

SCIENTIFIC REPORTS

WISSENSCHAFTLICHE BERICHTE



Journal of the University of Applied Sciences Mittweida
Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule Mittweida

Lasertechnik



Nr. 4, 2015
ISSN 1437-7624

24th International Scientific Conference
Mittweida
November 19-20, 2015



Lasertechnik

Impressum:

Herausgeber:

Hochschule Mittweida
University of Applied Sciences
Der Rektor
Prof. Dr. phil. Ludwig Hilmer
Der Prorektor für Forschung und
Entwicklung
Prof. Dr.-Ing. habil. Gerhard Thiem

Postanschrift:

Hochschule Mittweida
University of Applied Sciences
Referat für Forschung
Postfach 1457
D-09644 Mittweida

Redaktion dieser Ausgabe:

Hochschule Mittweida
University of Applied Sciences

Erscheinungsweise: unregelmäßig

Druck: WIRmachenDruck GmbH

Schutzgebühr: 15 €

Tagungsgruppenleiter:

Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. Horst Exner
Prof. Dr.rer.nat.habil. Alexander Horn
Prof. Dr.-Ing. Udo Löschner
Prof. Dr.rer.nat. Bernhard Steiger
Prof. Dr.rer.nat. Steffen Weißmantel

Die Scientific Reports / Wissenschaftliche Berichte als Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule Mittweida (FH) University of Applied Sciences lösen die bisherigen Scientific Reports mit allen Volume I-III ab und erscheinen mit Nr. 1, 1998 ab November 1998 in neuem Layout und in neuer Zählung

Bisher 2015 erschienen:

E-Mobility and Reliability in Communication Networks Nr. 1, 2015

Die IWKM 2015 erscheint in den Bänden:

Prozessentwicklung 4.0	Nr. 2, 2015
Werkstoff- und Oberflächentechnik	Nr. 3, 2015
Lasertechnik	Nr. 4, 2015
Maßnahmen zur Lärminderung	Nr. 5, 2015
Moderne Bildungsangebote für die digitale Arbeitswelt	Nr. 6, 2015

Für den Inhalt der Beiträge sind die Autoren verantwortlich.

Inhaltsverzeichnis

NANO/MIKROBEARBEITUNG

Laser-Assisted Materials Processing for the Development and Production of Optimized Lithium-Ion Batteries	1
Wilhelm Pflöging ^{1,2} , Melanie Mangang ¹ , Peter Smyrek ^{1,2} , Johannes Pröll ^{1,2}	
¹ Karlsruhe Institute of Technology, ² Karlsruhe Nano Micro Facility	
Tailored Optical Fields and their Application in Ultrafast Laser-Materials Processing	5
Jinglei Ouyang ¹ , Yang Jin ¹ , Olivier Allegre ² , Walter Perrie ¹ , Eamonn Fearon ¹ , Stuart Edwardson ¹ , Geoff Dearden ¹	
¹ Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool	
² School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, The University of Manchester	
Ultrakurzpuls Laserbearbeitung mit resonatorexterner Strahlformung durch deformierbaren Spiegel	8
Marco Smarra, Klaus Dickmann	
Laserzentrum FH Münster	
Lasermikrobearbeitung mit hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Lasersystemen	12
Jörg Schille, Lutz Schneider, Udo Löschner	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Pulsed Laser Deposition of Multilayers of Nanometer Thick Metallic Films	17
Steffen Weißmantel ¹ , Johannes Maus ¹ , Günter Reißer ²	
¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida, ² Laserinstitut Mittelsachsen e.V.	
Scribing of Cigs Thin Films for Integrated Interconnection of Solar Cells	21
Martin Ehrhardt ¹ , Pierre Lorenz ¹ , Lukas Bayer ¹ , Alexander Braun ³ , Jmurillo Gutierrez ² , María del Rocio Arrazola Hermoso ² , Emilio Sanchez Cortezon ² , Klaus Zimmer ¹	
¹ Leibniz Institute of Surface Modification, ² Abengoa Solar New Technology, ³ Solarion AG	
New Approach for Laser Processing of Transparent Materials	25
Michael Werner, Robin Zimny, Michael Grimm	
3D-Micromac AG	
Schmelzbadinstabilitäten während des Laserstrahlmikroschweißens von metallischen Folien	28
Andreas Patschger ¹ , Michael Seiler ¹ , Jens Bliedtner ¹ , Jean Pierre Bergmann ²	
¹ Ernst-Abbe-Hochschule Jena, ² Technische Universität Ilmenau	
Laser Micro-Welding of Optical Materials	37
Richard M. Carter, Jianyong Chen, Robert Thomson, Duncan Hand	
Applied Optics and Photonics Group, Heriot-Watt University, Edinburgh	
Dekorative und funktionale Mikrostrukturen auf Oberflächen mittels Laserbearbeitung	41
Christian Kreisel	
ACSYS Lasertechnik GmbH	
Wavefront and Polarization Structuring for Shaping the Focal Fields of Ultrashort-Pulse Laser Beams	44
Yang Jin ¹ , Jinglei Ouyang ¹ , Walter Perrie ¹ , Geoff Dearden ¹ , Olivier Allegre ²	
¹ Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool	
² School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, The University of Manchester	
Meta-Modelling and Visualization of multi-dimensional Data	49
Wolfgang Schulz, Toufik Al-Khawli	
Nichtlineare Dynamik der Laser-Fertigungsverfahren NLD, RWTH Aachen University	
Picosecond Laser Ablation of Materials used in Packaging of Electronic Components	52
Robert Ernst ^{1,2} , Olaf Krimig ² , Bianca Böttge ¹ , Sandy Klengel ¹ , Georg Hillrichs ²	
¹ Fraunhofer Institute for Mechanics of Materials IWM	
² University of Applied Sciences Merseburg	

HOCHRATE-LASERBEARBEITUNG

Simulationsgestützte Analyse des Übergangs zwischen Laserstrahlschweißen und -abtragsschneiden	56
Andreas Otto ¹ , Robby Ebert ²	
¹ Institut für Fertigungstechnik und Hochleistungslasertechnik, TU Wien	
² Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida, Deutschland	
Hochleistungs-Remote-Bearbeitung – Applikationen und Systemtechnik	60
Jan Hauptmann ¹ , Andreas Fürst ² , Peter Rauscher ¹	
Patrick Herwig ¹ , Andreas Wetzig ¹ , Eckhard Beyer ^{1,2}	
¹ Fraunhofer IWS Dresden, ² Technische Universität Dresden	
Hochrate Micro Cladding – Oberflächenstrukturen durch schnellen und neuartigen Materialauftrag	64
Martin Erler, Robby Ebert, Matthias Horn, Sascha Klötzner, Horst Exner	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Hochrate-Lasermikrobearbeitung	70
Udo Löschner, Jörg Schille, Frank Ullmann, André Streek, Lars Hartwig, Sascha Klötzer	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
3D-Oberflächenstrukturierung von Freiformflächen mit UKP Lasern	77
Max Groenendijk	
Lightmotif B.V.	
High Efficiency Laser Processing in Photovoltaic Industries	78
Rico Böhme, Ernst Hartmannsgruber	
InnoLas Solutions GmbH	
Polygonscantechnik für die Lasermikrobearbeitung	82
André Streek, Sascha Klötzer	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
New Production Tools for Energy-Efficient Joining Technology	86
Klaus Krastel	
IPG Laser GmbH	
Conventional and Laser Welding a Comparative Study: Mechanical and Corrosion Behavior Materials Welding Effect	89
Ahmed .M. El-Aziz ^{1,2} , Jan Drechsel ³ , Horst Exner ³	
¹ German University in Cairo, ² Department of Physical chemistry, ³ Hochschule Mittweida	
Optimierung der Luftströmungsführung in Bearbeitungskabinen zum Remote-Laserstrahlschweißen	95
Madlen Borkmann ¹ , Achim Mahrle ¹ , Andreas Wetzig ¹ , Eckhard Beyer ^{1,3} ,	
Jürgen Walter ² , Christian Hennigs ² , Alexander Brodeßer ² ,	
Michael Hustedt ² , Stefan Kaierle ²	
¹ Fraunhofer-Institut für Werkstoff- und Strahltechnik, ² Laser Zentrum Hannover e.V., ³ TU Dresden	
Innovativer gütegeschalteter CO₂ Hochleistungskurzpulslaser und neue cw CO₂ Laserfamilie	99
Mathias Busch, Ingomar Krahl	
FEHA LaserTec GmbH	

POSTERSESSION

Femtosekundenlasermikrostrukturierung mittels Phasenmaskenprojektion unter Verwendung eines Spatial Light Modulators	100
Alexander Kratsch, Frank Ehrenberg, Steffen Weißmantel Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Ripple-Bildung mittels Femtosekundenlaserstrahlung auf Oberflächen von Metallen und Hartstoffen	106
Andy Engel, Manuel Pfeiffer, Steffen Weißmantel Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Monolithic Interconnection of Cigse Solar Cells by Picosecond and Nanosecond Laser Structuring	110
Christof Schultz ¹ , Manuel Schüle ¹ , Kamil Stelmaszczyk ^{1,2} , Moshe Weizman ¹ , Christian Wolf ² , Christian A. Kaufmann ² , Björn Rau ² , Rutger Schlatmann ^{1,2} , Frank Fink ¹ , Bert Stegemann ¹ ¹ PVcomB / HTW Berlin - University of Applied Sciences ² PVcomB / Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH	
Mikrostrukturierung von tetraedrisch amorpheN Kohlenstoffschichten (ta-C) mittels 248 nm KrF-Excimerlaser	114
Falko Jahn, Steffen Weißmantel Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Reibwerterhöhende Funktionalisierung von Oberflächen mittels gepulster Laserstrahlung	118
Frank Ullmann ¹ , Lutz Schneider ¹ , Jörg Schille ¹ , Matthias Gräfensteiner ² , Erhard Leidich ² , Horst Exner ¹ ¹ Lasereinstitut Hochschule Mittweida, ² Technische Universität Chemnitz	
Untersuchungen zum Übergang vom Laserstrahliefschweißen zum Laserstrahlabtragschneiden bei Verwendung eines Hochleistungsfaserlasers	124
F. Ullmann, R. Ebert, L. Hartwig, A. Thurm, T. Werner, U. Löschner, H. Exner Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Fundamental Studies on the Deposition of Nanocrystalline Diamond (n-D) Films by Means of Pulsed Laser Deposition (PLD) in Oxygen Atmosphere	128
Hagen Grüttner, Steffen Weißmantel Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Lasermikrostrukturierung ausgewählter Materialien mittels sehr kurzer Laserpulse <35 fs im Vergleich zu konventioneller Ultrakurzpulslaser- Mikrostrukturierung	132
Hagen Grüttner, Steffen Weißmantel Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Untersuchungen zur Lasermikrostrukturierung unter Nutzung unkonventioneller Strahlformung	136
Isabel Berthold, Markus Olbrich, Robby Ebert, Horst Exner Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Untersuchungen zur hochaufgelösten Innenbearbeitung von Glas	141
Isabel Berthold, Jana Kubistova, Robby Ebert, Horst Exner Lasereinstitut Hochschule Mittweida	
Hochgeschwindigkeits-Laserstrahlabtragschneiden von Metall	145
Frank Ullmann ¹ , Udo Löschner ¹ , Lars Hartwig ¹ , Daniel Szczepanski ² , Jörg Schille ¹ , Stefan Gronau ¹ , Jan Drechsel ¹ , Robby Ebert ¹ , Horst Exner ¹ ¹ Lasereinstitut Hochschule Mittweida, ² Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg	
Hochgeschwindigkeits-Laserstrahlschweißen von Stahl mit einem 3 kW Monomode-Faserlaser	152
Jan Drechsel, Udo Löschner, Sascha Schwind, Lars Hartwig, Jörg Schille, Horst Exner, Peter Hübner, Andreas Eysert Hochschule Mittweida	

Femtosecond Laser Induced Periodic Surface Structures of Ito Thin Film on Glass Substrate	158
Linda Pabst ¹ , Walter Perrie ² , Geoff Dearden ² , Horst Exner ¹	
¹ Hochschule Mittweida	
² Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool	
Femtosecond Selective Ablation of Thin Ito Films on Glass Substrate	163
Linda Pabst ¹ , Walter Perrie ² , Geoff Dearden ² , Horst Exner ¹	
¹ Hochschule Mittweida, ² Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool	
Mikrostrukturierung von Quarzglas mittels Femtosekundenlaserstrahlung unterschiedlicher Wellenlängen	167
Manuel Pfeiffer, Andy Engel, Steffen Weißmantel	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Superharte ta-C Schichten und Schichtstapel	171
René Bertram, Maren Nieher, Manuela Hartwig, David Haldan, Steffen Weißmantel	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Simulation der Temperaturverteilungen in Gold und Platin infolge der Bestrahlung mit ultrakurzen Laserpulsen	175
Markus Olbrich, Peter Lickschat, Lutz Schneider, Jörg Schille, Udo Löschner, Steffen Weißmantel, Alexander Horn	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Investigation of laser micro structuring of spintronic stack layers using a highly-repetitive femtosecond laser	179
Mathias Mueller, Robby Ebert, Jörg Schille, Horst Exner	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Generierung von Sinterkörpern aus cermetartigem Pulvermaterial mittels Lasermikrosintern	183
Matthias Horn, Robby Ebert, Horst Exner	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
CO₂-Laserglättung von diffraktiven Phasenelementen in Quarzglas	187
Michael Pfeifer, Sebastian Büttner, Steffen Weißmantel	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Mikrostrukturierung von Stahl mit Pikosekundenlaserpulsen im Burst-Modus	192
Peter Lickschat, Steffen Weißmantel	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Einzelpulsabtrag von Metallschichten mit ultrakurzen Laserpulsen unterschiedlicher Pulsdauer	196
Peter Lickschat, Jörg Schille, Markus Olbrich, Lutz Schneider, Alexander Horn, Udo Löschner, Steffen Weißmantel	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Aufbau und Untersuchung einer Verzögerungsstrecke für die Doppelpuls-Laserablation mit ultrakurzen Pulsen	201
Sebastian Kraft, Jörg Schille, Lars Hartwig, Lutz Schneider, Udo Löschner	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Schnelles Laserlöten von Zellverbindern	206
Sebastian Weinhold, Robby Ebert, Horst Exner	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Strukturierung von Zellverbindern durch Schmelzumlagerung	209
Sebastian Weinhold ¹ , Robby Ebert ¹ , Martin Kutzer ² , Horst Exner ¹	
¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida	
² Solarworld Innovations GmbH	

Auftrag von hochfesten Aluminidschichten auf Aluminium-Werkstoffe durch Laserauftragschweißen	213
Stefan Gronau ¹ , Thomas Scherzberg ² , Robby Ebert ¹ , Gunter Leonhardt ^{1,3} , Horst Exner ¹	
¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida	
² BECKMANN-INSTITUT für Technologieentwicklung e.V.	
³ ProCon GmbH, Annaberger Straße 240, 09125 Chemnitz	
Erzaufschluss mittels Lasertechnologie	217
Stefan Mauersberger, Lutz Schneider, André Streek	
Laserinstitut Hochschule Mittweida	
Finden und Ausnutzen der Dynamikgrenzen von scannenden Strahlformungssystemen	221
Thomas Kimme, Hans-Michael Ochlich, Benjamin Quellmalz	
LASERVORM GmbH	
Untersuchungen zur laserinduzierten Erzeugung von Mikrokavitäten in PMMA	223
Tina Viertel ¹ , Markus Olbrich ¹ , Robby Ebert ¹ , Jens Bliedtner ²	
¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida, ² Ernst-Abbe-Hochschule Jena	
Laserdekontamination für den Rückbau kerntechnischer Anlagen	227
Anton Philipp Anthofer, Wolfgang Lippmann, Antonio Hurtado	
Technische Universität Dresden	
Systementwicklung und Untersuchungen zur Mikrobearbeitung mit femtosekunden Laserimpulsen	228
Jürgen Müller, Christian Schindler, Jens Bliedtner	
Ernst-Abbe-Hochschule Jena	

LASER-ASSISTED MATERIALS PROCESSING FOR THE DEVELOPMENT AND PRODUCTION OF OPTIMIZED LITHIUM-ION BATTERIES

Wilhelm Pfleging^{1,2}, Melanie Mangang¹, Peter Smyrek^{1,2}, Johannes Pröll^{1,2}

¹Karlsruhe Institute of Technology (KIT), IAM-AWP, P.O. Box 3640, 76021 Karlsruhe, Germany

²Karlsruhe Nano Micro Facility, Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344 Egg.-Leopoldshafen, Germany

Laser materials processing in manufacturing of Li-ion batteries is a rather new technological approach which enables rapid manufacturing, high reliability, and a reduction of production costs. Laser cutting and welding processes for batteries are already available for advanced industrial production. Laser microstructuring of battery materials has a huge impact on battery performance and an up-scaling for industrial production is investigated. Advanced laser generated 3D surface architectures in battery materials improve Li-ion diffusion kinetics. This design concept can be applied for thin film microbatteries as well as for high power thick film Li-ion batteries. Due to optimized laser processing a significant improvement of electrode and separator wetting with liquid electrolyte can be achieved. Both, the improvement in Li-ion diffusion kinetics and the turn of battery materials into superwicking deliver advanced battery performances. Electrochemical analysis showed that a steep rise of capacity retention at high charging and discharging currents and an improved cell life-time can be obtained in comparison to standard cells with unstructured battery materials.

1. Introduction

Thick film electrodes (thickness: 20 μm - 100 μm), anodes and cathodes, in modern lithium-ion cells are complex multi-material systems that are provided with defined material components, grain sizes, porosities, and pore size distributions in the micrometer and submicrometer ranges during manufacture. State-of-the-art batteries with pouch cell geometry for high power applications consist of thick film electrode stacks with capacities up to 40-50 Ah.

The development of three-dimensional (3D) cell architectures for electrodes in lithium-ion batteries is one promising approach to overcome problems like 1-dimensional lithium-ion diffusion, inhomogeneous current densities, power losses, high interelectrode ohmic resistances as well as mechanical stresses due to high volume changes resulting from lithium-ion insertion and deinsertion. By applying 3D battery architectures one can achieve large areal energy capacities while maintaining high power densities at the same time. This feature is important, e.g. for thin film batteries where the lithium-ion diffusion is limited by the thickness of the compact film. A common approach for realization of 3D architectures in electrodes is the structuring of the substrate or current collector, e.g. via anisotropic etching of silicon. An increased active surface achieved by 3D electrode architectures can induce large areal energy densities. Unfortunately, this approach is in a very early stage of development and in general it is not feasible for state-of-the-art electrodes.

At KIT a new process for the generation of 3D batteries has been developed: laser-assisted self organized structuring and direct structuring of tape cast electrodes [1-3]. In each case, the laser structured electrodes show a significant improvement of battery performance. A cost efficient laser-based technology for the realization of 3D architectures in thick film tape cast electrodes was developed in order to achieve cell operation with extended life-time and increased capacity retention at high charging and discharging currents. For the development of advanced laser processes in battery

manufacturing, a complete battery manufacturing process cycle has been built-up including electrochemical battery characterization (Fig.1).

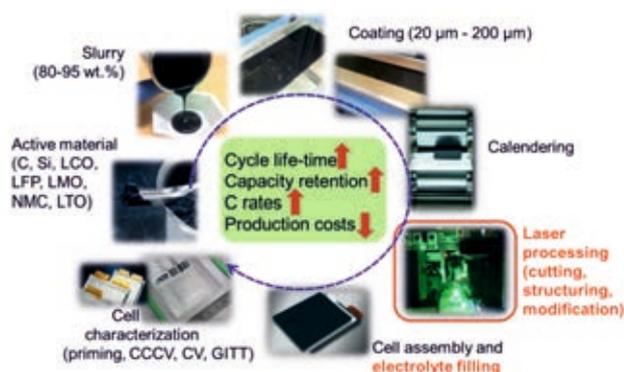


Fig.1: Process chain for cell fabrication and testing including laser processing of battery materials.

2. Experimental setup

Different types of electrode materials were investigated such as LiCoO_2 (LCO), LiMn_2O_4 (LMO), SnO_2 (SnO), fluorine doped SnO_2 (FTO), $\text{Li}(\text{NiMnCo})\text{O}_2$ (NMC), silicon (Si), graphite (C), and LiFePO_4 (LFP). Thin films as well as thick films were applied. Thick film electrodes are composite materials which consist of active material, carbon black, graphite, and binder. All lithium-ion cells were assembled either in an argon-filled glove box (LABmaster sp, MBraun Inertgas-Systeme GmbH, Germany) or in a dry room. An ultrafast fiber laser system (Tangerine, Amplitude Systèmes, France), a ns fiber laser system (YLPM, IPG Photonics, Germany) or an excimer laser system (ATLEX-1000-I, ATL Lasertechnik GmbH, Germany) were used to manufacture 3D architectures into the thick or thick film electrode layers.

3. Results and discussion

3.1 Self organized structuring

Excimer laser ablation of NMC and LCO electrodes was studied under ambient air for different laser fluences and for different laser wavelengths (193

nm, 248 nm). The formation of self organizing microstructures (micro-cones, Fig. 1a) was observed up to laser fluences of 3 J/cm^2 . A maximum density of about $25 \cdot 10^6$ cones/ cm^2 could be achieved [4-6]. The self organizing microstructures could be achieved for pressed powders as well as for tape-casted electrodes containing LCO or NMC as active material. It was found that suitable process parameters are laser fluences of $0.6 - 1 \text{ J/cm}^2$ and laser pulse numbers in the range of 200 to 500 pulses. In tape-cast electrodes, the height of a single micro-cone can reach values of up to $50 \mu\text{m}$ while the diameter is in the range of about $1 - 5 \mu\text{m}$. It could also be shown that the performance of batteries incorporating such laser-modified tape-cast electrodes is improved [6]. Battery tests and cross-sectional analysis revealed that the binder and conductive additives are preserved within conical structures. This is an important observation since a preferred removal of one component (e.g. carbon black which is commonly used for composite materials) would finally result in a reduced electrochemical performance due to an increased electrical resistance of the electrode.

The mechanisms leading to the formation of micro-cones during pulsed laser surface treatment are not yet fully understood. It could be shown by Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) and laser-ablation inductively coupled plasma mass spectroscopy (LA-ICP-MS) that the selective ablation of lithium occurs during formation of micro-cones [7].

Due to the formation of micro-cones a significant increase of active surface could be achieved. In case of LCO thin film electrodes it could be shown that the cycle stability of batteries increases linearly with increasing active surface area. Similar results could be achieved using LCO and NMC (Fig. 1) thick film tape cast electrodes. Figure 1b shows the capacity of structured and unstructured NMC thick film electrodes for a charging/discharging rate of 1 C. A "1C" rate means that the discharge current will discharge the entire battery in 1 hour. The structured cathode showed an improved cycling stability. After 100 cycles at 1C, the laser treated electrode retained a capacity of 114 mAh/g compared to 38 mAh/g for the unstructured one. This can be explained by the increased active surface area allowing improved lithium-ion diffusion.

