E.: *Principles of Optics*. Oxford: Pergamon Press, 3. Aufl., 1965.
- [47] MÖLLER, K. D.: *Optics*. Mill Valley (Ca.): University Science Books, 1988, ISBN 0-935702-45-8.
- [48] BROUWER, W.: *Matrix Methods in Optical Instrument Design*. New York: Benjamin, 1964.
- [49] SIEGMANN, A. E.: *Lasers*. Mill Valley (Ca.): University Science Books, 1986, ISBN 0-19-855713-2.

- [50] FOWLES, G. R.: *Introduction to Modern Optics*. New York: Holt, Rinehart And Winston, Inc., 2. Aufl., 1975, ISBN 0-03-089404-2.
- [51] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung*. Studienbücher Maschinenbau, Stuttgart: B. G. Teubner, 1992, ISBN 3-519-06134-1.
- [52] BRONŠTEIN, I. N.; SEMENDJAJEW, K. A.: *Taschenbuch der Mathematik*. Thun: Verlag Harry Deutsch, 22. Aufl., 1985, ISBN 3-87144-492-8.
- [53] BÉLANGER, P.: *Beam propagation and the ABCD ray matrices*. Optics Letters **16** (1991) Nr. 4, ISSN 0146-9592.
- [54] HERLOSKI, R.; MARSHALL, S.; ANTOS, R.: *Gaussian beam ray-equivalent modeling and optical design*. Applied optics **22** (1983) Nr. 8, S. 1168, ISSN 0003-6935.
- [55] ARNAUD, J.: *Representation of Gaussian beams by complex rays*. Applied Optics **24** (1985) Nr. 4, S. 538, ISSN 0003-6935.
- [56] Norm DIN EN ISO 11 145 01.1994. *Laser und Laseranlagen: Begriffe und Formelzeichen*.
- [57] MELLES GRIOT GMBH: *Optics, Opto-Mechanics, Lasers, Instruments*. Darmstadt, 1995, Produktkatalog.
- [58] SPINDLER & HOYER GMBH: *Gesamtkatalog G3*. Göttingen, 1997, Produktkatalog.
- [59] DOROTEK GESELLSCHAFT FÜR SYSTEMTECHNIK MBH: *Optische Komponenten*. Ahrensfelde, 1995, Produktkatalog.
- [60] GIGAHERTZ-OPTIK: *Ealing Gesamtkatalog*. Puchheim, 1995, Produktkatalog.
- [61] KINDLER, H.: *The Design of a Y-Coupler for a Fiber Optic Sensor*. Studienarbeit, Universität Stuttgart (Institut für Konstruktion und Fertigung in der Feinwerktechnik) / Brunel University of West London (Department of Manufacturing and Engineering Systems), 1992.
- [62] TIZIANI, H. J.: *Optische Informationsverarbeitung*. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Technische Optik, 1988, Vorlesungsmanuskript.
- [63] ANDONOVIC, I.; UTTAMCHANDANI, D.: *Principles of Modern Optical Systems*. Norwood, MA: Artech House, Inc., 1989, ISBN 0-89006-351-6.
- [64] KINDLER, H.; HUONKER, M.: *Pulverbeschichtungseinrichtung*. Patentschrift DE 196 06 383 C2, 1998.
- [65] KINDLER, H.; HUONKER, M.: *Powder Coating Apparatus*. Patent US 5,993,549, 1999.
- [66] KINDLER, H.; HUONKER, M.: *Dispositif d'application d'un revêtement de poudre*. Brevet d'Invention FR 2 743 819, 1999.