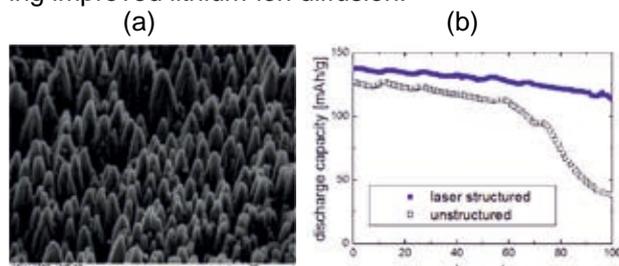


Fig.2: (a) Self organized surface structures in NMC electrodes ($\lambda=248 \text{ nm}$, $\epsilon=1 \text{ J/cm}^2$) and (b) specific discharge capacity as a function of cycle number of untreated and laser structured NMC tape-cast electrodes (charging/discharging in 1 hour: 1 C).

3.2 Direct laser structuring

Generally, electrolyte filling of pouch cells is realised by time and cost consuming vacuum and storage processes at elevated temperatures. Nevertheless, by applying state-of-the-art electrolyte filling processes insufficient wetting of electrode surfaces is one drawback resulting in a certain production failure rate, a lowered cell capacity or a reduced battery life-time. Laser structuring has been developed for the formation of capillary microstructures in thick film tape-cast electrodes resulting in a tremendous acceleration of electrolyte wetting in comparison to unstructured electrodes (Fig. 3). The removal of the complete electrode material from the ablation zone delivers the most efficient capillary transport [8].

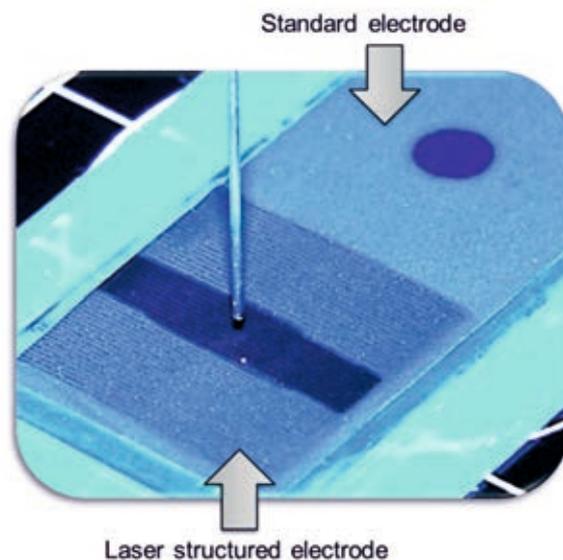


Fig. 3: Rapid wetting of laser structured electrodes.

For the formation of capillary structures, ns-laser ablation as well as ultrafast laser processing was investigated.

For ns-laser radiation ($\lambda=1064 \text{ nm}$, pulse length 200 ns) the laser beam energy is absorbed at the material surface and due to heat conduction the temperature of the surrounding composite material increases. The binder material for tape cast electrodes ($\sim 5 \text{ wt\%}$) is PVDF which has a low decomposition temperature in the range of $250 - 350 \text{ }^\circ\text{C}$ [9]. Therefore, the PVDF binder matrix spontaneously evaporates and active particles are removed from the laser beam interaction zone. A similar ablation process for metal/polymer composite materials has already been described by Slocombe et al. [10].

With ns-laser radiation structure widths of about $40 - 55 \mu\text{m}$ can be achieved (Fig. 4a,b). The current collector for cathodes are made of aluminium with a thickness of $20 \mu\text{m}$ and for anodes they consist of copper with a thickness of $10 \mu\text{m}$. Laser structuring with ns-laser can be realized without damage of the current collector (Fig. 4a). Laser structuring can be realised even for double-side coated aluminium substrates which is a required processing step for

process up-scale for manufacturing of lithium-ion cells with high capacities [8].

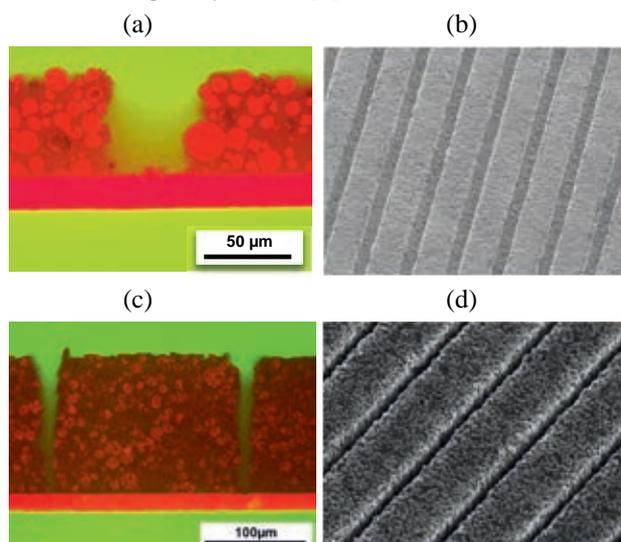


Fig. 4: Capillary structures in NMC electrodes. Cross section and SEM top view of ns- (a,b) and fs- (c,d) laser structured NMC (pitch of capillary structures: 200 μm , pulse lengths: 200 ns, 350 fs).

Nanosecond laser ablation is not appropriate for each type of electrode material. For example ns laser structuring of LFP electrodes leads always to melt formation and therefore to an undesired modification of the active material. Therefore, the need for ultrafast laser materials processing necessary for this type of material increases. Furthermore, the ablation efficiency of LFP increases by a factor of 3 by using femto- or pico-second laser ablation in comparison to ns-laser ablation [11]. Another aspect is the loss of active material due to the ablation process. For application of structured foils in batteries it is important to reduce the amount of ablated material which in turn means that small capillar widths and high aspect ratios are preferred. By using ultrafast laser ablation it could be shown that the aspect ratio could be significantly increased (Fig. 4c,d) and that the loss of active material can be reduced from 20 % down to values below 5 %.

Cell lifetime tests

While lithium-ion pouch cells (Fig. 5b) with unstructured NMC electrodes spontaneously fail within a cycle number range of 1000 to 1500, lithium-ion cells with laser-structured NMC electrodes indicated a very stable cycling behaviour for 2500 cycles resulting in specific charge and discharge capacities of approximately 110 mAh/g (Fig. 5a). It could be shown that high coulomb efficiency can be reached even within long-term cycling. After 500 cycles the capacity retention of the cells with unstructured NMC electrode is 89 % while the capacity retention for cells with laser-structured NMC electrode is 94 %. After 1000 cycles the capacity retention for cells with unstructured NMC electrode counts 85 % (w.o. 24 hours storage). Concerning lithium-ion cells with laser-structured

NMC electrode as well as after 1000 cycles, the capacity retention drops to 89 %. A critical capacity value for lithium-ion cells is the 80 % limit of the initial capacity. When reaching a capacity retention of 80 %, the so-called "cell life-time" is reached. Lithium-ion cells with laser-structured NMC cathodes exhibited the longest life-time with 2290 cycles. The 80 % limit was reached for lithium-ion cells with unstructured NMC cathodes at 1199 cycles. Cells with unstructured NMC electrodes show a spontaneous failure after 1600 cycles (Fig. 5a) while cells with laser structured NMC electrodes show only a slight decrease in capacity with increasing cycle number leading to a capacity of about 60% of the initial capacity after 10,000 cycles.

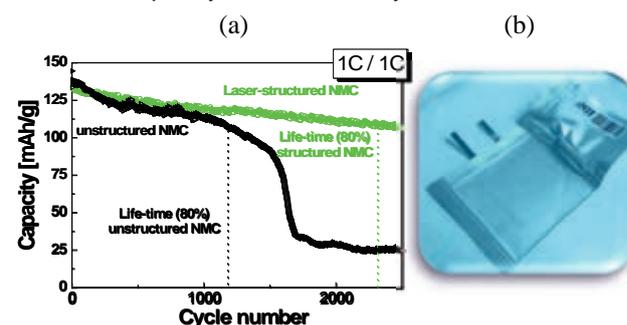


Fig. 5: Specific discharge capacities (a) of NMC pouch cells (b) for cycle numbers up to $N = 2500$ cycles (1 C charge/1 C discharge).

5. Summary and conclusion

A new technical approach of using laser-generated capillary structures in electrode materials was presented. This technology can be applied in order to increase cell reliability during the production process, to shorten production times of lithium-ion cells as well as to increase the cell life-time during cycling. Due to an improved cycle life-time and increased capacity retention the use of high power batteries in 2nd life applications becomes interesting. Cost-efficient ns fiber lasers can be applied for carrying out the structuring process for several types of electrode materials. Nevertheless, regarding the structuring of LFP, a further reduction of active mass loss, and an up-scaling of the structuring process, the use of ultrafast laser processing becomes necessary.

Acknowledgements

We gratefully acknowledge the financial support by the Helmholtz Association in frame of the programme "Storage and Cross-Linked Infrastructures" and "Helmholtz-Portfolio" about reliability and integration of battery systems (http://www.stn.kit.edu/28_414.php). Finally, the support for laser processing by the Karlsruhe Nano Micro Facility (KNMF, <http://www.knmf.kit.edu/>) a Helmholtz research infrastructure at the Karlsruhe Institute of Technology (KIT) is gratefully acknowledged.

References

- [1] J. Pröll, H. Kim, A. Piqué, H.J. Seifert, W. Pfleging, *J. Power Sources*, 255(0) (2014), 116-124.
- [2] J.H. Park, R. Kohler, W. Pfleging, W. Choi, H.J. Seifert, J.K. Lee, *RSC Adv.*, 4(9) (2014), 4247-4252.
- [3] R. Kohler, J. Proell, M. Bruns, S. Ulrich, H.J. Seifert, W. Pfleging, *Appl. Phys. A*, 112(1) (2013), 77-85.
- [4] R. Kohler, J. Proell, S. Ulrich, M. Przybylski, H.J. Seifert, W. Pfleging, 8244 (2012), 82440T-82440T-7.
- [5] R. Kohler, J. Proell, S. Ulrich, V. Trouillet, S. Indris, M. Przybylski, W. Pfleging, *Proc. SPIE*, 7202 (2009), 0701-0711.
- [6] R. Kohler, J. Proell, M. Bruns, S. Ulrich, H.J. Seifert, W. Pfleging, *Appl. Phys. A*, 112(1) (2013), 77-85.
- [7] W. Pfleging, P. Smyrek, J. Hund, T. Bergfeldt, J. Pröll, *Proc. SPIE*, 9351 (2015), 93511E-93511E-12.
- [8] W. Pfleging, J. Proell, *J Mater Chem A*, 2(36) (2014), 14918-14926.
- [9] J. Choi, E. Morikawa, S. Ducharme, P.A. Dowben, *Mater Lett*, 59(28) (2005), 3599-3603.
- [10] A. Slocombe, L. Li, *Appl Surf Sci*, 154 (2000), 617-621.
- [11] M. Mangang, J. Pröll, C. Tarde, H.J. Seifert, W. Pfleging, *Proc. SPIE*, 8968 (2014), 89680M-89680M-9.

TAILORED OPTICAL FIELDS AND THEIR APPLICATION IN ULTRAFAST LASER MATERIALS PROCESSING

J Ouyang¹, Y Jin¹, O J Allegre², W Perrie^{1,*}, E Fearon¹, S P Edwardson¹, and G Dearden¹

¹ Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool, L69 3GQ, UK

² School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, The University of Manchester, M13 9PL, UK

Space-variant vector optical fields and can be created using both Spatial Light Modulators (SLM's) and nano-structured waveplates. Radial and Azimuthal polarisations are extreme examples of these interesting states with ring intensity modes and polarisation singularities. Their superpositions result in electric fields displaying logarithmic spirals. We use ultrafast laser induced periodic surface micro-structuring to elucidate and confirm these vector fields when micro-structuring metal surfaces with picosecond laser exposure.

1. Introduction

Materials micro-structuring is often carried out with linear or circular polarisations. Surface periodic structuring can be implemented by linear polarisation while circular is better for femtosecond internal modifications in dielectrics, avoiding unwanted nano-structures. Laser induced periodic surface structuring (LIPSS) with ultrashort pulses near ablation threshold can produce straight periodic undulations at right angles to the electric vector with pitch close to the laser wavelength. More complex structuring can thus be achieved with polarisation states with space-variant electric field orientation, such as Radial and Azimuthal polarizations [1]. These states can be generated with the aid of Spatial Light Modulators (SLM) [2] or nano-structured waveplates [3]. Pure radial and azimuthal polarizations have a Laguerre Gaussian (LG) ring intensity distribution with a polarization singularity at the centre while pure vortex beams (twisted wavefronts) with any given polarization have a LG intensity distribution with a phase singularity. The use of vector beams has resulted in advances in applications such as microscopy, [4] and optical trapping [5]. Recent studies with vector beams have shown radial LIPSS structuring on Silicon [6] and on thin copper film on fused silica [7].

Here, we demonstrate complex 2D vector fields, generated by combining a phase only SLM and nano-structured S-waveplate with a 10ps NIR laser source to machine surface micro-patterns via plasmon structuring which highlights the orthogonal local electric field structure. Also, by altering linear polarization direction incident on the S-waveplate, complex surface patterning resulted in logarithmic spiral LIPSS which result from the field generated by a superposition of radial and azimuthal polarizations.

These logarithmic spirals are typical of those observed in eg the structure of spiral galaxies.

2. Experimental Details

Fig.1 shows the experimental set-up for processing. A seeded ultrafast laser Regenerative amplifier (High-Q IC-355-800, Photonic Solutions) has a 10ps temporal pulse width, 1064nm wavelength, $M^2 < 1.3$, 50kHz repetition rate and horizontal linear polarization output. Output was attenuated, expanded, then reflected off the phase only SLM

(Hamamatsu X-10468-03) and transmitted through a nano-structured fused silica waveplate (Altechna). The optical axis of this plate could be rotated relative to incident polarisation. The output was directed to a scanning galvo system (Nutfield XLR8-10) and 100mm focal length F-theta lens and multi-axis stage (Aerotech). A flip mirror could be introduced to direct the beam to a 45° pick off (near Brewsters' angle) and Spiricon camera, which acted as polarisation analyser, allowing comparison of polarisation state with the observed LIPSS at the substrate surface.

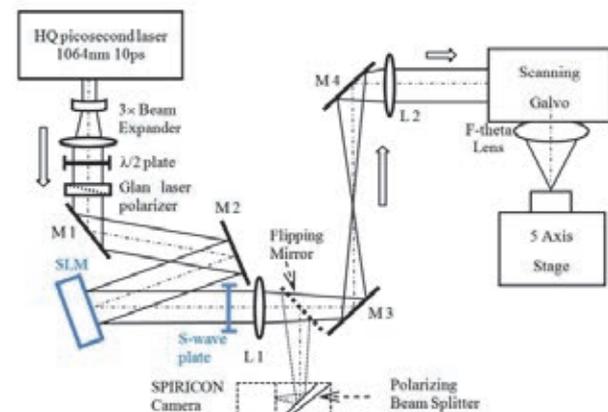


Fig. 1: Experimental set up. The linearly polarized laser output is expanded x3, then passes through an attenuator ($\lambda/2$ plate and Glan-laser polarizer with transmission axis horizontal), reflected from the SLM then directed to the S-waveplate. A 4f system (L1 and L2) re-images the complex field after reflection from SLM to the Galvo input aperture for surface micro-structuring while the introduction of a flip mirror re-directs the focused beam instead to the polarization analyzer (45° B/S) and Spiricon camera.

3. Results

Fig.2 shows the plasmon structuring observed on a polished s.steel surface when altering the polarization from Radial to Azimuthal and the superposition states in between by rotating the axis of the S-waveplate. With a laser frequency of 5kHz, the fluence at the sample surface was $F \sim 0.4\text{J}/\text{cm}^2$ per pulse and exposure set to $N = 50$ pulses/spot. The handedness of the spirals flips direction as theta (waveplate axis) rotates from negative to positive angles.

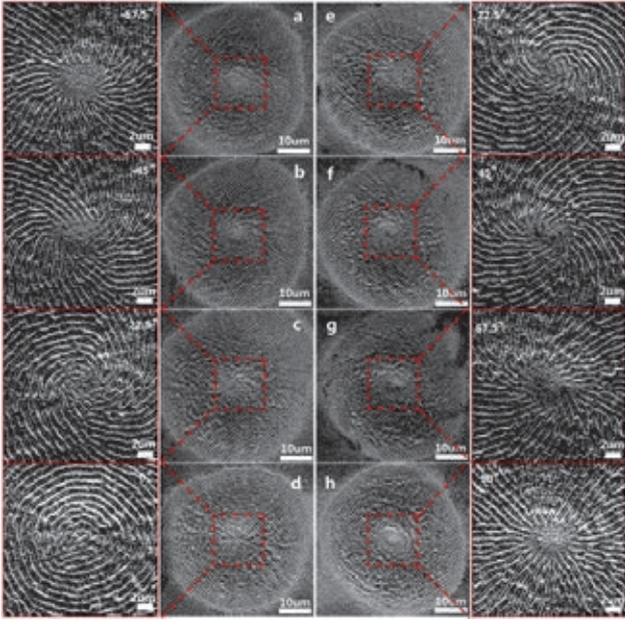


Fig.2: SEM images of spiral plasmons from superposition states generated by altering S-waveplate axis θ (a) -67.5° , (b) -45° , (c) -22.5° , (d) 0° (radial), (e) $+22.5^\circ$, (f) $+45^\circ$, (g) $+67.5^\circ$ and (h) $+90^\circ$ (azimuthal).

The spiral geometry has been analyzed for $\theta = 22.5^\circ$ and 45° and found to fit closely the logarithmic spiral function, $r(\phi) = ae^{k\phi}$ where $a = 0.57$ (with r in μm) and $k = 0.414$ and 1.0 respectively. The theoretical fits to these spirals are shown in Fig. 3(a) and 3(b) superposed on the observed micro-structures and match well. The constant k determines the spiral winding and thus $k = \tan \theta$. The spiral separations along a given axis increase with rotation while at any given point in the field, the tangent to the curve and a radial line from the centre has a fixed angle. Such logarithmic spiral electric fields, due to superpositions of radial and azimuthal polarizations were predicted by F.Gori in 2001 [8].

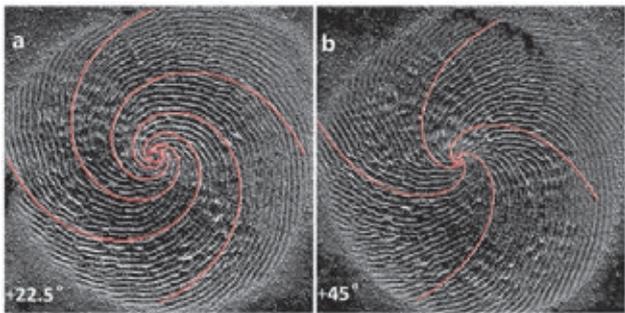


Fig. 3: Detail of SEM images at (a) $\theta = 22.5^\circ$ and (b) $\theta = 45^\circ$ with the theoretical fits to logarithmic spirals where $a = 0.57$ and $k = 0.414$ and 1.0 respectively.

A polarisation analysis is shown in Fig.4(a) when the flip mirror was in line and the camera was translated through the lens L1 focal plane. The vector fields here are stationary and the ring structure is maintained with zero intensity at centre. The addition of a helical phase, however, Fig.4(b) alters intensity distribution, becoming near Gaussian at the focal

plane and reversing handedness on either side of the Fourier plane. The direction of the surface plasmon structures also reverse above and below the focal plane (not shown here).

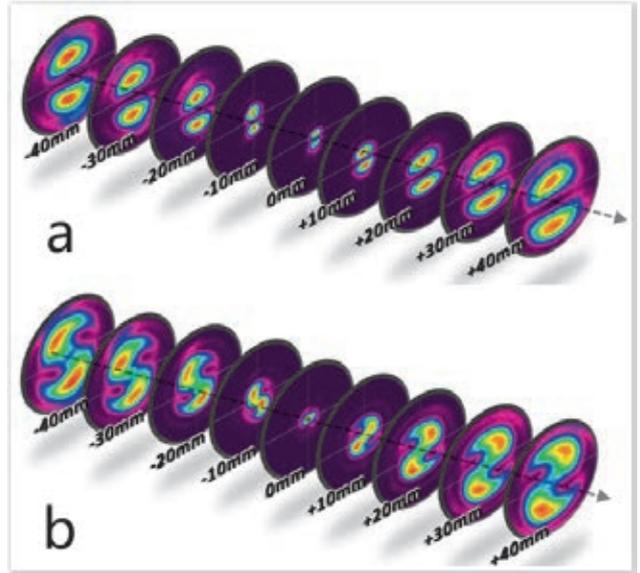


Fig.4: Polarisation analysis when translating the camera through the focal region with (a) radial polarisation state. The effect of adding a vortex phase ($m=1$) alters intensity distribution to near Gaussian at the focal plane and rotates the handedness of the intensity distribution (b).

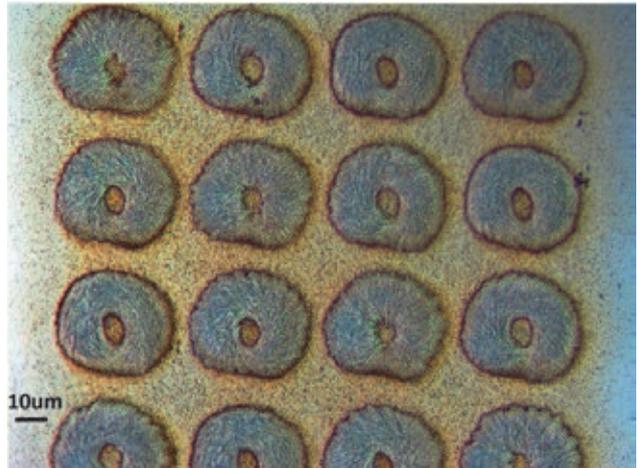


Fig.5: dynamic surface plasmon structuring representing 4x4 circulant matrix with radial polarisation on the main diagonal.

A phase only SLM can also rotate linear polarisation by combining the SLM with a quarter waveplate with incident linear polarisation set at 45° to the SLM director. CGH's with varying grey levels then generate elliptical polarisations which are converted to linear polarisations (after the waveplate) whose orientation rotates with grey level. When synchronised with motion control at the substrate, this allowed dynamic complex plasmon structuring on stainless steel.

Using this approach, Fig. 5 shows a 4x4 spot array representing a circulant matrix where the main diagonal was micro-structured with radial

polarisation while the off axis elements were structured with superposition states.

With the S-waveplate removed, linear plasmon structures, rotated to any desired direction could also be synchronously patterned on a surface. Fig. 6 shows a disk patterned on a polished brass surface with linear plasmon structures rotated in each sector by nearly 10° . Under white light illumination, the colour variations results from light diffraction from each segment.