- [67] NICOLL, A. R.: *Modern trends in plasma spray – Functional coatings using selected processes and materials*. In: *13. Dortmunder Hochschulkolloquium: Thermisches Spritzen* (herausgegeben von Steffens, H.-D.), Dortmund: Universität Dortmund, Lehrstuhl für Werkstofftechnologie, 1994.
- [68] KINDLER, H.; VOLZ, R.; HUONKER, M.: *Das „Beam Trap“-Modul – eine Revolution des Laserstrahlbeschichtens*. In: *Thermische Spritzkonferenz TS 96* (herausgegeben von Lugscheider, E.), Nr. 175 in DVS-Berichte, Deutscher Verband für Schweißtechnik, Düsseldorf: DVS-Verlag, 1996, S. 422–424, ISBN 3-87155-480-4.
- [69] KINDLER, H.; VOLZ, R.; HUONKER, M.: *Ein neues Verfahren zum Laserstrahlbeschichten*. In: *Proceedings of the 6th European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT '96)*, Stuttgart (herausgegeben von Dausinger, F.; Bergmann, H. W.; Sigel, J.), Bd. 1, Wiesbaden: Arbeitsgemeinschaft Wärmebehandlung und Werkstofftechnik e.V., 1996, S. 447–454, ISBN 3-00-000942-6.
- [70] HAAS LASER: *Höchste Leistung bei bestem Strahl – Die HL cw-Laser*. Schramberg, Produktprospekt.
- [71] HAAS LASER: *Höchste Leistung bei bestem Strahl – Die cw-YAG Laser HL 1006 D HL 2006 D HL 3006 D*. Schramberg, Produktprospekt.
- [72] HAAS LASER: *Technische Daten zu HL 3006 D*. Schramberg, Produktprospekt.
- [73] DOROTEK GESELLSCHAFT FÜR SYSTEMTECHNIK MBH: *Persönliche Mitteilung*. 1995.
- [74] HUONKER, M.: *Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1998. In: *Laser in der Materialbearbeitung*, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: B. G. Teubner, 1999, ISBN 3-519-06244-5.
- [75] HUONKER, M.: *Hinweise zur Benutzung des ABCD-Propagationsprogramms*. Interner Bericht, IFSW, Stuttgart, 1997.
- [76] INSTITUT FÜR TECHNISCHE PHYSIK: *Statusbericht*. Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., Stuttgart, 1995.
- [77] REICHELT, U.; KINDLER, H.; VOLZ, R.: *Einsatz des 4 kW-Festkörperlasers zum Beschichten und Fügen mit pulverförmigen Zusatzwerkstoffen*. In: *Proceedings of the 6th European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT '96)*, Stuttgart (herausgegeben von Dausinger, F.; Bergmann, H. W.; Sigel, J.), Bd. 1, Wiesbaden: Arbeitsgemeinschaft Wärmebehandlung und Werkstofftechnik e.V., 1996, S. 365–372, ISBN 3-00-000942-6.
- [78] GIECK, K. . R.: *Technische Formelsammlung*. Germering: Gieck Verlag, 30. Aufl., 1995, ISBN 3-920379-21-7.

- [79] BOHREN, C. F.; HUFFMANN, D. R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: Willey & Sons, 1983, ISBN 0-471-05772-X.
- [80] LAGAIN, P.: *Contribution expérimentale aux traitements de surface par laser avec apport des poudres*. Dissertation: Université d'Aix Marseille II, 1989.
- [81] GASSER, A.: *Oberflächenbehandlung metallischer Werkstoffe mit CO₂-Laserstrahlung in der flüssigen Phase*. Dissertation, Aachen: RWTH Aachen, 1993, ISBN 3-930085-11-9.
- [82] VAN DE HULST, H. C.: *Light Scattering by Small Particles*. New York: Dover Publications, 1981, ISBN 0-486-64228-3.
- [83] MARSDEN, C. F.; FRENK, A.; WAGNIÈRE, J.-D.: *Power absorbtion during laser cladding process*. In: *Proceedings of the 4th European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT '92)*, Göttingen (herausgegeben von Mordike, B. L.), Oberursel: Deutsche Gesellschaft für Materialkunde (DGM), 1992, S. 375–380, ISBN 3-88355-185-6.
- [84] HECHT, E.: *Optics*. Reading (Mass.): Addison-Wesley, 2. Aufl., 1987, ISBN 0-201-11609-X.
- [85] KINDLER, H.: *Modellierung der Plasmaausbildung in der Dampfkapillare beim Lasertiefschweißen*. Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 1993, (Institut für Strahlwerkzeuge: IFSW-93-46).
- [86] DAUSINGER, F.: *Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität*. Habilitationsschrift, Universität Stuttgart, 1994. In: *Laser in der Materialbearbeitung*, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: B. G. Teubner, 1995, ISBN 3-519-06217-8.
- [87] JENKINS, F. A.; WHITE, H. E.: *Fundamentals of Optics*. New York: McGraw-Hill, 4. Aufl., 1976, ISBN 0-007-032330-5.
- [88] GERTHSEN, C.; KNESER, H. O.; VOGEL, H.: *Physik*. Berlin: Springer, 15. Aufl., 1986, ISBN 3-540-16155-4.
- [89] KNEUBÜHL, F. K.; SIGRIST, M. W.: *Laser*. Teubner Studienbücher Physik, Stuttgart: Teubner, 1988, ISBN 3-519-03032-2.
- [90] BRUNNER, W.; JUNGE, K.: *Lasertechnik: Eine Einführung*. Heidelberg: Hüthig, 3. Aufl., 1987, ISBN 3-7785-1260-9.
- [91] BAUER, H.: *Lasertechnik: Grundlagen und Anwendungen*. Kamprath-Reihe, Würzburg: Vogel, 1991, ISBN 3-8023-0437-3.
- [92] PEDROTTI, F.; PEDROTTI, L.; WERNER, B.; HARTMUT, S.: *Optik: Eine Einführung*. München: Prentice Hall, 1996, ISBN 3-8272-9510-6.
- [93] HUMMEL, R. E.: *Optische Eigenschaften von Metallen und Legierungen - Mit einer Einführung in die Elektronentheorie der Metalle*, Bd. 22 von *Reine und*