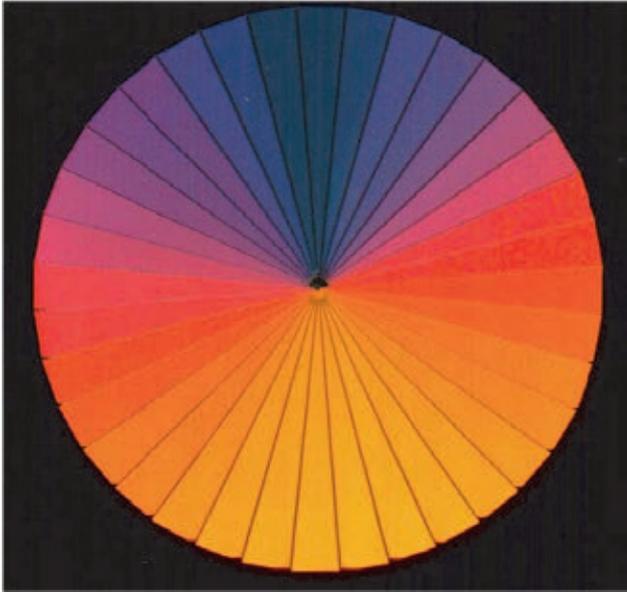


Fig.6: dynamic surface plasmon structuring representing linear polarisation rotation imprinted on a polished brass surface. Colour changes gradually due to the white light diffraction from each sector with various LIPSS direction.

4. Conclusions

2D ultrafast laser vector fields were generated by combining a phase only SLM and nano-structured S-waveplate with NIR picosecond laser pulses and used to machine complex logarithmic spiral surface micro-patterns. These can be explained in terms of superposition states of Radial and Azimuthal polarisations. Experimental results based on surface plasmon LIPSS confirm these superposition states. Dynamic plasmon micro-structuring was also possible when synchronising application of CGH's on the SLM with motion control.

There may well yet be applications of these complex micron-pitch structures which have nano-structures within. For example, if polymer moulds of the spirals were made, the spirals could have an effect on cell interactions on surfaces. However, the pitch of the LIPSS might have to be reduced with shorter laser wavelengths. The complex micro-structures could also be viewed as a form of information encoding.

References

- [1] Q. Zhan, Adv. Opt. Photon **1**(1), (2009)
- [2] Y. Jin et al, Optics Express **21**(21) 25333 (2013)
- [3] M. Beresna, M. Gecevičius, P. Kazansky and T. Gertus, Applied Physics Letters **98**(20), 201101 (2011)
- [4] L. Novotny, M. Beversluis, K. Youngworth and T. Brown, Phys. Rev. Lett. **86**(23), 52515254(2001)
- [5] Q. Zhan, Opt. Express **12**(15), 3377 (2004).
- [6] K. Anoop, A. Rubano, R. Fittipaldi, X. Wang, D. Paparo, A. Vecchione, L. Marrucci, R. Bruzzese, and S. Amoroso, Appl. Phys. Lett. **104**(24), 241604 (2014).
- [7] K. Lou, S. Qian, Z. Ren, X. Wang, Y. Li, C. Tu and H. Wang, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 2282(2012)
- [8] F. Gori, J. Opt. Soc. Am. A **18**(7), 1612 (2001)

ULTRAKURZPULS LASERBEARBEITUNG MIT RESONATOREXTERNER STRAHLFORMUNG DURCH DEFORMIERBAREN SPIEGEL

Marco Smarra, Klaus Dickmann

Laserzentrum FH Münster, Stegerwaldstraße 39, D-48565 Steinfurt, marco.smarra@fh-muenster.de

Die Laserbearbeitung mittels ultrakurzen Laserpulsen ermöglicht eine präzise Bearbeitung von kleinen Strukturen. Ein Fokus bei der Entwicklung der Strahlquellen ist die Steigerung der Pulsenergien. Da aber längst nicht alle Prozesse effizienter werden, wenn eine höhere Pulsenergie genutzt wird, steigt auch der Bedarf an angepassten Strahlformen. Deformierbare Spiegel füllen dabei eine Lücke aus hoher Flexibilität und hoher Umwandlungseffizienz, gegenüber starren Linsensystemen oder SLMs. Diese Studie zeigt, wie mittels eines deformierbaren Spiegels der Strahl eines Piko-sekundenlasers geformt werden kann und wie sich dieser geformte Strahl auf die bestrahlte Oberfläche auswirkt. Eine mögliche Anwendung dieser Technik, ist der Einsatz als Fokusschiebung. Es werden die Ergebnisse von Ablationsuntersuchungen einer Fokusschiebung mittels des Spiegels und einer manuellen Fokusschiebung gegenübergestellt.

Using ultra-short laser pulses offers the possibility for the generation of precise microstructures. Current investigations focus on high pulse energies. The use of adaptive beam shapes offer the possibilities to use this high pulse energies, because the efficiency of a process is not automatically increasing by a higher pulse energy. Using a deformable mirror allows to combine the features of lenses or SLMs: It can transform the whole incident beam energy with a high flexibility. This study demonstrates the possibilities of beam shaping using a deformable mirror. The generation of different spot geometries and its influence on the ablation results were investigated. A possible field of application is the use as a focus shift. The ablation results of a focus shift realized by a mirror to those by a translation axis were compared.

1. Einleitung

Die Erzeugung von Mikrostrukturen mittels ultrakurzen Laserpulsen unter einigen 10 ps ist ein sehr stark wachsendes Technologiefeld. Die kurzen Pulsdauern ermöglichen die Erzeugung präziser Strukturen mit geringen thermischen Einfluss auf das Umgebungsmaterial. Die Abtragsraten lassen sich dabei präzise von einigen wenigen μm^3 bis hin zu mehreren $10 \mu\text{m}^3$ pro Puls einstellen. Steigende mittlere Leistungen der Ultrakurzpulslasersysteme erfordern neue Ansätze für die Fertigungsstrategie, um die hohen Pulsfolgefrequenzen oder -energien optimal ausnutzen zu können. Für Pulsfolgefrequenzen im Bereich von einigen MHz stehen neben Galvoscantern auch Polygonscanner zur Verfügung, die lineare Ablenkbewegungen mit mehreren 10 m pro Sekunde realisieren können [1]. Um hohe Pulsenergien effizienter nutzen zu können, kann der Strahl aufgeteilt werden, um so Prozesse zu parallelisieren. Das Parallelisieren ermöglicht bspw. die Fertigung von mehreren 10 oder hundert Bohrungen pro Durchlauf. Die Anwendung ist dabei auf symmetrische Strukturen begrenzt [2].

Weiteres Optimierungspotenzial bietet auch die Strahlform selbst: Bei der Erzeugung von Laserstrahlung wird meist versucht, einen beugungsbegrenzten Gaußstrahl zu realisieren. Die hohen Pulsspitzen können beim Abtrag von Schichtsystemen untenliegende Schichten ungewollt beschädigen. Für die Erzeugung von Isolationskanälen auf Solarzellen oder an elektrischen Schichten wurden andere Strahlformen, wie der Top-Hat getestet [3]. Hier helfen diffraktive optische Elemente (DOE), um die Energieverteilung des Gaußstrahls in eine flache Top-Hat Verteilung zu verändern. DOEs weisen eine hohe Transmission auf, müssen allerdings speziell für die Spurbreite angepasst werden und sind somit statisch.

Eine höhere Flexibilität bieten Spatial Light Modulatoren (SLM), welche für Displayzwecke geeignet sind. Dabei verzögert eine Matrix aus Flüssigkristallen den einfallenden Laserstrahl individuell an jedem Pixel, sodass die Überlagerung der transmittierten Laserstrahlung ein Interferenzmuster erzeugt, welches die gewünschte Energieverteilung aufweist. Insbesondere transmittierende SLMs weisen aufgrund ihres Aufbaus hohe Verluste durch Beugung und Absorption in Höhe von rund 40 % auf. Höhere Energieumwandlungen erreicht man mittels reflektierender SLMs, wobei aufgrund von symmetrischen Strukturen immer Verluste durch Beugung auftreten [4].

Eine hohe Flexibilität bei hoher Umwandlungseffizienz bieten deformierbare Spiegel. Diese bestehen aus einer verformbaren Piezokeramik und einem Spiegelsubstrat. Je nach Aufbau des Spiegels lassen sich somit komplexe Oberflächenverformungen erzeugen. Aufgrund der geschlossenen Spiegeloberfläche mit entsprechender Beschichtung entstehen keine Verluste durch Beugung oder Absorption. Diese Studie demonstriert, wie mit Hilfe eines deformierbaren Spiegels ein Fokusschieft realisiert werden kann. Hierzu wird zunächst die Konstruktion des optischen Aufbaus analysiert. Mit Hilfe einer Strahlanalyse wird der Fokusschieft hinsichtlich des Einflusses auf die Strahlparameter untersucht. Der Einfluss der defokussierten Laserstrahlung auf den Bearbeitungsprozess wird durch eine vergleichende Abtragsuntersuchung an kleine Vertiefungen ermittelt. Hierzu werden die Ergebnisse des Abtrags für unterschiedliche Fokusschieftlagen untersucht. Die Fokusschieftlagen werden durch die Verformung der Spiegeloberfläche oder die Verschiebung der Probe erzeugt.

2. Experimenteller Aufbau

Der für diese Studie verwendete Spiegel besteht aus einer piezoelektrischen Keramik auf der Rückseite eines Spiegelsubstrats, siehe Abb. 1. Die Piezokeramik kann sich durch das Anlegen einer elektrischen Spannung verformen. Durch eine Segmentierung der Piezokeramik, entstehen individuell ansteuerbare Elemente. Den Einfluss der einzelnen Segmente auf die Gesamtverformung der Spiegeloberfläche wird mit Hilfe eines Phasenshifinterferometers ermittelt. Die Form Spiegeloberfläche kann mit Hilfe von Zernike-Polynomen beschrieben werden. Dabei handelt es sich um eine unendliche Summe von orthogonalen Funktionen, ähnlich der Zerlegung eines elektrischen Signals mittels Fourier Transformation. Die Zernike-Polynome beschreiben dabei bspw. eine Neigung in X- oder Y-Richtung oder die Durchbiegung der Spiegeloberfläche. Eine gekrümmte Spiegeloberfläche wirkt dabei wie eine Linse auf einen einfallenden Laserstrahl.

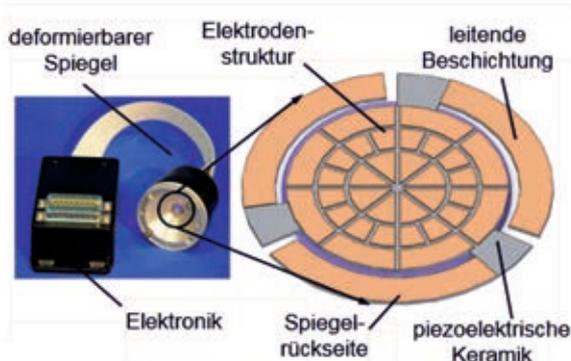


Abb. 1: Aufbau des Spiegels: Die segmentierte Piezokeramik erlaubt die individuelle Ansteuerung der Elektroden und damit zu einer flexibleren Verformung des Spiegels. [Quelle: Labor für Photonik, FH Münster]

Der Einfluss auf einen Ultrakurzpuls Laser soll untersucht werden. Hierzu wird ein ps-Laser (Trumpf TruMicro 5050 compact, $P = 50 \text{ W}$, $\tau_p \approx 7 - 8 \text{ ps}$, $f_{max} = 800 \text{ kHz}$, $\lambda = 1030 \text{ nm}$) verwendet. Die Strahlablenkung auf der Werkstückoberfläche erfolgt durch einen Scanner (HurryScan II, Scanlab, Brennweite $f = 100 \text{ mm}$). Die Oberfläche des Werkstücks kann zum einen mit Hilfe von Mikroskopen (2 mm und 10 mm Bildfeld) sowie Topographiesensoren (min. Höhenauflösung $0,22 \mu\text{m}$) untersucht werden, s. Abb. 2. Das Werkstück wird mittels eines Achssystems unter dem Laser und den einzelnen Messinstrumenten positioniert und dient zusätzlich der Rasterung der Probenoberfläche für den Topographiesensor.

Zur Strahlanalyse wird ein Mikroskopobjektiv mit einer CCD-Kamera genutzt, welches mit Hilfe des Achssystems entlang der Strahlpropagation bewegt werden kann. Dabei wird eine Bilderserie der Strahlintensität aufgenommen, welche mit Hilfe einer Strahlanalysesoftware ausgewertet werden kann.

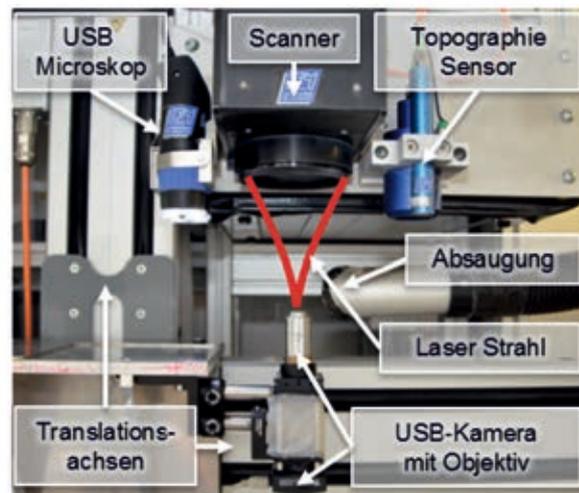


Abb. 2: Aufbau der Versuchsanlage: Der Laserstrahl wird mittels Scanner auf dem Werkstück bewegt. Mikroskope und Topographiesensoren unterstützen die Auswertung der Probenoberfläche. Die Probe wird durch ein Achssystem positioniert. Durch eine an das Achssystem montierte Strahlanalyse kann der Einfluss des Spiegels auf die Strahlpropagation ermittelt werden.

Mit Hilfe der ABCD-Matrix Berechnung wurde der Strahlengang des Lasers berechnet. Ersatzweise kann für den Spiegel eine Linse mit variabler Brennweite eingesetzt werden. Die resultierende Brennweite des Spiegels bei einer Durchbiegung seiner Oberfläche kann mit die Kenntnis des Spiegeldurchmessers und des verwendeten Zernike-Koeffizienten ermittelt werden. Für den hier verwendeten Spiegel ergeben sich negative Brennweiten kleiner -290 mm und positive Brennweiten größer 540 mm . Ein flachgezogener Spiegel entspricht einer Brennweite von unendlich. Mit Hilfe der ABCD Berechnung wurde das optische System so ausgelegt, dass ein Fokusschift von 5 mm erreicht wird. Aufgrund der großen Entfernung zwischen deformierbarem Spiegel und Scannereintritt wurde eine Hilfslinse benötigt, um die Strahlausdehnung zu reduzieren, siehe Abb. 3. Diese Linse führt zu einem Zwischenfokus im System und sorgt für einen nahezu konstanten Strahldurchmesser am Scannereintritt zur Folge.

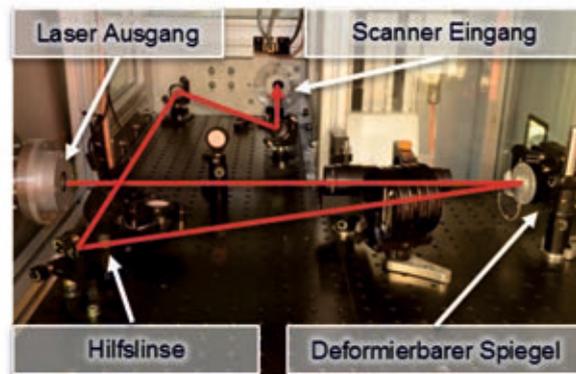


Abb. 3: Experimenteller Aufbau zur Strahlformung: Der Strahl wird durch den deformierbaren Spiegel verformt. Die Zusatzlinse wird benötigt, um den Strahlradius am Scannereintritt zu reduzieren und so die gesamten Strahlenergie in den Scanner einzukoppeln.

Die Strahlpropagation hinter der f-theta Linse des Scanners wird mit Hilfe des Mikroskopobjektiv und der CCD-Kamera analysiert. Hierzu wurden mehrere Bilder des Strahlprofils entlang der Ausbreitung aufgenommen und hinsichtlich

- des Strahldurchmessers w_0 ,
- der Tailenposition z_0 und
- der Rayleighlänge z_R

ausgewertet. Durch die Verformung der Piezokeramik, ändert sich der Reflexionswinkel der einfallenden Laserstrahlung an der Spiegeloberfläche. Dieser Winkel wiederum bestimmt die effektive Brennweite des Spiegels. Für mehrere Durchbiegungen der Oberfläche wird eine Strahlanalyse hinter der f-theta Linse durchgeführt und die Variation der Fokuslage ermittelt.

Zusätzlich werden für diese Fokuspositionen Vertiefungen strukturiert. Die Tiefe der Strukturen wird mittels der Topographiesensoren ermittelt. Entsprechend der Anzahl an Pulsen pro bestrahlter Fläche wird der Abtrag pro Puls ermittelt. Die verschiedenen Fokuslagen werden zum einen durch die Deformation der Spiegeloberfläche und zum anderen durch Variation der Werkstückposition relativ zum Laserstrahl erreicht. Beide Versuchsreihen werden gegenübergestellt. Insbesondere bei metallischen Proben lässt sich zum Teil durch gezielte Variation der Fokuslage der Abtrag pro Puls im Vergleich zur Fokuslage auf der Werkstückoberfläche erhöhen.

3. Ergebnisse und Diskussion

Zunächst wurden die Variation der Fokusdurchmesser und -lagen in Abhängigkeit der Verformung des Spiegels bestimmt. Hierzu wurde Propagation des Laserstrahls hinter der f-theta Linse mit Hilfe einer Strahlanalysesoftware ausgewertet. Dabei ergeben sich die Strahlpropagationen für die Zernike-Koeffizienten (K_{Def}) im Intervall [-2; 2], wie in Abb. 4 dargestellt.

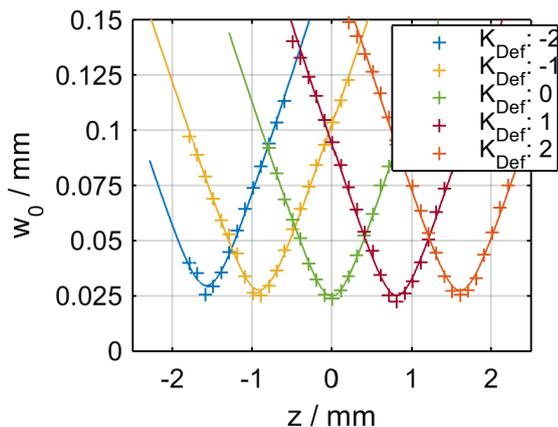


Abb. 4: Variation der Strahltaile durch Defokus-Variation des deformierbaren Spiegels. Die Fokuslage des Laserstrahls wurde mittels deformierbaren Spiegel variiert. Zur Ermittlung der Strahltaile wurde eine Bilderserie der Intensität des Strahls entlang der Propagation aufgenommen und mittels Strahlanalysesoftware ausgewertet.

Abb.4 zeigt zusätzlich, dass sich der minimale Durchmesser der Strahltaile bei der Fokusvariation geringfügig ändert. Er beträgt etwa 25 μm bei einem flachgezogenen Spiegel. Die Variation der Divergenz steigt mit zunehmender Krümmung des Spiegels ebenfalls an. Für konstante Bearbeitungsergebnisse strebt man fokuslagenunabhängige Durchmesser an. Die Daten der Strahlanalyse sind in Tab. 1 aufgelistet.

Zernike Koeffizient Defokus K_{Def}	Tailendurchmesser $w_0 / \mu\text{m}$	Tailenlage z_0 / mm	Rayleighlänge $z_R / \mu\text{m}$
-2	29	-1,57	260
-1	28	-0,91	256
0	25	0,00	227
1	25	0,81	227
2	28	1,61	248

Tab. 1: Ermittelte Strahlparameter bei Fokusvariation mittels deformierbaren Spiegel. Die besten Strahleigenschaften werden mit einem flachgezogenen Spiegel erreicht.

Gemäß Tab. 1 werden die Tailenlagen in Abhängigkeit der Durchbiegung des Spiegels grafisch dargestellt, s. Abb. 5. Für die Verformung des Spiegels im Bereich des Koeffizienten für Defokus (K_{Def}) von [-2; 3] ergeben sich ein nahezu linearer Abhängigkeit.

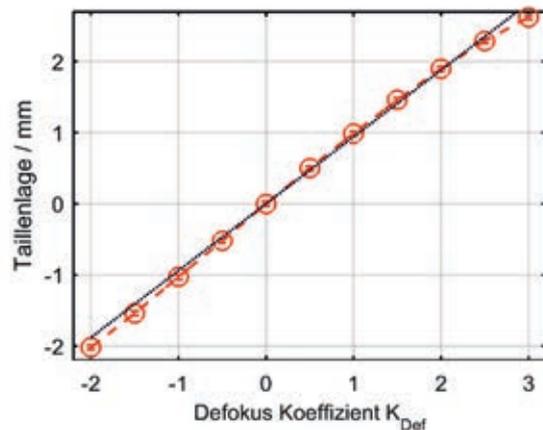


Abb. 5: Fokus Positionen über den Zernike-Defokus-Koeffizienten. Es ergibt sich ein nahezu linearer Bereich für die Fokusvariation.

Die Variation der Fokuslage wurde genutzt, um kleine Vertiefungen zu strukturieren. Je nach Fokuslage erhält man unterschiedlich tiefe Strukturen. Der Vergleich zwischen Fokusvariation mittels deformierbaren Spiegel und Variation der Werkstückposition zeigt ein vergleichbares Abtragsverhalten. Der maximale Abtrag verdoppelt sich bei einer Fokusvariation von 1 mm aus der nominellen Fokuslage, siehe Abb. 6.

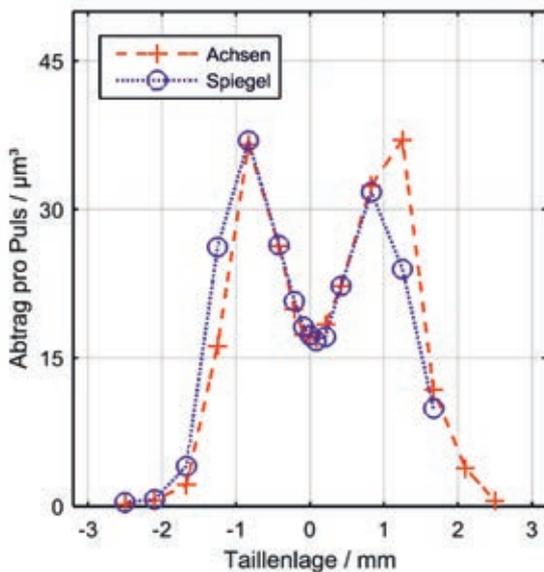


Abb. 6: Vergleich des Abtrags pro Puls der gefertigten Vertiefungen bei Variation der Fokusalage durch (Kreuz, rot) die Achse (Verschiebung des Werkstücks) und (Kreis, blau) durch die Verformung des deformierbaren Spiegels.

Die Überhöhung des Abtrags pro Puls ist material-spezifisch und ist hier exemplarisch dargestellt, um die Funktionsweise der Fokusvariation zu vergleichen.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Die Strahlformung ermöglicht Abtragsprozesse zu optimieren. Eine einfache Möglichkeit ist dabei die Variation der Fokusalage. Die Fokusalagenvariation mittels deformierbaren Spiegeln wurde hier gezeigt. Durch Verformen der Oberfläche des Spiegels erzeugt dieser eine Linsenwirkung auf den einfallenden Strahl. In Kombination mit weiteren Linsen, wie bspw. der f-theta Linse des Scanners ergibt sich in dem hier gewählten Aufbau eine Variation der Fokusalage im Bereich von 5 mm. Die Lagen der verschobenen Strahltaillen sowie die Strahlparameter wurden mit Hilfe einer Strahlanalyse ermittelt. Dabei ergibt sich eine lineare Abhängigkeit im Bereich von etwa 4 mm.

In Abtragsuntersuchungen konnte die Fokusvariation hervorgerufen durch den deformierbaren Spiegel dieselben Ergebnisse erzielen, wie eine Variation der Werkstückposition.

Diese grundlegenden Experimente zeigen, dass der Spiegel als flexible Strahlformung einsetzbar ist. Die Vielzahl an einzeln ansteuerbaren Segmenten ermöglicht neben der Fokusalagenänderung bspw. auch astigmatische Einflüsse auf den Strahl zu nehmen. Auf diese Weise lassen sich Zylinderlinsen erzeugen. Untersuchungen sollen zeigen, wie sich die Verformungen der Spiegeloberfläche auf den Strahl und die Bearbeitungsergebnisse auswirkt.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die zur Verfügungstellung des deformierbaren Spiegels durch die Arbeitsgruppe des „Labor für Photonik“ der FH Münster von Herrn Prof. Dr. Wittrock.

Literaturverzeichnis

- [1] Loor, R. de, Penning, L. u. Slagle, R.: Polygon Laser Scanning. Laser Technik Journal 11 (2014) 3, S. 32–34
- [2] Büsing, L., Eifel, S. u. Loosen, P.: Design, alignment and applications of optical systems for parallel processing with ultra-short laser pulses, S. 91310C
- [3] Rung, S.: Laserscribing of Thin Films Using Top-Hat Laser Beam Profiles. Journal of Laser Micro/Nanoengineering 8 (2013) 3, S. 309–314
- [4] Kuang, Z., Perrie, W., Liu, D., Edwardson, S., Cheng, J., Dearden, G. u. Watkins, K.: Diffractive multi-beam surface micro-processing using 10ps laser pulses. Applied Surface Science 255 (2009) 22, S. 9040–9044

LASERMIKROBEARBEITUNG MIT HOCHREPETIERENDEN ULTRAKURZPULS-LASERSYSTEMEN

Jörg Schille, Lutz Schneider, Udo Löschner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

In dieser Arbeit werden Ergebnisse zur Lasermikrobearbeitung mit hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Lasersystemen sehr hoher mittlerer Laserleistung präsentiert. Anhand von theoretischen Betrachtungen sowie unter Auswertung der Tiefe der unter standardisierten Bearbeitungsbedingungen in Edelstahl 1.4301 eingebrachten Abtragstrukturen werden der Einfluss der Bestrahlungsparameter auf den Abtragprozess sowie die dabei erreichten Bearbeitungsqualitäten diskutiert. Basierend auf den erhaltenen Ergebnissen werden optimale Bearbeitungsparameterfenster abgeleitet sowie an ausgewählten Bearbeitungsbeispielen das Potenzial der hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Laserstrahlquellen zur schnellen Lasermikrobearbeitung demonstriert. Neben dem 3D-Abtragen erschließt sich dieser innovativen Technologie ein weiteres zukunftsträchtiges Anwendungsfeld in der gezielten Funktionalisierung von Oberflächen durch Lasertexturieren. Dazu werden mikro-/nanoskalige Oberflächentexturen präsentiert, mit denen beispielsweise die optischen Eigenschaften oder auch das Benetzungsverhalten gezielt verändert werden können.

1. Einleitung

Die Ultrakurzpuls-Lasertechnologie hat sich aufgrund hervorragender Strahleigenschaften bereits in vielen Bereichen der Mikrobearbeitung etabliert. Mit der Verfügbarkeit von hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Laserstrahlquellen hoher mittlerer Leistung steht nun auch für eine Vielzahl von Anwendungen ein leistungsfähiges Werkzeug bereit, das die Vorteile ultrakurzer Pulse hinsichtlich Präzision, Genauigkeit und Effizienz mit dem industriellen Anspruch nach kurzen Prozesszeiten vereint. Erste Untersuchungsergebnisse zur hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung zeigten aber auch, dass für ultrakurze Pulse bis dahin nicht bekannte Effekte den Bearbeitungsprozess signifikant beeinflussen: dazu zählen Wärmeakkumulation oder die Wechselwirkung nachfolgender Pulse an der noch im Laserstrahlwirkungsbereich befindlichen Materialdampf- bzw. Plasmawolke [1]. Als ein weiteres Phänomen wurden in diesen Untersuchungen, vermutlich durch Selbstorganisation entstandene, periodische Mikro-/Nanostrukturen beobachtet, deren Form und Größe gezielt durch die gewählten Bestrahlungsparameter beeinflusst werden können.

Zum weiteren Verständnis und zur Aufklärung dieser Mechanismen, aber auch um geeignete Prozessfenster für das Mikroabtragen abzuleiten, wurden in der Vergangenheit am Laserinstitut Hochschule Mittweida verschiedene Ultrakurzpuls-(UKP) Laserstrahlquellen sehr hoher mittlerer Laserleistung und mit sich ergänzenden Strahleigenschaften untersucht. In dieser Arbeit werden die dabei zum Laserabtragen von Edelstahl 1.4301 erzielten Ergebnisse unterstützt von theoretischen Betrachtungen präsentiert. In den experimentellen Untersuchungen wurden dazu unter Variation der Bestrahlungsparameter quaderförmige Abtragstrukturen hergestellt und deren Tiefe gemessen. Anhand der daraus berechneten Ablationskenngrößen wird der Einfluss der Bestrahlungsparameter auf den Abtragprozess diskutiert. Am Ende werden Bearbeitungsbeispiele gezeigt, die das Potenzial der hochrepetierenden UKP-Lasertechnologie zum 3D-Mikroabtragen sowie zur Oberflächentexturierung demonstrieren.

2. Theoretische Grundlagen

In Bild 1 ist der auf theoretischen Betrachtungen beruhende funktionale Zusammenhang zwischen der Fluenz und dem in Edelstahl 1.4301 erreichbaren Ablationsvolumen sowie der Abtrageffizienz dargestellt. Zunächst ist für Pulse höherer Fluenz ein Ansteigen des erreichbaren Ablationsvolumens zu erkennen. Zudem kann mit Pulsen gleicher Fluenz aber größerem Fokussdurchmesser ein größeres Ablationsvolumen erzielt werden, was sich in der höher eingestrahlten Pulsenergie begründet. Die höchste Abtrageffizienz wird dabei unabhängig vom Fokussdurchmesser mit dem e^2 -fachen Wert der Abtragschwelle erreicht [2]. Für das Abtragen von Edelstahl ergibt sich somit eine optimale Fluenz von $H_{opt} = 0,74 \text{ J/cm}^2$, die dem rund 7,4-fachen Wert der Abtragschwelle $H_{th} = 0,1 \text{ J/cm}^2$ entspricht.

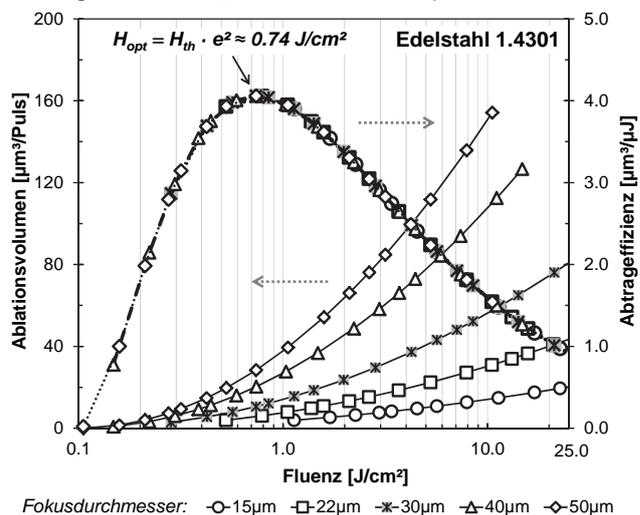


Bild 1: Für verschiedene Fokussdurchmesser in theoretischen Betrachtungen ermittelter funktionaler Zusammenhang zwischen Fluenz, Ablationsvolumen und Abtrageffizienz.

Anhand dieser Erkenntnisse können für das Laserabtragen hinsichtlich der Auswahl effizienzoptimierter Bestrahlungsparameter die in Bild 2 dargestellten Zusammenhänge abgeleitet werden: (i) Bild 2 oben zeigt die in Abhängigkeit des Fokussradius jeweilig einzusetzende optimale Pulsenergie,

(ii) Bild 2 unten zeigt beispielhaft für die Femtosekunden-Laserbestrahlung mit 30 W mittlere Laserleistung die sich bei Einsatz der optimalen Pulseenergie ergebende optimale Bearbeitungsfrequenz. Es fällt auf, dass die für 30 W Laserleistung theoretisch mögliche Abtragraten von 7,32 mm³/min mit verschiedenen Bestrahlungsparametern erreicht werden kann.

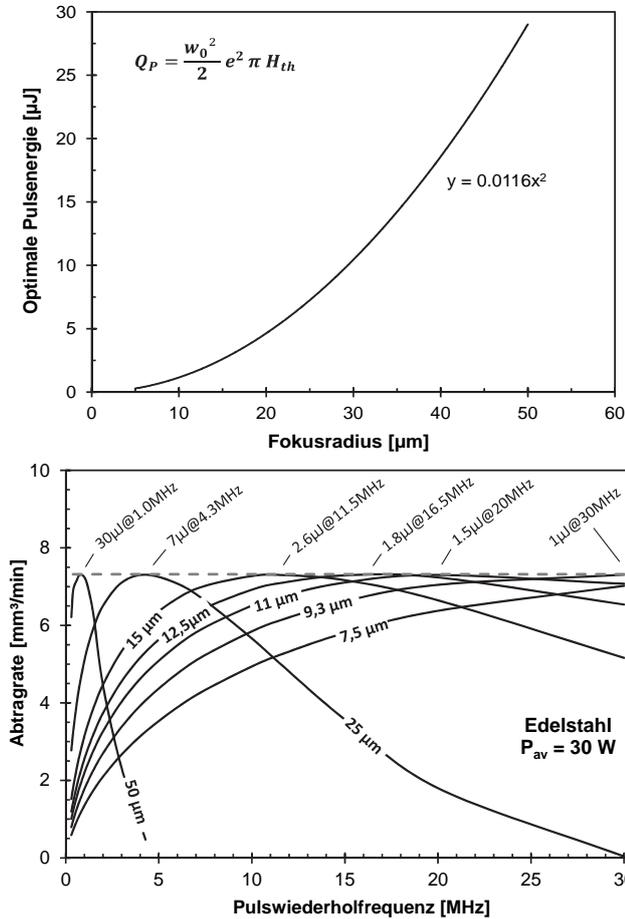


Bild 2 oben: Funktionaler Zusammenhang zwischen Fokusradius und die zum Erreichen der höchsten Abtrageeffizienz zu wählende Pulsenergie; unten: mit unterschiedlichen Fokusradien mit 30 W Laserleistung (Femtosekunden-Laser) theoretisch erreichbare Abtragraten.

3. Experimentelle Details

Tabelle 1 zeigt eine Übersicht der in den Untersuchungen zum hochrepetierenden Laserabtragen eingesetzten UKP-Lasersysteme. Es handelte sich dabei um hochrepetierende Femto- und Pikosekunden-Laser mit sehr hohen mittleren Laserleistungen, die sich in ihren Strahleigenschaften ergänzen.

Für die Fokussierung und Ablenkung der Laserstrahlung wurden zwei verschiedene Galvanometerscansysteme sowie ein am Laserinstitut Hochschule Mittweida entwickelter Polygonspiegelscanner eingesetzt. In Abhängigkeit der verwendeten Fokussieroptiken variierten die Fokussdurchmesser zwischen 22,3 μm und 58 μm .

Die Bewertung des Einflusses der Bestrahlungsparameter auf den Abtragprozess erfolgte zunächst anhand des Ablationsvolumens, das das pro Laserpuls abgetragene Volumen beschreibt.

Lasersystem	<i>IMPULSE</i>	<i>sci-series</i>	<i>PX-series</i>
Parameter	CLARK-MXR	Active Fiber Systems	EdgeWave
Wellenlänge λ [nm]	1030	1030	1064
Pulsfrequenz f_R [MHz]	0,2 ... 24,8	0,5 ... 19,3	0,5 ... 20,0
max. Laserleistung P_{av} [W]	12,3	32,0	76,0 / 200
Pulsenergie Q_P [μJ]	7,4	32	230
Pulsdauer τ_H [ps] (sech ²)	0,18	0,35	10
Scansystem	intelliSCANde® 14	intelliSCANde® 30	Polygonscanner
Brennweite f [mm]	56	167	420
Strahlqualität M^2	1,3	1,2	1,5
Fokussdurchmesser $2w_0$ [μm]	30	22,3	44 / 58
Fluenz H_0 [J/cm^2]	2,1	28,5	17,4
Scangeschwindigkeit v_S [m/s]	4,5	17,0	880

Tabelle 1: Übersicht über die in den Untersuchungen eingesetzten UKP-Lasersysteme.

Dazu wurden unter standardisierten Bedingungen quadratische Vertiefungen in Edelstahl abgetragen, die Tiefe der abgetragenen Strukturen ermittelt und daraus das Ablationsvolumen V_{SP} nach Gleichung (1) bestimmt, in der d_P der Pulsabstand, d_H der Linienabstand, d_C die Strukturtiefe und n_S die Anzahl der Überfahrten (Scananzahl) sind.

$$V_{SP} = \frac{d_P \cdot d_H \cdot d_C}{n_S} \quad (1)$$

Ausgehend von ermittelten Ablationsvolumen und der Pulsfrequenz f_R wurde nach Gleichung (2) die Abtragraten MRR als das pro Minute abgetragene Volumen berechnet.

$$MRR = V_{SP} \cdot f_R \quad (2)$$

Als ein weiteres Bewertungskriterium wurde die Abtrageeffizienz durch das Verhältnis zwischen der Abtragraten bezogen auf die jeweilig eingesetzte mittlere Laserleistung ermittelt.

Für die Bestimmung der Strukturweiten sowie zur qualitativen Bewertung standen ein Konfokalsensor ($\mu\text{scan CF}$, nanoFocus AG), optische 3D Oberflächenmesstechnik (*ConfoSurf CLV150*, confovis GmbH), sowie ein Rasterelektronenmikroskop (*JSM-6510*, JEOL GmbH) zur Verfügung.

4. Ergebnisse und Diskussion

Das Laserabtragen mit hochrepetierender Femtosekunden-Laserstrahlung wurde mit hohen mittleren Laserleistungen von über 30 W und Pulsfrequenzen im Bereich von 508 kHz bis 4,83 MHz untersucht. In Bild 3 ist der für verschiedene Pulsfrequenzen ermittelte funktionale Zusammenhang zwischen der Fluenz und dem nach Gleichung (1) berechneten Ablationsvolumen dargestellt. Der Kurvenverlauf zeigt für Pulse höherer Fluenz ein Ansteigen des erzielten Ablationsvolumen bis hin zu einem Maximalwert von 51,4 $\mu\text{m}^3/\text{Puls}$, der mit einer Pulsfrequenz von 1,02 MHz unter Einstrahlung von 30,6 W mittlerer Laserleistung und der sich folglich ergebenden maximalen Fluenz von 15,8 J/cm^2 erreicht wurde. Weiterhin ist nur ein geringfügiger Einfluss der Pulsfrequenz auf den Volumenabtrag zu erkennen. Daraus kann für den untersuchten Parameterbereich geschlossen werden, dass sich die Wirkung von Wärmeakkumulation und Partikelabschirmung auf den Abtragprozess, wie sie in vorherigen Arbeiten zum hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Laserabtragen beobachtet wurden, gegen-

seitig kompensieren. Lediglich für die höchste Puls-wiederholrate von 4,83 MHz ist ein geringeres Ablationsvolumen zu erkennen, das vermutlich auf die größere abschirmende Wirkung der im Zeitbereich 200 ns nach Auftreffen des Laserpulses existierenden Ablations- bzw. Plasmawolke zurückzuführen ist, wie beispielsweise auch in [4] aufgezeigt ist.

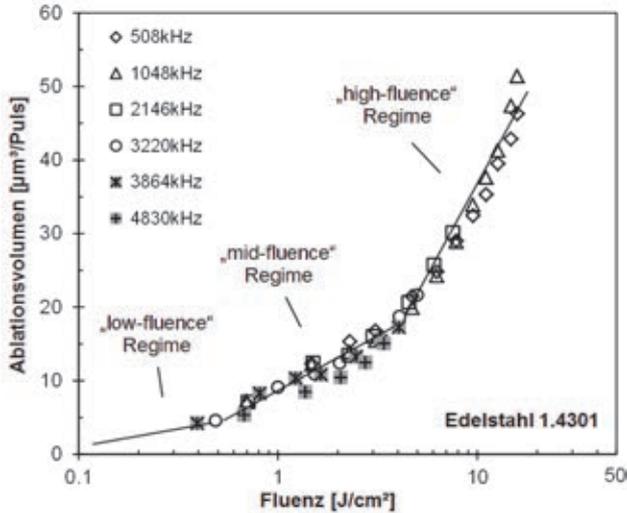


Bild 3: Ablationsvolumen in Abhängigkeit der Fluenz in Edelstahl 1.4301, die Pulsfrequenz wurde im Bereich zwischen 508 kHz und 4,83 MHz variiert, es sind verschiedene Ablationsregime gekennzeichnet.

Im Unterschied zur einschlägigen Literatur [3], die meist zwei Ablationsregime diskutiert, das sogenannte „low-fluence“- und das „high-fluence“-Regime, sind in Bild 3 drei sich im Anstieg der entsprechenden Kurvenabschnitte unterscheidende Abtragregime identifiziert. Das unterschiedliche Abtragverhalten erklärt sich durch den jeweilig in Abhängigkeit der eingestrahlten Fluenz wirksamen Energietransportmechanismus. Während im „low-fluence“-Regime die Ausbreitung der optischen Energie im Festkörper durch die optische Eindringtiefe bestimmt wird, dominieren vermutlich ballistische Elektronenbewegungen im „mid-fluence“-Regime sowie die Ausbreitung thermisch angeregter Elektronen im „high-fluence“-Regime den Transport absorbierten Strahlungsanteile.

Mikroskopisch gesehen werden von der Laserstrahlung entsprechend der auf die Festkörperoberfläche einwirkenden Fluenz unterschiedliche Volumenbereiche erreicht. Bei Einstrahlung von Pulsen geringer Fluenz wird so die Energie lediglich oberflächennah deponiert, was die Ablation nur geringer Materialvolumen ermöglicht. Mit höherer Fluenz dringt dagegen die eingetragene Energie in tieferliegende Bereiche vor und es werden entsprechend größere Materialmengen abgetragen.

Andererseits sind die im Bild 3 aufgezeigten Unterschiede im Abtragverhalten auch auf die fluenzabhängig wirksamen Ablationsmechanismen zurückzuführen. So werden im „low-fluence“-Bereich durch Phasenexplosion- und Verdampfungsprozesse nur moderate Abtragraten erreicht; die Bearbeitungsqualität ist vergleichsweise gut. Mit höherer Fluenz kommt es neben dem Verdampfen vor allem zum

explosiven Auswerfen von stark überhitztem schmelzflüssigen Material, Partikeln und ganzen Clustern, so dass die Abtragrate signifikant steigt, die Bearbeitungsqualität sich allerdings gleichermaßen verschlechtert.

In Bild 4 ist der aus Bild 3 abgeleitete Zusammenhang zwischen Abtrageffizienz und Fluenz gezeigt. Zum Vergleich sind zusätzlich die in einer früheren Studie mit 200 kHz Pulsfrequenz ermittelten Effizienzwerte abgebildet. Die größte Abtrageffizienz ist für die 200 kHz-Pulse im „mid-fluence“-Regime und dabei im Bereich des theoretischen Maximums von 0,244 mm³/min/W zu finden.

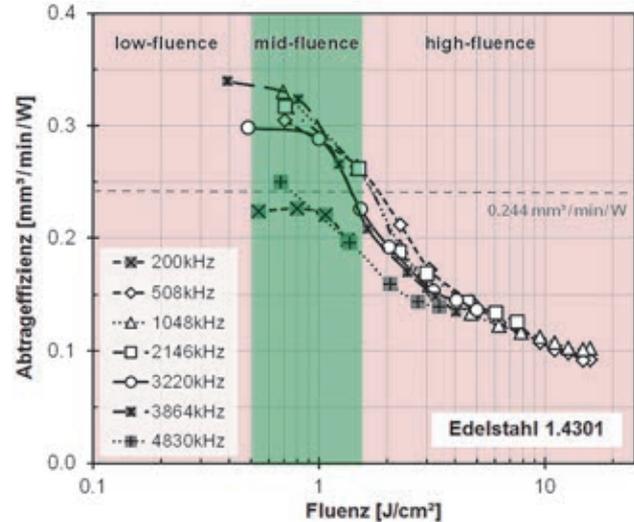


Bild 4: Abtrageffizienz in Abhängigkeit der Fluenz in Edelstahl 1.4301, die Pulsfrequenz wurde im Bereich zwischen 200 kHz und 4,83 MHz variiert, es sind verschiedene Ablationsregime sowie das theoretische Effizienzmaximum gekennzeichnet.

Die Einstrahlung von Pulsen höherer Fluenz führte zu einem deutlichen Absinken der Abtrageffizienz, wie bereits in theoretischen Betrachtungen in Bild 1 aufgezeigt. In diesem Fluenzbereich kann die eingestrahlte Energie nicht mehr optimal im Material umgesetzt werden; die ungenutzte Energiemenge wird in Form von Wärme im Material deponiert, was zu einer größeren thermischen Belastung des Werkstückes führt.

Zudem ist in Bild 4 der Einfluss der Pulsfrequenz auf die Abtrageffizienz erkennbar. Im Vergleich zu 200 kHz ist mit den höheren Pulsfrequenzen bis zu 3,86 MHz, vermutlich infolge von Wärmeakkumulation, eine höhere Abtrageffizienz erzielt worden. Die weitere Erhöhung der Pulsfrequenz auf 4,83 MHz führte dagegen zum Absinken der Abtrageffizienz, was wiederum auf die stärker abschirmende Wirkung des Prozessplasmas schließen lässt.