- angewandte Metallkunde in Einzeldarstellungen*. Berlin: Springer Verlag, 1971, ISBN 3-540-05234-8.
- [94] RUDLAFF, T.; DAUSINGER, F.: *Effects of transformation-hardening without absorptive coatings using CO₂- and Nd:YAG-lasers*. In: *Proceedings of the 4th European Conference on Laser Treatment of Materials (ECLAT'92)*, Göttingen (herausgegeben von Mordike, B. L.), Oberursel: Deutsche Gesellschaft für Materialkunde (DGM), 1992, S. 313–318, ISBN 3-88355-185-6.
- [95] BECK, M.: *Modellierung des Lasertiefschweißens*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1996. In: *Laser in der Materialbearbeitung*, Forschungsberichte des IFSW. Stuttgart: B. G. Teubner, 1996, ISBN 3-519-06218-6.
- [96] PROKHOROV, A. M.; KONOV, V. I.; URSU, I.; MIHAILESCU, I. N.: *Laser Heating of Metals*. Bristol: Adam Hilger, 1990, ISBN 0-7503-00040-X.
- [97] WOLFRAM, S.: *Mathematica: A System for Doing Mathematics by Computer*. Reading (Mass.): Addison Wesley, 2. Aufl., 1992, ISBN 0-201-51502-4.
- [98] PALIK, E. D.: *Handbook of Optical Constants of Solids*. Orlando: Academic Press, 1985, ISBN 0-12-544420-6.
- [99] PALIK, E. D.: *Handbook of Optical Constants of Solids II*. San Diego: Academic Press, 1991, ISBN 0-12-544422-2.
- [100] TRUMPF GMBH + CO: *Laserbearbeitung: Schweißen von Aluminium und Aluminiumlegierungen*. Ditzingen, 04 1993, Technische Information.
- [101] BEYER, E.; BEHLER, K.; HOFFMANN, K.; BERKMANN, J.: *Aluminiumdünnblechschweißen mit dem CO₂-Hochleistungslaser*. VDI-Z **133** (Januar 1991) Nr. 1, S. 82–86, ISSN 0042-1766.
- [102] BIERMANN, B.; DIERKEN, R.; BERGMANN, H. W.: *Laserstrahlschweißen hochfester Al-Legierungen*. Metall **45** (1991) Nr. 4, S. 328–336, ISSN 0026-0746.
- [103] SAKAMOTO, H.; SHIBATA, K.; MATSUYAMA, H.: *Effect of surface conditions on laser hardening using a polarized laser beam*. In: *Proceedings of the 26th International Symposium on Automotive Technology and Automation (26th ISATA), Dedicated Conference on LASER APPLICATIONS IN THE AUTOMOTIVE INDUSTRIES*, Aachen, Croydon: Automotive Automation Limited, 1993, S. 255–260, ISBN 0-947719-57-1.
- [104] BERND WOICK GMBH: *WOICK Ausrüstungsberater '97*. Plieninger Straße 21, 70794 Filderstadt-Bernhausen, 1997, Produktkatalog für Camping-Bedarf.
- [105] CONRAD ELECTRONIC: *Electronic Welt '97*. Hirschau, 1997, Produktkatalog.
- [106] KAMMER, C.: *Aluminium-Taschenbuch: Grundlagen und Werkstoffe*, Bd. 1. Düsseldorf: Aluminium-Verlag, 15. Aufl., 1995, ISBN 3-87017-241-X.