In einer weiteren Studie wurde das hochrepetierende Ultrakurzpuls-Laserabtragen mit sehr hohen Pulsfrequenzen bis zu 20 MHz und Laserleistungen bis zu 200 W (auf der Probenoberfläche) untersucht. Um auch in diesem Frequenzbereich einen für das Mikrostrukturieren optimalen lateralen Pulsabstand zwischen den einzelnen Pulsen zu gewährleisten, der idealerweise im Bereich des halben Fo-

kusradius liegt, wurden zwei untersuchte Pikosekunden-Lasersysteme unterschiedlicher maximaler Leistung, es wurden maximal 76 W bzw. 187 W auf Materialoberfläche eingestrahlt, in Kombination mit einem am Laserinstitut Mittweida entwickelten ultraschnellen Polygonspiegelscanner [5] betrieben. Es wurde immer die maximal verfügbare Laserleistung bei variierender Pulswiederholrate und entsprechend unterschiedlicher Fluenz im Material umgesetzt.

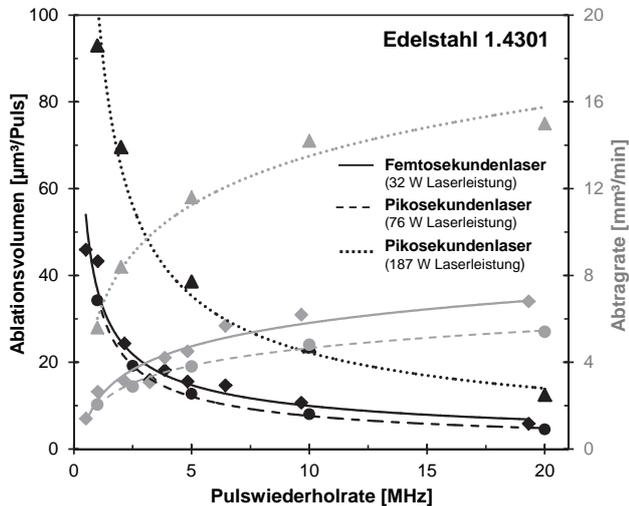


Bild 5: Mit verschiedenen UKP-Lasersystemen und maximaler Laserleistung erzielte Ablationsvolumen und Abtragraten.

In Bild 5 sind die erzielten Abtragvolumen sowie die maximal erreichbare Materialabtragrate, die aus dem Abtragvolumen pro Puls und der Pulswiederholrate errechnet wurde, den durch 32 W Femtosekunden-Laserbestrahlung erreichten Abtragwerten gegenübergestellt. Der höchste Volumenabtrag pro Puls wurde bei Einstrahlung der höchsten verfügbaren Laserleistung und der geringsten Pulswiederholrate erreicht. Mit höherer Pulswiederholrate ist in Bild 5 das Absinken des Abtragvolumens zu erkennen, das maßgeblich durch die geringere Fluenz der mit höherer Pulswiederholrate eingestrahlt Pulse verursacht wurde. Allerdings fällt auf, dass mit 76 W Pikosekunden-Laserstrahlung und damit gegenüber der Femtosekunden-Laserbestrahlung (32 W) mehr als doppelten Laserleistung annähernd vergleichbare Abtragwerte erzielt wurden. Dieses Abtragverhalten unterstreicht Ergebnisse aus früheren Untersuchungen, die zeigen, dass beim Laserabtragen von Edelmetall mit Femtosekunden- gegenüber Pikosekunden-Laserpulsen eine höhere Abtrageffizienz erreicht wird [6].

Hinsichtlich des pro Zeitintervall erreichbaren Abtragvolumens sind in Bild 5 für alle drei untersuchten Lasersysteme das Ansteigen der Materialabtragrate mit höherer Pulswiederholrate gezeigt. Aufgrund der eingestrahlt hohen mittleren Laserleistungen war die Energie respektive Fluenz der Laserpulse genau bei den hohen Pulswiederholraten im optimalen Abtragregime („mid-fluence“-Regime), um durch die hocheffiziente Bearbeitung den maximalen Materialabtrag zu erzielen. Die im untersuchten Parame-

terbereich maximal erreichten Abtragraten betragen 5,41 mm³/min @ 76 W und 15,04 mm³/min @ 187 W für die Pikosekunden-Laserbearbeitung sowie 6,81 mm³/min @ 32 W für das Femtosekunden-Lasersystem.

Bild 6 dokumentiert anhand von Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen und Rauigkeitsangaben die mit den verschiedenen Bestrahlungsparametern erreichte Qualität der laserabgetragenen Strukturböden. Tendenziell lässt sich aus der Darstellung ableiten, dass mit steigender Fluenz die Mikrorauigkeit und Größe der entstandenen Mikroformationen zunimmt. Auch sind für die verschiedenen UKP-Lasertechnologien Unterschiede in Bezug auf die Oberflächencharakteristik zu erkennen. Die ebenen Strukturen mit einer Oberflächenrauigkeit $S_A = 0,4 \mu\text{m}$ wurden durch Femtosekunden-Laserabtragen im „mid-fluence“-Regime erreicht. Die Einstrahlung von Femtosekunden-Laserpulsen höherer Fluenz führte zu einer gefurchten und dabei mit Mikrolöchern durchzogenen Abtragfläche. Im Vergleich dazu erscheinen die mit dem Pikosekunden-Lasersystem hergestellten Strukturen deutlich rauer; mit höherer Fluenz formte sich zudem eine eher korallenartige, stark zerklüftete Oberfläche.

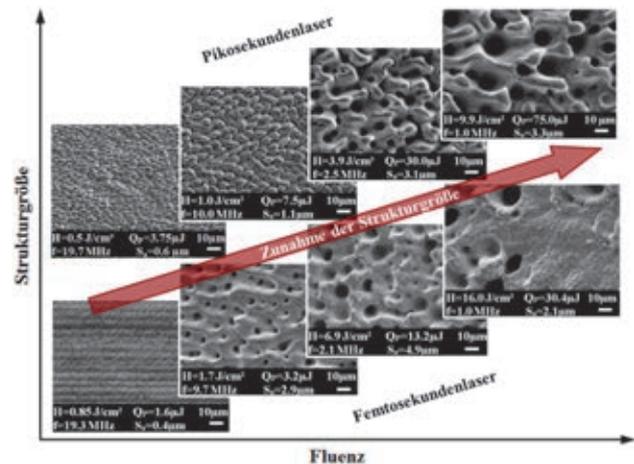


Bild 6: In Edelmetall durch Femto- (oben) und Pikosekunden-Laserabtragen (unten) hergestellte Abtragflächen; mit höherer Fluenz ist die Zunahme der Strukturgröße zu erkennen.

5. Anwendungsbeispiele

Bild 7 demonstriert anhand ausgewählter Bearbeitungsbeispiele das Potenzial der hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Lasertechnologie zur schnellen 3D-Mikrostrukturierung sowie Oberflächentexturierung. Die Ergebnisse wurden mit einem hochrepetierenden Femtosekundenlaser mit Pulswiederholraten bis zu 1,02 MHz und einer maximalen mittleren Laserleistung bis zu 12,3 W (IMPULSE™, Clark-MXR) erzielt. Im linken Teil von Bild 7 sind 3D-Abträge in (a) Kupfer (99,9% (poliert)), (b) Zirkonoxid-Keramik (TZ black) und (c) Edelmetall 1.4301 gezeigt. Die Bearbeitungszeit zur Herstellung solcher komplexer Strukturen liegt typischerweise im Bereich weniger Minuten.

Infolge der erzielten hervorragenden Bearbeitungsqualität, dem hohen lateralen Auflösungsvermögen,

der hohen Prozesseffizienz sowie den nun möglichen kurzen Prozesszeiten erschließen sich dem UKP-Lasermikroabtragen eine Vielzahl zukunfts-trächtiger Anwendungsmöglichkeiten, beispielsweise in der Herstellung von Prägestempeln oder (Mikro-) Formwerkzeugen, mit denen Sensoren oder elektronische Kleinkomponenten preisgünstig als Massenware gefertigt werden können. Dazu ist in Bild 7 (e) der Demonstrator einer Gussform zur Fertigung eines mikro-fluidischen Sensors gezeigt, der mittels thermischen Mikro-Spritzgussverfahren in Kunststoff abgebildet wurde.

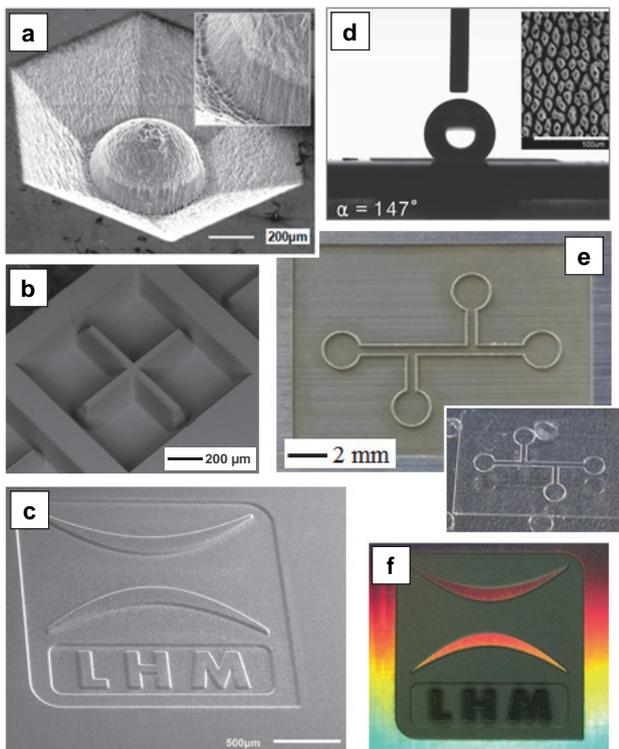


Bild 7: Anwendungsmöglichkeiten der hochrepetierenden UKP-Lasertechnik im Bereich des 3D Mikrostrukturierens sowie zur Funktionalisierung von Oberflächen.

Ein anderes innovatives Einsatzgebiet für die hochrepetierende UKP-Laserstrahlung ist im Bereich der Funktionalisierung von Oberflächen zu sehen. Durch das (großflächige) Lasertexturieren von Oberflächen mit mikro-/nano-skaligen, oft durch selbstorganisierende Prozesse entstehenden Strukturen können so deren charakteristischen Eigenschaften verändert und damit Bauteilfunktionalitäten gezielt beeinflusst werden. Als Beispiele dazu sind in Bild 7 (d) eine mit konischen Mikroformationen texturierte Edelstahloberfläche zu sehen, die zu einem stark hydrophoben Benetzungsverhalten führte; Bild 7 (f) zeigt das unterschiedliche Verhalten von lasertexturierten optisch wirksamen Flächen.

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Ergebnisse zum Laserabtragen von Edelstahl 1.4301 mit verschiedenen hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Laserstrahlquellen sehr hoher mittlerer Laserleistungen präsentiert. In zunächst theoretischen Betrachtungen wurde nachgewiesen, dass mit Pulsen im optimalen Fluenzbereich

die höchste Abtrageffizienz erzielt werden kann. Weiterhin wurde anhand experimenteller Ergebnisse der Einfluss der Bestrahlungsparameter auf den Abtragprozess diskutiert. In Abhängigkeit der eingestrahlenen Fluenz konnten dabei insgesamt 3 verschiedene Ablationsregime identifiziert werden. Im „mid-fluence“-Regime wurden so die höchste Abtrageffizienz, was die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen bestätigt, sowie die beste Bearbeitungsqualität festgestellt. Weiterhin wurde bei Einstrahlung von ultrakurzen Pulsen höherer Pulswiederholfrequenzen das Wirken von Wärmeakkumulation und Partikelabschirmung nachgewiesen, die sich in bestimmten Frequenzbereichen nahezu gegenseitig kompensieren. Die in diesen Untersuchungen erreichten maximalen Abtragraten betragen $5,41 \text{ m}^3/\text{min}$ @ 76 W und $15,04 \text{ mm}^3/\text{min}$ @ 187 W für die Pikosekunden-Laserbearbeitung sowie $6,81 \text{ mm}^3/\text{min}$ @ 32 W für das Femtosekunden-Lasersystem.

Abschließend wurden ausgewählte Bearbeitungsbeispiele präsentiert, die das Potenzial der hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Lasertechnologie zur schnellen 3D-Mikrostrukturierung sowie zur Oberflächenfunktionalisierung durch Lasertexturieren demonstrieren.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (FKZ: 03IPT506X).



Literaturverzeichnis

- [1] J. Schille, L. Schneider, L. Hartwig, U. Löschner, R. Ebert, P. Scully, N. Goddard und H. Exner, (2012), Characterisation of interaction phenomena in high repetition rate femtosecond laser ablation of metals, Proc. of 31st ICALEO 2012:paper M1003.
- [2] G. Račiukaitis, M. Brikas, P. Gečys, B. Voisiat, und M. Gedvilas, (2009), Use of High Repetition Rate and High Power Lasers in Microfabrication: How to Keep the Efficiency High?, Journal of Laser Micro/Nanoengineering, 4(3):186-191.
- [3] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B.N. Chichkov, B. Wellegehausen und H. Welling, (1997), Ablation of metals by ultrashort laser pulses, J. Opt. Soc. Am. B / Vol. 14, No. 10:2716-2722.
- [4] J. König, S. Nolte und A. Tünnermann, Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses. Opt. Express, 2005. 13(26):10597-10607.
- [5] U. Löschner, J. Schille, A. Streek, T. Knebel, L. Hartwig, R. Hillmann und C. Endisch, (2014), High-Rate laser micro processing using a polygon scanner system, Proc of 33rd ICALEO 2014:paper M1208.
- [6] P. Lickschat, J. Schille, M. Müller, S. Weißmantel und G. Reißer (2012), Comparative study on microstructuring of steel using pico- and femtosecond laser pulses, Proc. of 31st ICALEO 2012:paper P145.

PULSED LASER DEPOSITION OF MULTILAYERS OF NANOMETER THICK METALLIC FILMS

Steffen Weißmantel¹, Johannes Maus¹, Günter Reißer²

¹Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

²Laserinstitut Mittelsachsen e.V., Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Das Ziel der Untersuchungen war die Laserpulsabscheidung eines für spintronische Anwendungen entworfenen Mehrschichtsystems: SiO₂/ Ta (5 nm) / NiFe₁₉ (2 nm) / IrMn (5 nm) / CoFe₁₀ (2.1 nm) / Cu (2.054 nm) / CoFe₁₀ (1 nm) / NiFe₁₉ (2 nm) / Ru (0.4 nm) / Cu (0.5 nm) / Ta (3.0 nm). Hierfür wurde ein KrF-Excimerlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 248$ nm zur Erzeugung des schichtbildenden Teilchenstromes durch Ablation von verschiedenen Festkörpertargets eingesetzt. Vor der Herstellung von Mehrschichtsystemen wurde die Abhängigkeit der Schichtaufwachsraten von den Laserpulsfluenzen für jedes Material bestimmt. Die Laserparameter, insbesondere die Laserpulsfluenz, wurden für jedes Schichtmaterial im Hinblick auf eine minimale Oberflächenrauheit sowie eine minimale Oberflächenbedeckung mit Partikulaten optimiert. Die Multilayer wurden im Anschluss angefertigt und mittels TEM bezüglich der Schichtdickengenauigkeit, der Grenzflächenrauigkeit und der Mikrostruktur der Schichtmaterialien charakterisiert.

The aim of the investigations was the preparation of a multilayer system designed for spintronic applications and consisting of oxidized silicon substrate / Ta (5 nm) / NiFe₁₉ (2 nm) / IrMn (5 nm) / CoFe₁₀ (2.1 nm) / Cu (2.054 nm) / CoFe₁₀ (1 nm) / NiFe₁₉ (2 nm) / Ru (0.4 nm) / Cu (0.5 nm) / Ta (3.0 nm) by means of pulsed laser deposition. A KrF excimer laser of 248 nm wavelength was used for the generation of the film forming particles by ablating the various target materials. Prior to the production of multilayer systems, the dependence of film growth rates on laser parameters was measured for each material. The laser parameters and in particular the laser pulse fluence were optimized for single films of the materials with regard to minimal surface roughness and minimal surface coverage with droplets. Multilayers were then prepared and characterized by TEM with respect to exactness of layer thickness, roughness of layer boundaries and microstructure of the film materials.

1. Einleitung

Die Entdeckung des Riesen-Magneto-Widerstandes (GMR) [1], [2] sowie die Entwicklung und Realisierung von GMR-Leseköpfen bis zum technischen Einsatz ermöglichte eine Erhöhung der Speicherkapazität und Verbesserung der Datenmengenverarbeitungsgeschwindigkeit in der Informationstechnologie. Der GMR-Effekt konnte bisher an sogenannten Spin-Valves, bestehend aus metallischen und magnetischen Schichten mit Dicken von einigen Nanometern nachgewiesen werden. Diese Schichtsysteme werden typischerweise mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) [3] oder Sputter-Verfahren [4, 5] abgeschieden. Ebenfalls gibt es Berichte in der Literatur, dass es auch möglich sei GMR-Schichtsysteme mittels PLD-Verfahren herzustellen [6-10].

In dieser Veröffentlichung wird das PLD-Verfahren für die Abscheidung von metallischen und magnetischen Schichten für Spin-Valves eingesetzt. Das spezielle Schichtsystem ist in Bild 1 gezeigt. Die für die Erzeugung der spintronischen Schichtstapel besonders relevanten Vorteile des PLD-Verfahrens sind speziell das in weiten Parameterbereichen charakteristische atomlagenweise (layer-by-layer) Wachstum von Schichten, die hohen mittleren Energien der vom Target durch die kurzen Laserpulse ablatierten schichtbildenden Teilchen, die hohe Reinheit des Verfahrens sowie die im Vergleich zu anderen geeigneten Verfahren hohen Schichtaufwachsraten. Es wird gezeigt, dass das Verfahren der Laserpulsabscheidung eine mögliche Technologie ist, die Abscheidung von sehr dünnen geschlossenen und dichten Schichten mit Dicken von wenigen Monolagen zu realisieren.

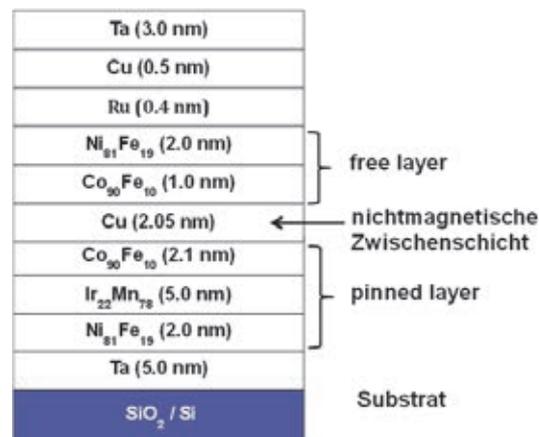


Bild 1: Zielschichtsystem bestehend aus Metall- und Legierungsschichten.

2. Experimenteller Aufbau

Die metallischen Schichten und Multilayer wurden mittels Laserpulsabscheidung unter Hochvakuum bei einem Druck von 10^{-4} Pa und Raumtemperatur hergestellt. Die Ablation der Metalltargets erfolgte unter Verwendung des KrF-Excimerlasers LPX Pro 305 ($\lambda = 248$ nm, Pulsdauer 25 ns, max. Pulsenergie 800 mJ) der Firma Coherent GmbH bei einer maximalen Repetitionsrate von 50 Hz. Durch die Variation des Laserstrahlquerschnittes A auf dem Target zwischen $1,5 \text{ mm}^2$ und $6,4 \text{ mm}^2$ kann die Laserpulsfluenz im Bereich von $2,2 \text{ J/cm}^2$ bis 13 J/cm^2 eingestellt werden. Für die Abscheidung von verschiedenen Targets ist ein 6-facher Targetwechsler in den Rezipienten integriert. Um einen homogenen Targetabtrag zu erreichen, wird das Target bei stationärem Laserstrahl spiralförmig mit konstanter Vektorgeschwindigkeit bewegt. Der Einfallswinkel

des Laserstrahles auf das Target beträgt 45° und der Target-Substrat-Distanz 70 mm. Um eine homogene Schichtdicke über einen großen Substratbereich zu erreichen, erfolgt eine spiralförmige Relativbewegung des Substrats zum stationären Laserstrahlquerschnitt auf dem Target. Die Metallschichten werden auf Si-(111) und oxidierten Si-(111)-Substraten abgeschieden. Für die Untersuchung der Schichteigenschaften werden folgende Methoden verwendet: Rasterelektronenmikroskopie (REM), Atomkraftmikroskopie (AFM), Rutherford-Rückstreu-Mikroskopie (RBS), Röntgen-Reflektometrie (XRR) und energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX).

3. Ergebnisse und Diskussion

Die Funktionsweise eines metallischen Mehrschichtsystems setzt die Abscheidung und Einstellung von sehr präzisen Schichtdicken voraus. Diese Dicken liegen im Bereich von wenigen Nanometern bis in den Subnanometerbereich. Da die Menge des ablatierten Materials pro Laserpuls hinreichend konstant ist, kann die Einstellung der Schichtdicke unter Benutzung der entsprechenden Anzahl von Laserpulsen für jede Schicht durchgeführt werden. Dazu müssen die Schichtaufwachsraten pro Puls für jedes Material unter Verwendung des identischen Aufbaus und der Beschichtungsparameter, wie sie für die Herstellung der Mehrschichtsysteme bestimmt wurden, gemessen werden. Die Schichtaufwachsraten wurden für jedes Material unter Variation der Laserpulsfluenz bei $A = 2,3 \text{ mm}^2$ [13] ermittelt. Eine Übersicht der erreichten Raten bei optimierten Parametern ist in Tabelle 1 gezeigt. Die maximal erreichbaren Schichtaufwachsraten liegen in Abhängigkeit vom untersuchten Material zwischen 15 (Cu) und 163 nm/min (Ta).

Mat.	Ta	CoFe ₁₀	Cu	IrMn ₇₈	NiFe ₁₉	Ru
[nm / min]	95	49	15	100	51	49
[nm / pulse]	0,032	0,016	0,005	0,033	0,017	0,016
[J/cm ²]	8	8	8	9	10	9

Tabelle 1: Schichtaufwachsraten der untersuchten Materialien bei optimierten Abscheidungsparametern ($f = 50 \text{ Hz}$, $A = 2.3 \text{ mm}^2$).

Um eine definierte Schichtdicke von einem Nanometer auf einer Substratoberfläche von 700 mm^2 mit dem PLD-Setup abzuscheiden, werden für das Material Ir₂₂Mn₇₈ mit der größten Schichtdickenzunahme pro Laserpuls 30 Pulse bzw. für das Material Cu mit der geringsten Schichtdickenzunahme pro Laserpuls 200 Pulse bei optimierten Abscheidungsparametern benötigt. Ein weiterer Aspekt ist die stöchiometrische Zusammensetzung der Legierungsschichten. Um die erforderlichen Mischungsverhältnisse zu erreichen, wurden die

Schichten durch Ablation von Targets hergestellt, die bereits die gewünschte Ziel-Stöchiometrie aufwiesen. Die Charakterisierung der laserpuls-ablatierten Legierungsschichten erfolgte mittels RBS-Messung und ist in Tabelle 2 für IrMn- und CoFe-Legierungsschichten gezeigt.

Target	Co ₉₀ Fe ₁₀		Ir ₂₂ Mn ₇₈	
Elemente	Co	Fe	Ir	Mn
Stöchiometrie [at.%]	90	10	22	78
RBS [at. %]	87 ± 1	13 ± 1	26 ± 1	74 ± 1

Tabelle 2: Stöchiometrie der abgeschiedenen Legierungsschichten mittels RBS-Messung.

Im Fall von Ni₈₁Fe₁₉ konnten keine eindeutigen Ergebnisse aus den Messungen über die Schichtzusammensetzung aufgrund zu geringer Ordnungszahlunterschiede der Elemente Ni und Fe erhalten werden. Wie man aus vielen Berichten in der Literatur betreffend der Laserpulsabscheidung von Legierungsschichten bei Verwendung von entsprechenden Legierungstargets erwarten konnte, bestehen nur geringe Unterschiede zwischen der Stöchiometrie der Targets und der abgeschiedenen Schichten. Diese geringen Abweichungen können, falls erforderlich, durch Verwendung von Targets mit einer entsprechend zugeschnittenen Stöchiometrie vermieden werden. Die abgeschiedenen Einzelschichten der verschiedenen Materialien wurden ebenfalls bezüglich der Oberflächenrauheit und des Partikulateinbaus charakterisiert. Für diese Untersuchungen wurden die Dicken (siehe Tabelle 3) der Metallschichten größer als die tatsächlich erforderlichen Schichtlagen im Zielschichtsystem (siehe Bild 1) gewählt. Die Flächenrauheit S_q der abgeschiedenen Metallschichten wurde mittels AFM bestimmt und ist in ebenfalls in Tabelle 3 dargestellt. Diese Werte zusammen mit den AFM-Höhenbildern in Bild 2 zeigen deutlich, dass die Schichtoberflächen der Metallschichten mit Ausnahme von Kupfer sehr glatt und homogen sind. Die relativ hohe Rauheit der Schichtoberfläche von Kupfer kann durch ein inselartiges Wachstum dieses Materials erklärt werden.

Material	Dicke	S_q	Partikel \varnothing
Ta	5,1 – 5,3 nm	0,22 – 0,33 nm	0,44 – 0,68 μm
Co ₉₀ Fe ₁₀	5,3 nm	0,19 – 0,20 nm	0,36 – 3,20 μm
Cu	6,7 – 6,8 nm	0,50 – 0,60 nm	0,30 – 0,40 μm
Ni ₈₁ Fe ₁₉	9,6 – 9,8 nm	0,12 – 0,13 nm	0,65 – 1,00 μm
Ir ₂₂ Mn ₇₈	8,6 – 8,8 nm	0,18 – 0,19 nm	0,05 – 1,00 μm
Ru	9,7 – 9,8 nm	0,14 – 0,16 nm	< 0,3 μm

Tabelle 3: Bestimmung der Eigenschaften von 5 nm und 10 nm dicken Metalleinzelschichten unter Verwendung von XRR für die Schichtdicke, AFM für S_q und REM für die Partikelgröße.

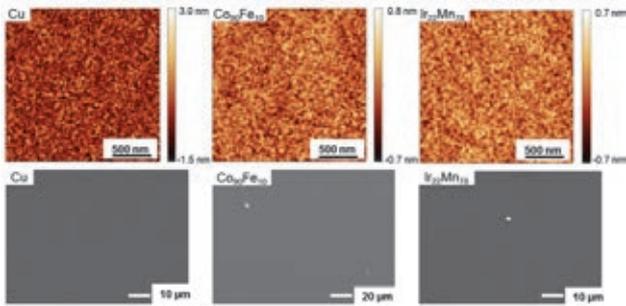


Bild 2: AFM-Aufnahmen (obere Reihe) und REM-Aufnahmen (untere Reihe) von 5 nm und 10 nm dicken Metallschichten.

Der Partikulateinbau in den Schichten konnte nicht vollständig vermieden werden. So gibt es noch einige Partikulate in den Schichten (siehe REM-Aufnahmen in Bild 2), obwohl die Schichten nur sehr dünn waren und die Abscheidungsparameter in Hinblick auf minimale Partikulatmissionen optimiert wurden. Generell können die Partikulate in PLD-Schichten in kugelförmige und granulare Partikulate eingeteilt werden [11], wobei erstere primär dominierend von Metalltargets abgeschieden werden. Ihre Entstehung ist auf Prozesse, wie Subsurface Boiling und hydrodynamisches Sputtern oder Exfoliation zurückzuführen [12]. Dementsprechend beobachteten wir fast ausschließlich kugelförmig geformte Partikulate in unseren Schichten, meist mit Durchmessern unter 1 µm (vergl. Tabelle 3). Die prozentuale Flächenbedeckung der Substratoberfläche mit Partikulaten lag in Abhängigkeit vom Targetmaterial zwischen 0,02 % (Ta, Ru) und 0,15 % ($\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}$).

Ein erstes vollständiges Mehrschichtsystem (1) (siehe Bild 3) wurde mit der beschriebenen Schichtarchitektur (siehe Bild 1) und 10-fach größerer Subschichtdicke hergestellt um die Grenzflächenrauheit sowie die Exaktheit der Einzelschichtdicken zu charakterisieren.

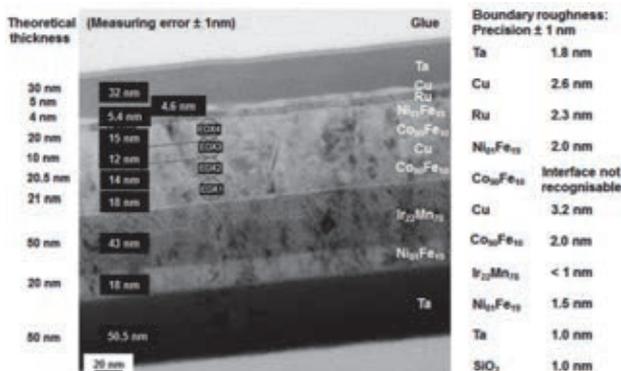


Bild 3: TEM-Aufnahme eines Mehrschichtsystems (1) im Querschnittsprofil mit 10-fach größerer Subschichtdicke ($d = 212,5 \text{ nm}$) und den gemessenen Grenzflächenrauheiten R_{pv} .

Die TEM-Analyse des angefertigten Querschnittspräparats, abgedünnt mittels Ionenstrahlätzen, ist in Bild 3 gezeigt. Zusätzlich fanden zur Bestimmung

der Subschichtdicken, aufgrund des zu geringen Bildkontrastunterschieds der Schichten 4 ($\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$) bis 7 ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$), EDX-Punktmessungen statt. Die Rauheit der oxidierten Si-Substrate beträgt $R_{pv} = 1 \text{ nm}$. Der mittels PLD abgeschiedene Mehrschichtstapel in Bild 3 weist scharfe Schichtgrenzflächen auf, wobei die Messergebnisse der Grenzflächenrauheiten gut mit den Flächenrauheiten der 5 nm und 10 nm dicken Einzelschichten korrelierten. In einem nächsten Schritt wurde ein Mehrschichtsystem (2) mit den tatsächlichen gewünschten Schichtdicken nach Bild 1 hergestellt.

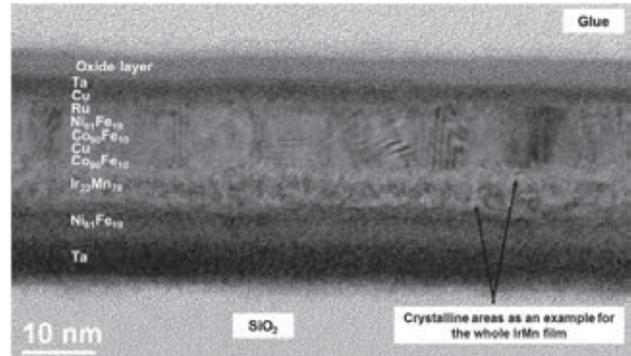


Bild 4: HRTEM-Aufnahme des abgeschiedenen Mehrschichtsystems (2) im Querschnittsprofil mit einer Gesamtschichtdicke von 31 nm.

In der hochauflösenden TEM-Aufnahme (HRTEM) des Querschnitts (siehe Bild 4) sind dünne Übergangsbereiche zwischen den einzelnen Metallschichten zu erkennen, die auf eine gewisse Grenzflächendurchmischung hinweisen. Die Größenordnung dieser wahrscheinlichen Grenzflächendurchmischung beträgt 1 nm und ist vergleichbar mit den Ergebnissen von Fähler [8], welcher Cu/Ag-Multilayer mit einer identischen Laserwellenlänge von $\lambda = 248 \text{ nm}$ und einer Laserpulsfluenz von $H = 7,5 \text{ J/cm}^2$ abgeschieden hat. Die Ursache für die Entstehung dieser Übergangsschichten [8] sind Subplantation bzw. Ionenimplantation in Folge von zu hohen kinetischen Energien ($> 30 \text{ eV}$) der schichtbildenden Teilchen in die untere bestehende Metallschicht durch ballistische Stoßprozesse.

Die S_q -Messungen mittels AFM zeigen, dass die Schichtoberfläche des metallischen Mehrschichtsystems (2) ebenfalls wie die 5 nm und 10 nm dicken Einzelschichten glatt und homogen ist (vgl. Bild 5). Es wurden geringe Werte für S_q im Bereich von 0,21 nm bis 0,22 nm bei Untersuchung sowohl der Probenmitte als auch des Probenrandes des metallischen Mehrschichtsystems (2) erreicht. Anhand von REM-Aufnahmen des Mehrschichtsystems (2) (siehe Bild 5) konnten nur vereinzelt Partikulate nachgewiesen werden. Die prozentuale Bedeckung der Oberfläche mit Partikulaten wurde mit 0,28 % bestimmt und wird nach Voruntersuchungen an Einzelschichten hauptsächlich durch Partikulate in den Subschichten Cu, $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ und $\text{Ir}_{22}\text{Mn}_{78}$ verursacht [14].

Ob diese Partikulate, deren Durchmesser im Bereich weniger 100 nm und teilweise im Mikrometerbereich lagen, für die spintronischen Bauelemente störend wirken, müssen nachfolgende Untersuchungen noch zeigen.

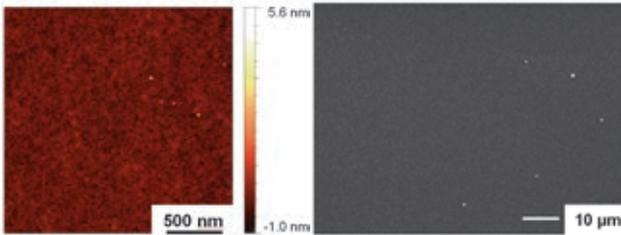


Bild 5: AFM-Aufnahme (links) und REM-Aufnahme (rechts) eines Spin-Valve-Schichtsystems mit einer Gesamtschichtdicke von $d = 31$ nm, $S_q = 0,21 - 0,22$ nm.

Die Mikrostruktur der untersuchten Metallschichten in den Metallschichtstapeln (siehe Bild 3 und Bild 4) ist polykristallin mit Ausnahme der Ta-Schichten, welche amorph sind. Innerhalb des nicht getrennt auflösbaren Schichtsystems ($\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) existieren Kristallite, die über deren gesamte Schichtdicke reichen. Es scheint so, dass diese Kristallite das Produkt eines heteroepitaktischen Wachstums sind.

4. Zusammenfassung

Es konnten mittels PLD-Verfahren bei geeigneten Prozessparametern metallische Schichten und Mehrschichtsysteme mit Spin-Valve Layout erzeugt werden, welche unter Verwendung der Exsitu-Methoden HRTEM, REM, AFM, XRR, RBS und EDX analysiert wurden. Für eine Minimierung der Partikulatbildung haben sich als vorteilhafte Prozessparameter ein Laserstrahlquerschnitt von $2,3 \text{ mm}^2$ und eine Laserpulsfluenz zwischen 8 J/cm^2 und 10 J/cm^2 erwiesen. Bei diesen Parametern liegen die mittleren Schichtdickenzunahmen pro Laserpuls in Abhängigkeit vom Material zwischen $0,05 \text{ \AA}$ und $0,32 \text{ \AA}$. Die AFM-Messungen an 5 nm und 10 nm dicken Schichten zeigen für alle Metalle mit Ausnahme von Cu glatte homogene Schichtoberflächen mit einer Flächenrauheit (S_q) von $0,6 \text{ nm}$ (Cu) und weniger als $0,3 \text{ nm}$ für alle anderen Metalle. Damit können metallische Schichtstapel mit einer Grenzflächenrauheit von $\leq 1 \text{ nm}$ erreicht werden. Die Bedeckung der Schichtoberfläche dieser Mehrschichtsysteme mit Partikulaten beträgt nur $0,3 \%$.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch die Europäische Union und den Freistaat Sachsen. Sie danken ebenso Patrick Matthes von der TU Chemnitz Matthes für die XRR, RBS- und AFM-Messungen und Sören Selve von der TU Berlin für die TEM-Analysen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. N. Baibich et al.: Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001)Cr magnetic superlattices. Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2472–2475
- [2] G. Binasch et al.: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with anti-ferromagnetic interlayer exchange. Phys. Rev. B 39 (1989) 4828–4830
- [3] R.F.C. Farrow et al.: Giant magnetoresistance at low fields in $[(\text{Ni}_x\text{F}_{1-x})_y\text{A}_{1-y}]/\text{Ag}$ multilayers prepared by molecular-beam epitaxy, J. Appl. Phys. 76, 3688 (1994)
- [4] M.T. Kief, J. Bresowar, Q. Leng: Exchange coupling in sputtered giant magnetoresistance NiFe/Cu/CoFe/Cu multilayers, J. Appl. Phys. 79, 4766 (1996)
- [5] G. Anderson, Y. Huai, L. Miloslawsky: CoFe/IrMn exchange biased top, bottom, and dual spin valves, J. Appl. Phys. 87, 6989 (2000)
- [6] J.C.S. Kools, et al.: Structural characterization of CoCu multilayers grown by ablation laser; J. Magn. Mater. 121 (1993) 83-87
- [7] J. Faupel et al.: Giant magnetoresistance in laser-deposited permalloy/Ag multilayer, J. Appl. Phys. 92, 1171 (2002)
- [8] A. Tselev, A. Gorbunov, W. Pompe: Transition layers in metal bilayers produced by pulsed laser deposition in vacuum, J. Vac. Sci. Technol. A 20 (2002) 1557
- [9] J. Shen, Zhen Gai, J. Kirschner: Growth and magnetism of metallic thin films and multilayers by pulsed-laser deposition, Surf. Sc. Rep. 52 (2004) 163-218
- [10] M. Krieger et al.: Properties of a Co/Cu/Co spin-valve system prepared by an optimized 193 nm pulsed laser deposition process, Appl. Phys. A 78 (2004) 327-333
- [11] S. Fähler et al.: The interface of laser deposited Cu/Ag multilayers: evidence of the subsurface growth mode during pulsed laser deposition, Appl. Sur. Sci. 154-155 (2000) 419
- [12] H.-U. Krebs, in Pulsed Laser Deposition of thin films, ed. by R. Eason (Wiley & Sons, New Jersey, 2007), p. 364
- [13] J. Maus, S. Weißmantel, G. Reiß: 22th International Scientific Conference Mittweida IWKM 2012: Scientific Report - Mittweida - Nr. 2, 2012, S.75-77 - ISSN 1437-7624
- [14] J. Maus: Laserpulsabscheidung von metallischen Schichtstapeln für spintronische Anwendungen, Hochschule Mittweida, Mittweida, Masterarbeit, 2013

SCRIBING OF CIGS THIN FILMS FOR INTEGRATED INTERCONNECTION OF SOLAR CELLS

Martin Ehrhardt¹, Pierre Lorenz¹, Lukas Bayer¹, Alexander Braun³, Jmurillo Gutierrez², María del Rocio Arrazola Hermoso², Emilio Sanchez Cortezon² and Klaus Zimmer¹

¹ Leibniz Institute of Surface Modification, Permoserstr. 15, 04318 Leipzig, Germany

² Abengoa Solar New Technology, Soland Center - Sanlúcar, Spain

³ Solarion AG, Ostende 5, 04288 Leipzig, Germany

Abstract

Thin-film solar cells (TFSCs) hold still a potential for attaining both high efficiency and low manufacturing costs. In particular, copper-indium-gallium (di)selenide (Cu(InGa)Se₂) (CIGS) enables the fabrication of high-efficient photovoltaic devices. However, for the mass production of integrated modules fast, reliable, and high-quality scribing processes are requested. Laser technology is one key technology for the development of PV-modules to be competitive with the silicon solar modules. In order to enable a non-thermal, damage-free scribing, shock-wave-induced film delamination (SWIFD) is a promising method. In the present study it will be shown that the SWIFD patterning can also be performed on CIGS-TFSCs which are deposited on metal foils. The focus of the investigations is the evaluation of process parameters which enable the stable and efficient SWIFD patterning process with a KrF excimer laser. The morphology and the size of SWIFD-structured areas were analysed by scanning electron microscopy (SEM) and the composition of process areas was analysed by energy dispersive X-ray (EDX) spectroscopy.

1. Introduction

Thin-film solar cells (TFSCs) still hold a potential for attaining both high efficiency and low manufacturing costs. In particular, copper-indium-gallium (di)selenide (Cu(InGa)Se₂) (CIGS) enables the fabrication of high-efficient photovoltaic devices. However, for the mass production of competitive integrated interconnected modules fast, reliable, high-quality, and damage-free scribing processes are requested. These requirements are of general interest for other modern flexible electronic devices on flexible substrates like, e.g., OLEDs (organic light-emitting diodes) or organic photovoltaics. Laser technology is one key technology which could fulfil these requirements. In consequence, laser scribing of TFSCs and especially CIGS-TFSCs are manifold investigated [1 - 3]. However, several published investigation showed [4] that direct laser scribing of thermal sensitive materials can induce the formation of defects or modifications which can degrade the functionality of the TFSCs or other materials. The usage of ultrashort laser pulses can reduce the formation of such material modifications. However, the appearance of undesirable secondary effects like ripple formation, debris deposition processes, and thermal effects cannot be excluded even for ultra-short laser pulses [4, 5]. One approach to overcome these problems is the usage of secondary effects of the laser irradiation like laser-induced shock wave formation for the patterning of TFSCs. This method is called SWIFD (shock-wave-induced film delamination) patterning. At SWIFD the rear side of the substrate is irradiated with laser pulses which generate a pressure pulse which travels through the substrate and can cause delamination of a film at the front side of the substrate due to

mechanical effects (shock wave and/or bending of the substrate). Due to rear side irradiation laser heating effects are well separated from the mechanical effects at the front side of the substrate which cause the delamination process. The SWIFD process can be used for patterning of CIGS TFSCs deposited on polyimide (PI) substrates [6, 7] or the patterning of indium tin oxide (ITO) on polyethylene terephthalate (PET) substrates [8]. Until now, the main focus of the investigation of the SWIFD patterning process is on films which were deposited on polymer substrates. In the present study it will be shown that the SWIFD process can be transferred to patterning on films which are deposited on thin metallic substrates. For this aim the patterning with SWIFD of CIGS TFSCs deposited on steel foils was exemplarily investigated. The main laser parameters which influence the patterning process as well as the morphology and size of the generated pattern of the CIGS TFSCs material will be presented.

2. Experimental Set-up

A KrF excimer laser (LPX 220, Lambda Physik, pulse length $t_p = 25$ ns, wavelength $\lambda = 248$ nm, pulse repetition rate $f_{\max} = 200$ Hz) embedded in a laser workstation (Exitech, Ltd) was used for the irradiation of the samples. A lens with a focal length of 50 mm was used to focus the laser pulses on sample areas of $\sim 160 \times 140 \mu\text{m}^2$ with laser fluences up to 60 J/cm^2 . The samples were placed face down onto an X-Y-Z stage that was covered with a soft paper in order to avoid damaging the TFSCs CIGS film. The samples consist of a $20 \mu\text{m}$ stainless steel (SST) carrier foil covered first with a 500 nm thick molybdenum film and a CIGS film with a thickness of

approximately 1.8 μm . In Figure 1 a schematic view of the experimental set-up with the SWIFD patterning is shown. After laser irradiation the samples were imaged by scanning electron microscopy (SEM), energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDX), and optical microscopy.

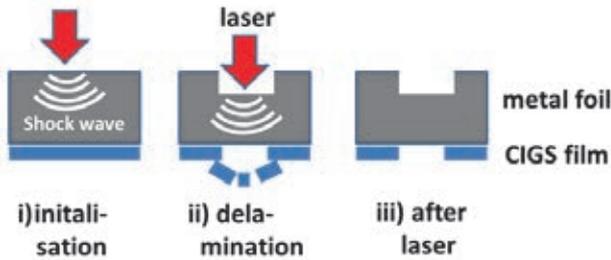


Figure 1: Schematic illustration of the shock-wave-induced delamination process.

3. Results and discussion

The rear sides of the samples were irradiated with laser fluences between 11 J/cm^2 and 54 J/cm^2 . Even by using the highest laser fluence of 54 J/cm^2 20 laser pulses were required before the TFSCs CIGS film starts cracking and finally delaminating. More initialization pulses until the delamination of the TFSCs CIGS film are required for lower laser fluences. By exceeding a certain laser pulse number which depends on the used laser fluence there occur a penetration of the SST substrate together with the damage of the overlying molybdenum and CIGS films. Figure 2 shows a colour-coded summary of the SWIFD patterning process in dependence on the laser parameters fluence and pulse number.



Figure 2: Summary of the delamination experiments (yellow: no effect on the front side, green: delamination of the CIGS film, red: penetration of the stainless steel substrate).

According to Figure 2 the pulse number range in which a delimitation of the CIGS film can be achieved increases with increasing laser fluence. Therefore, with higher laser fluences a larger

process window for the SWIFD patterning process can be expected. This result can be explained by the laser ablation-induced pressure that rises with higher laser fluences [9]. Therefore, by irradiating the rear side of the substrate with laser pulses of less energy a longer incubation process is observed. The higher laser pulse number is required i) to reduce the adhesion between the CIGS and molybdenum film by crack formation and propagation and ii) to thin the stainless steel substrate to enable higher mechanical forces. These mechanical forces are expected to be i) shock waves or ii) stress formation due to bending of the substrate due to the recoil pressures of the ablation plume at expansion.

Within the investigated laser parameter range no delamination of the molybdenum film was observed. This can be understood by the much higher adhesive strength of the molybdenum film and the stainless steel substrate in comparison to the adhesive strength between the molybdenum film and the CIGS film.