- [107] BEITZ, W.; KÜTTNER, K.-H.: *Dubbel – Taschenbuch für den Maschinenbau*. Berlin: Springer Verlag, 17. Aufl., 1990, ISBN 3-540-54381-2.
- [108] Norm DIN EN 1274 08.1996. *Thermisches Spritzen – Pulver: Zusammensetzung, Technische Lieferbedingungen*.

In eigener Sache

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Physik des Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Stuttgart. An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zur Entstehung und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Direktor des Instituts für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart. Schon zu meiner Studienzeit konnte er durch seine hervorragenden Vorlesungen und interessante Themenstellungen zu meiner Studien- und Diplomarbeit mein Interesse für die Lasertechnik wecken. Später hat er dann den Hauptbericht dieser Dissertation übernommen und durch anregende Gespräche wesentlich zu ihrer Verwirklichung beigetragen.

Bei Herrn Prof. (em.) Dr. phil. Barry Leslie Mordike, Institut für Werkstoffkunde und Werkstofftechnik der Technischen Universität Clausthal-Zellerfeld, bedanke ich mich für sein Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Mitberichts.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. rer. nat. Hans Opower, ehemals Leiter des Instituts für Technische Physik des DLR Stuttgart, für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit an seinem Institut.

Bei Dr.-Ing. Robert Volz bedanke ich mich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und den Anstoß zu dieser Arbeit. Er hat meinen Lebensweg seit dieser Zeit nicht unerheblich mitgeprägt.

Mein Dank geht auch an Dr. rer. nat. Wolfram Wittwer, der in schwieriger Zeit die Leitung der Arbeitsgruppe übernommen und so den Abschluß dieser Arbeit ermöglicht hat.

Stellvertretend für alle Kollegen und Kolleginnen, die durch Ihre Hilfsbereitschaft viele Dinge erst ermöglicht haben, bedanke ich mich bei Dr.-Ing. Johannes Arnold für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit.

Ohne die Unterstützung meiner Eltern wäre jedoch alles nicht möglich gewesen. Sie gaben mir die notwendigen Grundlagen mit auf den Weg und schufen durch ihre finanzielle Unterstützung die Sicherheit, diesen dann Schritt für Schritt zu gehen. Ihnen an dieser Stelle danken zu können – darüber freue ich mich ganz besonders.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von
Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorritz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im
Strahlführungssystem von
Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende
Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen
beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des
Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die
Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell
längsgeströimte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit
Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter
Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünwald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in
längsgeströimten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der
Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger
Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer
Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in
Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und
Prozeßeffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und
Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als
zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von
Gasentladungsstrecken für CO₂-
Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur
Qualitätssicherung beim gepulsten
Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle
Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden
dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch
Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und
deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißgunnung von Aluminiumwerkstoffen
für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluidodynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspanung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluidynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur
Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim
Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der
Strahlqualität von Hochleistungsdiodelnlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur
Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und
Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminium-
werkstoffen mit Festkörperlasern für den
Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf
Glas- und Kunststoffsubstraten für die Her-
stellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung
des Weichlötens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften
von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des
Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle
Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschwei-
ßen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven
Laserpräzisionsabtrags von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den
Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des
Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrier-
ten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montage-
konzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzel, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminium-
werkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-
CVD Synthese von Diamant und amorphen
Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit,
Flexibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

Neue Konzepte der Laserstrahlformung und
-führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205

Heimerdinger, Christoph

Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen
für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen
Bestimmung des Reflexionsgrades optischer
Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in
keramischen Werkstoffen mittels repetierender
Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner

Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und
Kleben mit Hochleistungsdiodelnlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3