In Figure 3 an EDX image of a typical processed area is shown in which the CIGS film is delaminated. These areas are green marked in Figure 2. In Figure 3 it can be seen that the delaminated area is smaller than the spot size of the laser beam which was used for irradiating the rear side of the sample (SST).

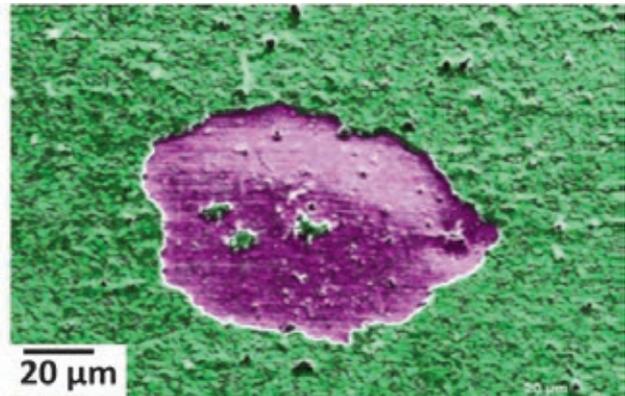


Figure 3: EDX image of a patterned area generated by the ablation of the rear side of the stainless steel substrate. The purple-coded area indicates molybdenum and the green-coded area indicates indium which is representative for the CIGS film.

Within the delaminated area the CIGS film is almost completely removed excepting a few remaining CIGS flakes which stick onto the molybdenum film. At the upper limit of the process window (high laser fluences and high pulse numbers without penetration) for SWIFD that is marked green in Figure 2 a remaining bending of the stainless steel substrate is detectable; also some cracks in the molybdenum film can occur. This bending supports the delamination process.

Figure 4 shows an edge of the delaminated area which is imaged in Figure 3. Although the SST substrate is thinned due to the SWIFD patterning

process no indication of melting or heating of the molybdenum film or the CIGS film edges could be found. From that result it can be concluded that the CIGS film material removal process is mainly mechanically driven by fracture of the film. This conclusion is in agreement with the result which was found within the investigation of the SWIFD patterning process of thin films deposited on polymer foils [6]. Such a mechanical fracture of the film is favourable to avoid shunt formation that often occurs at direct laser ablation.

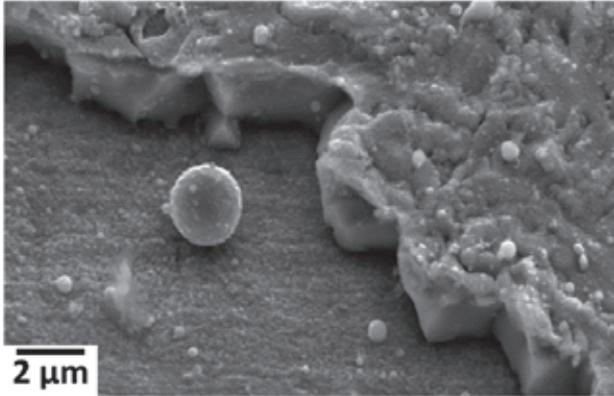


Figure 4: The SEM image shows an enlarged view of an edge of the CIGS film which is shown in Figure 3. The delamination in Figures 3 and 4 were achieved with 35 laser pulses and a laser fluence of 45 J/cm².

The size of the delaminated area in dependence on the pulse number at a fixed laser fluence value of $F \sim 50 \text{ J/cm}^2$ is shown in Figure 5. The delamination starts after exceeding the incubation pulses of $N = 23$. At this low pulse number the delamination area is rather small and results sometimes in an incomplete CIGS film removal within the spot. With 26 or more pulses within the process window the delaminated area is almost cleaned from the film and the size of this area increases almost linear with the laser pulse number.

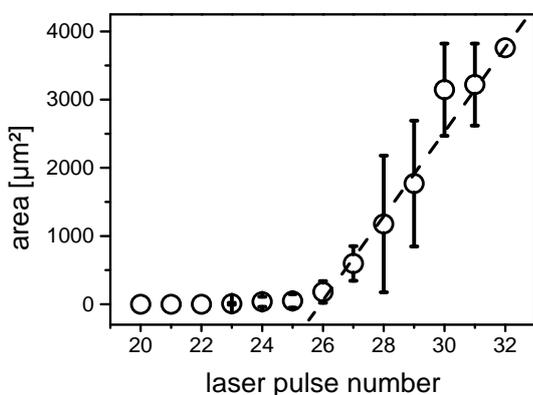


Figure 5: Size of the delaminated area in dependence on the laser pulse number. The laser fluence was fixed to a value of $F \sim 50 \text{ J/cm}^2$. The dashed line is a linear fit of the data points between $N = 26$ and $N = 32$.

This lineare increase of the delaminated area is also observed with SWIFD on polymer substrates [6-8].

In Figure 6, the dependency of the delaminated area on the laser fluence is shown for 30 laser pulses. Also in this case only a partial film delamination within the spot occurs by using laser fluences near the threshold fluence. With increasing laser fluence the complete delamination across the spot as well as an increase of the delaminated areas is observed. In general, the delaminated area is smaller than the laser-irradiated area at the rear side of the SST substrate even in the case of using very high laser fluences.

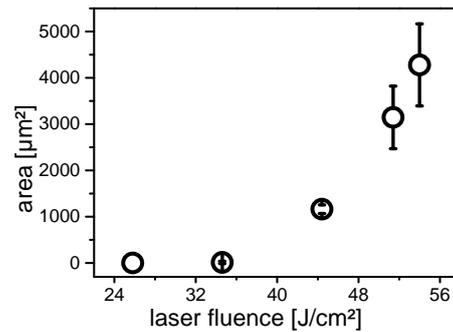


Figure 6: Size of the delaminated area in dependence on the laser fluence. The laser pulse number was fixed at a value of $N = 30$.

To demonstrate the potential of the SWIFD process for patterning of TFSCs CIGS solar cells a line pattern was fabricated by scanning the laser spot above the rear side of the stainless steel substrates. The removal of the CIGS film from the molybdenum film corresponds to a P2 scribe [10]. The locally applied laser pulse number was adjusted by the scanning speed of the laser spot. In Figure 7 a SEM image of a typical line pattern made with the SWIFD process is shown.

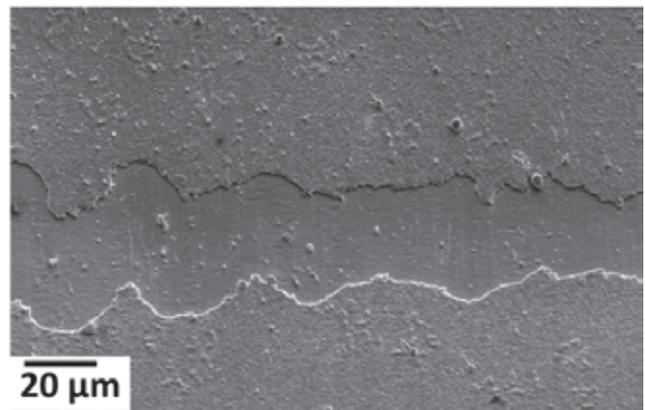


Figure 7: SEM image of a line pattern area made by the rear side laser irradiation of the stainless steel substrate. Scanning speed of the laser spot $v = 0.2 \text{ mm/s}$, laser fluence $F = 54 \text{ J/cm}^2$, and pulse repetition rate $f = 100 \text{ Hz}$.

Also in the case of the line pattern no indication of melting neither of the molybdenum film nor of the CIGS material could be found. In comparison to scribing of CIGS film using direct laser ablation with ultra-short laser pulses [2, 4] the rim of the SWIFD

pattern is rather irregular. This irregular rim pattern is most likely caused by the varying of the CIGS film properties and thereby related to a local fluctuation in the adhesion strength between the CIGS and molybdenum films. The limitation in the lateral precision is characteristic for the patterning of thin films with the SWIFD process and was also found by the investigation of other substrate – thin-film systems [7, 8].

4. Conclusion and outlook

The laser-induced delamination for structuring of thin films deposited on metal foils was shown. The presented SWIFD process allows the patterning with a high vertical but a limited lateral precision. The patterning depth is equal to the film thickness and the lateral size is less than the laser spot size but strongly influenced by the locally varying adhesion of the film. In the present study a process window was identified wherein the removal of a thin CIGS film from the underlying molybdenum film can be achieved. The analysis of the patterned area shows no signs of melting effects. This result indicates that the SWIFD process allows the patterning of thermal sensitive films without thermal modifications. The found dependency of the delaminated area on the laser fluence indicates that with higher laser fluences a more stable and efficient SWIFD process is possible. The increasing of the laser fluence correlates with an increasing of the ablation pressure which causes the delamination of the CIGS material. Hence, increasing the ablation pressure by utilizing confinement conditions, like water on the back side of the metal foil substrate, the efficiency and stability of the SWIFD process can most likely be increased.

Acknowledgment

The research leading to the results has received funding from the European Community's Seventh Framework Program (FP7/2007-2013) under APPOLO project (grant agreement No. 609655) and the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under the contract ZI 660/12-1.

References

- [1] Gecys, P. et al., Applied Physics a-Materials Science & Processing, 2010. 101(2): pp. 373-378.
- [2] Gecys, P. et al., Journal of Laser Micro Nanoengineering, 2012. 7(1): pp. 33-37.
- [3] Raciukaitis, G. and P. Gecys, Journal of Laser Micro Nanoengineering, 2010. 5(1): pp. 10-15.
- [4] Wehrmann, A. et al., Optics and Laser Technology, 2012. 44(6): pp. 1753-1757.
- [5] Wang, X. et al., Review of Scientific Instruments, 2013. 84(10): 104704.
- [6] Ehrhardt, M. et al., Applied Physics A: Materials Science & Processing, 2013. 113(2): pp. 309-313.
- [7] Lorenz, P. et al., Applied Surface Science, 2015. 336: pp. 43-47.
- [8] Lorenz, P. et al., Physics Procedia. 2014. 56: pp. 1015-1023.
- [9] Phipps, CR. et al., Journal Applied Physics. 1988. 64 pp. 1083-1096
- [10] Kessler F., et al., Thin Solid Films, 2005. 480: pp. 491-498.

NEW APPROACH OF LASER PROCESSING OF TRANSPARENT MATERIALS

Michael Werner, Robin Zimny, Michael Grimm
3D-Micromac AG, Technologie-Campus 8, D-09126 Chemnitz

The classical way of processing materials using laser ablation with galvanometer scanners or other optical elements limits the possible structures and geometries of features and parts. Holes without taper or other structures such as trenches with rectangular profile are hardly possible to machine.

In this paper 3D-Micromac AG presents a novel laser micromachining method for transparent materials using ultra short pulsed lasers. With this new method the described limits can be overcome. Structures like taper-free or negative taper walls can be achieved with very high aspect ratios. Typical dimensions of those structures are in range of a few 10 microns up to a few 100 microns. This type of structures are interesting as inkjet or other fluidic nozzles, for friction reducing surfaces or as casting moulds for polymer parts for life science and medical applications. Furthermore, laser machined micro parts like micro gears are presented. Such parts are of interest for micro drives, pumps for micro fluidics and other upcoming applications.

1. Introduction

3D-Micromac AG has become one of the leading suppliers of highly efficient laser micromachining systems as well as innovative coating and printing technologies on the international market since its foundation in 2002. In the recent years of this development we see a constant marked request for taper-less micromachined structures for moulding, micro-fluidic or stamping parts out of various industries that cannot be fulfilled by electro-discharge machining or only by cost intensive electro forming processes.

Those industries are driven by the request on:

Following the product development processes in highly integrated production processes

Rapid prototyping with repeatable high process quality

Usage of alternative materials

Scalable production processes

In general, the following requested properties can be identified:

- small width structure sizes (<200 μm)
- medium aspect ratio (<1:5)
- defined wall angle or in best case no wall angle
- Sidewall roughness < 1 μm

2. Problem description

Taper formation seems to be inevitable in laser ablation based on ultra-short pulse micromachining. Conventional ablation strategies cause a larger entry diameter than exit diameter. This effect is influenced by various entry parameters, such as fluence, beam profile, rayleigh length and plasma shielding during the ablation. The effect itself seems so far not completely explained.

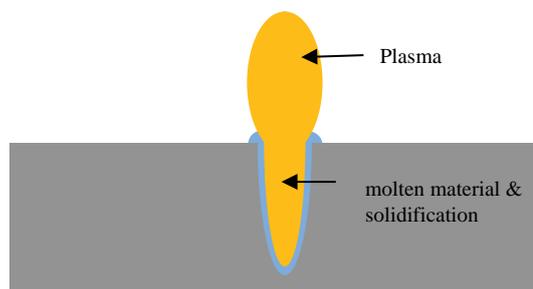


Fig. 1: Schematic view on plasma processes by laser drilling in bulk material [Poprawe 2005]

Additionally, the ablated material re-condensates by cooling down beside the plasma torch. This condensed cellular material shows a different material – laser interaction than the bulk material. Especially in brittle materials like glass or sapphire this might cause cracks in multiple pulse treatment.

3. State of the art processes for laser micromachining

There are several solutions in the market to solve the challenges in brittle and transparent materials.

ISLE (in- volume Selective Laser Etching)

The strategy was developed at Fraunhofer ILT, the glass bulk material is scanned with fs laser and completely etched by HF or KOH. Free defined tapers are possible and the surface roughness fulfill customer's request. But ablation and etching rates are low and furthermore, this process is hardly to integrate into complex production processes e.g. for mounted parts.

Backwards Treatment

First presented by Dr. K. Du in 2003 by Edgewave by focusing the laser on the backside or inside the material gives the possibility to micro-machine any kind of taper. All transparent materials can be processed. But surface roughness is described to be in the area of 10 μm . In the practice of 3D-Micromac's application lab this process was observed to caused cracks with structure sizes <1 mm and could not be implemented using ultra-short pulsed laser sources. After treatment with ultra short pulses sublimation of

the ablated material on the sidewalls was observed, on additional pulses the interaction of the laser with the bulk material and the condensate caused instable behavior.

Trepanning optics / spiral drilling

A common technique to influence the taper is the usage of angled focused laser beam. Therefore various scanning-, trepanning- and helical drilling solutions are available. The laser beam, which is inclined to the optical axis (angle of incidence > 0), is moved on a circular path during the ablation process. The typical results are drilled holes with minimum diameter $< 50 \mu\text{m}$ and a well controllable taper angle. In combination with an X-Y-movement of the sample more complex structure dimensions are generable, but always with a correlation between minimum structure size and minimum diameter of the drilled hole. Such tools are mainly used for drilling injection nozzles and spinnerets based on non-transparent materials.

4. Problem solution (patent pending)

3D-Micromac AG was facing this problem by using their Know-How on their product MicroPrep. With an angled sample and a strong laminar flow zero taper applications are possible. These are used for transmission electron microscopy (TEM) sample preparation and support the focused ion beam (FIB) preparation tools with high ablation rates. In transparent materials the combination of "backwards treatment strategy" and the usage of a strong laminar flow the limitations of the common process can be overcome. An angling of the sample is not necessary anymore. The sample has to be fixed face down and the ablation area needs a strong laminar flow. An ultra short pulsed laser source (6-12 ps) was used at a frequency of 1 MHz at a wavelength of 1030 - 1064 nm. A galvanometer scanner equipped with a focal lens ($f = 45 \text{ mm}$) provided an optimal tradeoff in process speed and accuracy.

With this optical setup ablation rates up to $10 \text{ mm}^3/\text{min}$ and a surface roughness lower than $1 \mu\text{m}$ can be achieved, although it has to be noted that there is a tradeoff between roughness and process speed. Materials with a thickness from 0.05 mm to more than 50 mm can be processed. The process was developed on sapphire, soda lime glass and other transparent materials. The aspect ratio of 1:5 was successfully shown in industrial dimensions. In addition, the surface quality can be improved by post-process removing molten particles such as etching in KOH or HF.

5. Process advantages of 3D-Micromac's solution

- Avoiding a process defined taper is an absolute advantage of the process
- Process speed and ablation rates are overcoming the limits of other techniques like etching
- Using a scanning system without the need of any kind of mask-projection provides higher flexibility
- Surface roughness can be improved by additive post process techniques like etching or plasma polishing
- The intra material stress level is minimized due the usage of an ultra short pulsed laser source; in first tests a depth of $10 \mu\text{m}$ was determined.

In the following pictures some of the achieved results are shown. In Fig. 2 the complete sample structure is presented. The total gear width is $2000 \mu\text{m}$, the web width is $80 \mu\text{m}$. The material was ablated to a depth of $500 \mu\text{m}$ with taper-free walls. In a second test structure through holes were drilled as shown in Fig.5 . The diameters range from $200 \mu\text{m}$ to $2000 \mu\text{m}$ through the complete material ($1000 \mu\text{m}$). In Fig. 6 the entrance region is shown.

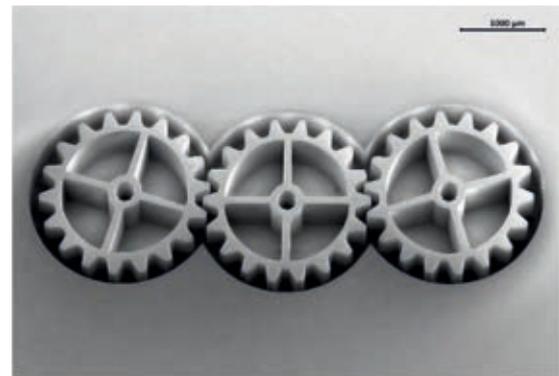


Fig. 2: Overview on micro machined soda lime glass



Fig. 3: Detail intervention point

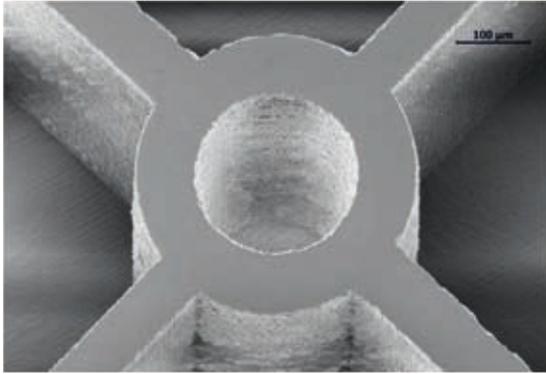


Fig. 4: Detail shaft-to-collar connection

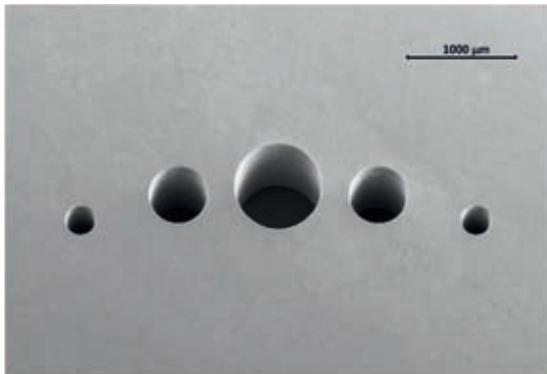


Fig. 5: Overview of drilled structures in 1000 μm thick soda lime glass

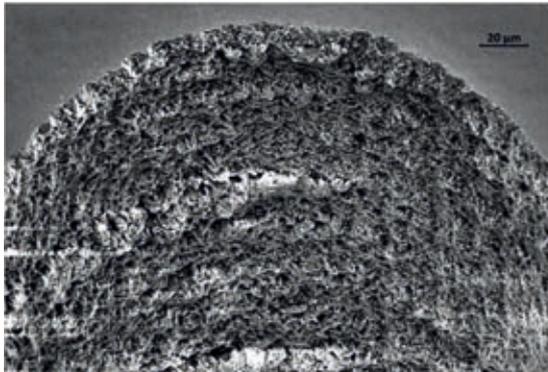


Fig. 6: Detail on entry of a 200 μm drilling trough soda lime glass

6. Summary and Outlook

A new strategy and the first results for laser micromachining of transparent materials were introduced. The approach shows high potential for the generation of microstructures with high aspect ratios. The new approach opens the way to structure properties which were not able to achieve with common laser based. Remarkable ablation rates and very low surface roughness properties are achieved which opens the use of this technique for industrial relevant applications. The process was developed on a industrial tool platform and is proved to be very robust and reliable. In a next step this process will be transferred to additional substrate materials and applications.

References

- [1] Propawe, R.; "Lasertechnik für die Fertigung", Springer, 2005, P. 295
- [2] Du, K., Peng S.; Subsurface precision machining of glass substrates by innovative lasers; 2003, in "Glass Sci Technol. 76 No. 2", p 97
- [3] Fraunhofer Institute for Laser Technology ILT, "In-Volume Micro Structuring with Femtosecond Lasers"
http://www.ilt.fraunhofer.de/en/publication-and-press/brochures/brochure_In-Volume_Micro_Structuring_with_Femtosecond_Lasers.html,

SCHMELZBADINSTABILITÄTEN WÄHREND DES LASERSTRAHL- MIKROSCHWEISSENS VON METALLISCHEN FOLIEN

Andreas Patschger¹, Michael Seiler¹, Jens Bliedtner¹, Jean Pierre Bergmann²

¹Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Carl-Zeiss-Promenade 2, D-07745 Jena

²Technische Universität Ilmenau, Gustav-Kirchhoff-Platz 2, D-98693 Ilmenau

Während des Laserstrahl-Mikroschweißens von metallischen Folien zum Aufbau von Vakuum-Isolations-Paneelen oder Wärmetauscherstrukturen können aufgrund des Einsatzes von hochbrillanten Strahlquellen und schnellen Strahlableitungen große Vorschubgeschwindigkeiten erzielt werden. Dabei begrenzt das Auftreten des Humping-Effekts mit unerwünschten Nebeneffekten wie Randkerbenbildung und Nahtimperfectionen bei einer kritischen Vorschubgeschwindigkeit die Produktivität. Gegenstand dieser Arbeit ist die Charakterisierung der Abhängigkeit der kritischen Geschwindigkeit von Leistung, Materialstärke, Fokussdurchmesser und Werkstoffeigenschaften. Mithilfe der Hochgeschwindigkeitsvideografie und Mikroschliffen können die genannten Abhängigkeiten auf Basis der Rayleigh-Plateau-Instabilität eines zerfallenden Flüssigkeitsstrahls bestimmt und durch das Verhältnis von Schweißbadlänge zum Fokussdurchmesser klassifiziert werden. Dadurch ist es möglich, ein Zerfallskriterium für die Schmelzbadinstabilitäten im Mikroschweißen zu definieren.

1. Einleitung

Innerhalb der Fügeverfahren erfreut sich der Laser als Strahlquelle seit Jahren hoher Beliebtheit. Die Gründe für den Einsatz lasergestützter Verfahren sind vielfältig. Zum einen ermöglicht der gezielte lokale Energieeintrag in das Material einen schädigungsarmen Fügeprozess bei einer gleichzeitig hohen Güte der Schweißnaht und zum anderen tragen die sehr kleinen erreichbaren Fokussdurchmesser (wenige Mikrometer) zum Erreichen einer hohen Energiedichte bei. Diese Eigenschaften werden durch die Flexibilität der zum Einsatz kommenden Materialien und die Vielfalt der erreichbaren Nahtgeometrien ergänzt. Damit und durch einen hohen Grad an Automatisierbarkeit ist der Laser hervorragend innerhalb der Mikromaterialbearbeitung einsetzbar. Hier erschließen sich Anwendungsgebiete beim Fügen des Hüllmaterials von Vakuumisolationspaneeelen (VIP) und in der Fertigung neuer Akkumulatoren auf Aluminiumbasis.

Zur Realisierung einer wirtschaftlichen Produktion wird der Laser durch schnell schaltbare Strahlableitungen erweitert. Diese scannerbasierten Verfahren bieten mittlerweile Bearbeitungsgeschwindigkeiten jenseits von 10 m/s. Dabei treten beim Überschreiten einer spezifischen Grenzgeschwindigkeit Unregelmäßigkeiten der erstarrten Schweißnaht auf. Ein typischer Defekt ist dabei die Tropfenbildung auf der Nahtoberseite. Dieses Phänomen wird seit mehr als 30 Jahren beobachtet und beschrieben [1], [2].

2. Grundlagen und Motivation

2.1 Schmelzbadgeometrie

Während des Laserstrahl-tiefschweißens bestimmt die Dampfkapillare die Geometrie des Schmelzbads und damit die Ausbildung der Schweißnaht [3]. Abbildung 1a) illustriert schematisch das Schmelzbad mit der Kapillare und die charakteristischen Maße. In Abbildung 1b) ist ein Schmelzbad im Mikroschweißen von 2 x 50 µm Stahlfolien im Überlappstoß dargestellt.

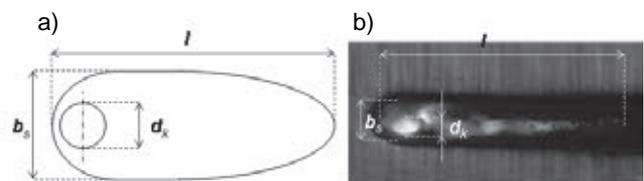


Abbildung 1: Charakteristische Maße des Schmelzbads mit Kapillare a) Schematisch und b) am Mikroschweißprozess mit $d_k = 164 \mu\text{m}$, $v = 325 \text{ mm/s}$, $P = 200 \text{ W}$, $s = 2 \times 50 \mu\text{m}$

Dabei beschreibt d_k den Kapillardurchmesser, b_s repräsentiert die Schmelzbad- bzw. Nahtbreite und l die Länge des Schmelzbads.

Für die Berechnung existieren analytische Näherungen, die aus numerischen Berechnungen abgeleitet wurden [3]. Beck [3] gibt eine Abweichung von max. 5 % zwischen analytischer Näherung und numerischer Berechnung an. Die analytischen Näherungen für die Länge l und die Breite b_s des Schmelzbades lauten

$$l = \frac{d_k}{2} \cdot \left\{ 0,06 \cdot \left(\frac{T_v - T_0}{T_s - T_0} \right)^{2,28} \cdot \left[\left(\frac{v \cdot d_k}{4 \cdot \kappa} \right)^{-\frac{5}{6}} + 5 \cdot \left(\frac{v \cdot d_k}{4 \cdot \kappa} + 3,4 \right) \right] + 1 \right\} \quad (1)$$

und

$$b_s = d_k \cdot \left[8 \cdot \left(\frac{T_v - T_s}{T_v + T_s - 2 \cdot T_0} \right)^2 \cdot \left(\frac{v \cdot d_k}{4 \cdot \kappa} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right] \quad (2)$$

Die Schmelzbadgeometrie im Tiefschweißen (Länge und Breite) wird im Wesentlichen durch Kapillardurchmesser d_k , Verhältnis von Verdampfungstemperatur T_v zu Schmelztemperatur T_s und Verhältnis von Vorschubgeschwindigkeit v zu Temperaturleitfähigkeit κ bestimmt [3]. Die Länge und Breite skaliert linear mit dem Kapillardurchmesser. Mit steigendem Temperaturquotient vergrößern sich Breite und Länge des Schmelzbads exponentiell. Mit wachsender Vorschubgeschwindigkeit v wird das Schmelzbad dagegen länger und schmaler.

Zur Vereinfachung kann der Kapillardurchmesser d_k in erster Näherung dem Fokusbereich d_f gleichgesetzt werden [4].

Daraus ist abzuleiten, dass insbesondere für größere Fokusbereiche im Mikroschweißen bei hohen Geschwindigkeiten lange Schmelzbadschleppen bei einer geringen Breite nahe des Fokusbereichs zu erwarten sind.

2.2 Humping-Effekt

Schmelzaufwürfe, die bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten zu beobachten sind, werden als Humping bezeichnet [3], [4]. Humping ist ein qualitätsmindernder Effekt, der in der Fertigung unerwünscht ist [5] und zu einer Limitierung der Produktivität führt, da die Vorschubgeschwindigkeit dadurch begrenzt wird [1].

In der Literatur existieren im Wesentlichen zwei Modellansätze zur Erklärung des Humping-Phänomens, die sich teilweise widersprechen [6]. Keines der darauf aufbauenden Modelle kann umfassend das Humping-Phänomen für alle bisher beobachteten Prozesssituationen mit unterschiedlichsten Prozessgrößen beschreiben [1]. So kann die Grenze der Vorschubgeschwindigkeit beim Eintritt des Humping-Effekts in einem breiten Geschwindigkeitsbereich von ca. 15 mm/s bis ca. 1400 mm/s beobachtet werden [5]. Da der Humping-Effekt sowohl beim Laserstrahl- als auch beim Elektronenstrahl- und Lichtbogenschweißen auftritt, kann zumindest davon ausgegangen werden, dass es sich um einen hydrodynamischen Effekt im Schmelzbad handelt [7].

Der erste Modellansatz beruht auf einem bei hoher Schweißgeschwindigkeit auftretenden Schmelzestrahls, der sich auf der Mittellinie des Schmelzbades ausbildet und auf dessen Ende gerichtet ist. Die Strömungsgeschwindigkeit des Schmelzestrahls übersteigt dabei die Vorschubgeschwindigkeit deutlich und ist eine Folge der Umströmung der Kapillare [3]. Der konvektive Wärmetransport verlängert das Schmelzbad und die kinetische Energie des Schmelzestrahls führt am Schmelzbadende zur Ausbildung eines Staugebiets mit erhöhtem Druck. Der Schmelzestrahls wird durch Erstarrungsvorgänge abgebremst und resultiert in periodischen Schmelzeansammlungen. Beim Einschweißen verstärkt sich dieser Effekt gegenüber dem Durchschweißen, da aufgrund der Wärmeleitung ohne Wärmestau an der Unterseite des Bauteils das Schmelzbad am Nahtgrund schneller erstarrt als an der Werkstückoberseite und so eine Rampe bildet, an der die Schmelze in Richtung Werkstückoberfläche umgeleitet wird. Nach Berger [1] resultieren Erstarrungsvorgänge insbesondere am Nahtgrund und an der seitlichen Schmelzbadbegrenzung in einer Verringerung des freien Strömungsquerschnitts. Abbildung 2 verdeutlicht den Einfluss der unteren und seitlichen Schmelzbadstarrung durch Wärmeableitung in das Bauteil auf die Verringerung des Strömungsquerschnitts.

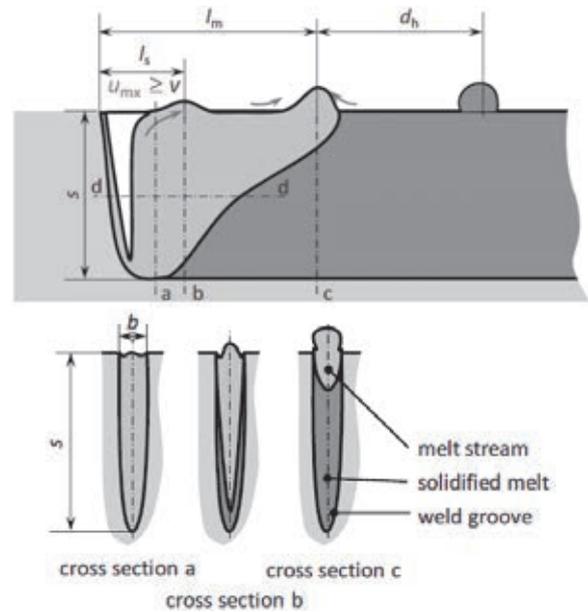


Abbildung 2: Ausbildung des Humping-Effekts beim Einschweißen [1]

Dieser Ansatz beschreibt rein geometrische Aspekte und vernachlässigt weitere Einflussgrößen wie die Oberflächenspannung [1], [6]. Gerade im Mikroschweißen ist mit verstärkten thermokapillaren Effekten zu rechnen, da der Druck durch die Oberflächenspannung p_σ mit abnehmendem Querschnitt der Schweißnaht steigt. Wird das Schmelzbad als Flüssigkeitszylinder betrachtet, ergibt sich der Druck durch die Oberflächenspannung p_σ mit der Oberflächenspannung σ und dem Querschnittsradius des Schmelzbades r_s wie folgt:

$$p_\sigma = \frac{\sigma}{r_s} \quad (3)$$

Daher bezieht sich ein zweiter Modellansatz auf die sogenannte Plateau-Rayleigh-Instabilität [21], wobei das Schmelzbad einem freien Flüssigkeitsstrahl gleichgesetzt wird. Getrieben durch die Oberflächenspannung zerfällt der freie Flüssigkeitsstrahl im Verlauf seiner Ausbildung und Ausbreitung in eine Tropfenkette. Bedingt durch Anfangsstörungen bilden sich rotationssymmetrische Schwingungen aus, die schließlich zur Abschnürung der Tropfen führt (s. Abbildung 3). Als Instabilitätskriterium ergibt sich eine Zerfallslänge L_S eines Flüssigkeitsstrahls nach [4]

$$L_S = 3 \cdot u \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot D_s^3}{\sigma}} \quad (4)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit des Fluids u , der Dichte des Mediums ρ , dem Durchmesser des Flüssigkeitsstrahls D_s und der Oberflächenspannung des Fluids σ . Das bedeutet, dass bei Anwendung der Theorie auf Schmelzbäder abhängig von den Werkstoffeigenschaften besonders schlanke und lange Schmelzbäder vom Zerfall in Humping-Tropfen betroffen sind [4]. Insbesondere beim Mikroschweißen mit kleinen Fokusbereichen und hohen Vor-

schubgeschwindigkeiten sind diese Bedingungen erfüllt.



Abbildung 3: Bildmontage der zeitlichen Abfolge einer Monte-Carlo-Simulation der Plateau-Rayleigh-Instabilität eines Flüssigkeitsstrahls nach [8]

Gratzke [9] und Thomy [10] erweitern das Freistrahlmmodell um eine Grenzflächenbetrachtung der freien und der durch angrenzendes Material eingeschlossenen Schmelzbadoberfläche und beziehen den Benetzungswinkel der Schmelze am Werkstück mit ein. Daraus leitet Gratzke [9] ein kritisches Verhältnis von Schmelzbadlänge zu Schmelzbad Durchmesser von $l/d_s = 2\pi$ für das Laserstrahlschweißen ab. Diese Modelle können mit hinreichender Genauigkeit den Abstand der Schmelzeansammlungen (Humping-Tropfen) prognostizieren, aber nicht die kritische Zeitkonstante, die den Zerfall bestimmt [6].

Neumann [6] definiert einen kritischen Benetzungswinkel der Schmelze mit der Oberfläche des Werkstücks von ca. 90° , der nicht überschritten werden darf. Eine Verringerung der Kapillarumströmung, welche den Schmelzestrahls beeinflusst und am Ende des Schmelzbades für eine Aufstauung und Bildung der Humping-Tropfen verantwortlich ist, führt ebenfalls zu einer Verschiebung der Grenzgeschwindigkeit zu höheren Werten. Katayama [11] zeigt beim Einschweißen in nichtrostenden Stahl, dass durch die Erhöhung der Schmelzbadbreite b_s mit Einsatz von größeren Fokaldurchmessern (von $d_f = 130 \mu\text{m}$ auf $360 \mu\text{m}$) die Geschwindigkeit der Kapillarumströmung verringert und das Humping unterdrückt werden kann. Im Gegensatz dazu postuliert Miyamoto [12], dass das Temperaturfeld nicht von der Wärmequelle abhängig ist und daher die Schmelzbadbreite auch bei variierendem Fokaldurchmesser konstant bleibt. Dadurch kann mit sinkendem Fokaldurchmesser der freie Strömungsquerschnitt $b_s - d_k$ (s. Abbildung 1) vergrößert und die Umströmungsgeschwindigkeit minimiert werden. Miyamoto beobachtete während des Mikroschweißens von rostfreiem Stahl (1.4301) mit einer Stärke von $40 \mu\text{m}$ und konstanter Leistung von 40 W bei einer Reduktion des Fokaldurchmessers von $10 \mu\text{m}$ auf $8 \mu\text{m}$ eine Verschiebung der Grenzgeschwindigkeit von 1600 mm/s auf 2200 mm/s . Damit wird einer Vergrößerung des Fokaldurchmessers eine Verschiebung der Grenzgeschwindigkeit sowohl zu größeren als auch zu kleineren Werten zugewiesen und kann an dieser Stelle nicht abschließend beantwortet werden.

Eine weitere Einflussgröße stellen die Schweißnahttiefe t_s bzw. die Laserleistung P dar. Sinkt die Schweißnahttiefe, verschiebt sich die Grenzgeschwindigkeit ebenfalls zu höheren Vorschubgeschwindigkeiten [13], [3]. Thomy [10] berichtet für Einschweißungen in nichtrostenden Stahl (1.4301) mit einem Fokaldurchmesser von $20 \mu\text{m}$, dass mit steigender Leistung (Ursache für eine steigende

Schweißnahttiefe t_s) von 100 W ($t_s \approx 0,1 \text{ mm}$) auf 1000 W ($t_s \approx 2,5 \text{ mm}$) die kritische Grenzgeschwindigkeit von 1500 mm/s auf 170 mm/s sinkt.

Außerdem zeigt Neumann [6], dass die kritische Geschwindigkeit zum Humping beim Durchschweißen generell größer ist als beim Einschweißen. Die Ursache hierfür ist die von Berger [1] beschriebene Rampe aufgrund der Schmelzeerstarrung am Nahtgrund, die die Schmelze in Richtung Werkstückoberfläche umlenkt (s. Abbildung 2). Infolge des sich unterschiedlich ausbildenden Temperaturfeldes bei Durchschweißungen im Vergleich zu Einschweißungen ergibt sich anstatt einer Umlenkzone eine nahezu vertikale Begrenzung am Schmelzbadende. Daher sind Erkenntnisse für das Humping beim Einschweißen nicht auf das Durchschweißen zu übertragen.

Da die Strömungsgeschwindigkeit des Schmelzestrahls eine Folge der Kapillarumströmung ist, wird auch die Grenzgeschwindigkeit durch diese bestimmt. Die Strömungsgeschwindigkeit der Kapillarumströmung hingegen resultiert aus der Schmelzbadbreite neben der Kapillare. So sind für Werkstoffe mit einer großen Differenz aus Schmelz- und Verdampfungstemperatur eine große Schmelzbadbreite und damit eine niedrigere Umströmungsgeschwindigkeit der Kapillare zu erwarten. Dadurch verschiebt sich auch die Grenzgeschwindigkeit zum Humping zu höheren Werten.

Zur Entstehung des Humping-Effekts existieren im Wesentlichen zwei unterschiedliche Theorien, die sich teilweise widersprechen. Zahlreiche Erkenntnisse zur Entstehung des Humping-Effekts als auch dessen Auswirkung sind vielfach für das Einschweißen gewonnen worden und lassen sich nicht auf Durchschweißungen, wie sie im Mikroschweißen gefordert sind, übertragen. Unklarheit herrscht auch in Bezug auf die Wirkung der identifizierten Einflussfaktoren. So wird z. B. der Vergrößerung des Fokaldurchmessers ein sowohl positiver als auch negativer Einfluss auf den Humping-Effekt zugewiesen und kann damit nicht eindeutig zugeordnet werden. Die Schweißnahttiefe zeigt einen Einfluss auf den Humping-Effekt, welcher aber bisher nur für Einschweißungen nachgewiesen werden konnte. Ebenso ist die Leistung immer mit der Schweißnahttiefe verknüpft und wurde in der Vergangenheit nur im Zusammenhang mit dieser diskutiert. Daher ist der Einfluss der Leistung auf den Humping-Effekt bei konstanter Durchschweißtiefe nicht hinreichend diskutiert. Desgleichen gilt für den Einfluss der Werkstoffwahl. Durch unterschiedliche geometrische Effekte während der Erstarrung lassen sich die Ergebnisse der Einschweißungen nicht auf Durchschweißungen übertragen.

Daraus lässt sich ableiten, dass der Humping-Effekt und seine Einflussfaktoren für Durchschweißungen ausführlicher untersucht werden muss. Insbesondere gilt dies für das Mikroschweißen, da hier kleine Fokaldurchmesser und hohe Prozessgeschwindigkeiten angewendet werden und damit die Gefahr für das Humping gegeben ist.

2.3 Spritzer

Als Spritzer werden Auswürfe aus dem Schmelzbad bezeichnet. Experimentell wurde nachgewiesen, dass Spritzer vor allem am Rand der Kapillare auftreten [14]. Ab einer Vorschubgeschwindigkeit von ca. 80 mm/s findet eine Spritzerablösung bei der Bearbeitung von Stahl ausschließlich an der Kapillarrückwand statt [15]. Der sich ablösende Spritzer erhält während seines Entstehens einen vektoriellen Impuls von der Dampfströmung und der Schmelzströmung, der vorzugsweise entgegen der Vorschubgeschwindigkeit gerichtet ist [5].

Bei steigender Vorschubgeschwindigkeit wird die Kapillare auseinandergezogen, die Kapillarfront neigt sich und die Energieeinkopplung erfolgt nahezu ausschließlich an der Kapillarfront [16]. Die von dort ausgehenden Dampfströmungen treffen auf die Kapillarrückwand und übertragen dort einen Teil ihres Impulses. Die Schmelze an der Kapillarrückwand strömt aufgrund der induzierten Schubspannung in Richtung Werkstückoberfläche und besitzt eine vertikal nach oben gerichtete Impulskomponente. Übersteigt die Summe der daraus resultierenden Energie die kinetische Energie der horizontalen Schmelzbadströmung und die Energie zur Überwindung der Oberflächenspannung, lösen sich Spritzer von der Kapillarrückwand und treten aus dem Schmelzbad aus [5].

Der Effekt der Spritzerbildung intensiviert sich bei hohen Intensitäten und hohen Vorschubgeschwindigkeiten, da die überhitzte Schmelze an der geneigten Kapillarfront verstärkt verdampft wird [17]. Dabei sinkt die Kapillarneigung nach einer monotonen Funktion des Verhältnisses aus Vorschubgeschwindigkeit v und der eingestrahelten Intensität I [18]:

$$\beta \propto \frac{v}{I} \quad (5)$$

Abbildung 4 zeigt schematisch die Entstehung von Spritzern.

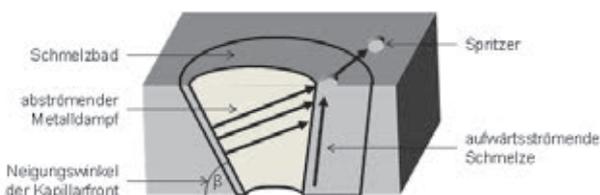


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Spritzerbildung bei erhöhter Vorschubgeschwindigkeit

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass trotz mancher als gegeben anzusehender Zusammenhänge noch viele Details zur Spritzerentstehung unverstanden sind [5]. Zusammenfassend jedoch kann festgehalten werden, dass die Neigung der Kapillarfront und der daraus resultierende Druck des abströmenden Metaldampfes auf die Kapillarrückwand im Zusammenspiel mit der aufwärtsströmenden Schmelze für die Spritzerbildung ursächlich ist. Dabei wird die Neigung der Kapillarfront durch die

Wellenlänge der Laserstrahlung beeinflusst [19]. Die Neigung nimmt linear mit der Vorschubgeschwindigkeit zu, während bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit eine Vergrößerung des Fokusedurchmessers zu einer stärker geneigten Kapillarfront führt [15]. Bleiben hingegen Vorschubgeschwindigkeit und Fokusedurchmesser konstant, bewirkt eine Leistungserhöhung eine Abnahme der Kapillarneigung [15]. Eine erhöhte Leistung führt wiederum zu einer erhöhten Abdampfrate und zu einem steigenden Dampfdruck.

Die Komplexität der Zusammenhänge erschweren die Vorhersagbarkeit des Auftretens der Spritzerbildung. Dennoch ist für das Mikroschweißen bei Einsatz von Laserstrahlquellen mit hoher Brillanz und großer eingestrahelter Intensität bei hohen Vorschubgeschwindigkeiten Spritzerbildung zu erwarten.

3. Versuchsaufbau, Durchführung und Auswertemethoden

Für die Untersuchungen wird ein Single-Mode-Faserlasersystem in Kombination mit verschiedenen optischen Abbildungsverhältnissen verwendet. Die Spezifikationen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Bezeichnung des Lasers	CW-M R4 „RS“
Hersteller	SPI Lasers Ltd.
Wellenlänge [nm]	1070 ± 10
Max. Ausgangsleistung [W]	500
Bezeichnung der Strahl- ablenkeinheit	IntelliScan 20
Hersteller	Scanlab AG
Brennweite Kollimator [mm]	100 / 130
Brennweite F-Theta-Objektiv [mm]	163 / 420
Fokusedurchmesser [µm]	25 / 31 / 65 / 78
M ²	1,1

Tabelle 1: Spezifikationen des verwendeten Faserlasersystems

Die Fokusedurchmesser und Strahlqualitäten werden bei 10 % der max. Laserleistung gemessen. Mithilfe einer Spannvorrichtung erfolgt die Positionierung der Proben aus nichtrostendem Stahl (1.4301) in einer Größe von ca. 25 mm x 50 mm in der Bearbeitungsebene des Faserlasersystems. Die untersuchten Materialstärken betragen 50 µm und 100 µm. Um den Einfluss des Fügespaltes auszuschließen, erfolgen die Untersuchungen mittels einer Blindschweißnaht mit einer Nahtlänge von 30 mm. Die Prozessgrößen Vorschubgeschwindigkeiten und Laserleistung werden entsprechend der Vergleichbarkeit der Proben untereinander gewählt. Die Auswertung der Schweißuntersuchung wird mittels Hochgeschwindigkeitsvideografie (Photron Fastcam SA5), 3D-Digitalmikroskopie (Keyence VHX-2000) und Mikroschliffen durchgeführt.

4. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Die beobachteten Schmelzbadströmungen, insbesondere die Umströmung der Kapillare, führen bei steigender Vorschubgeschwindigkeit zu Schmelzbad- und Kapillarinstabilitäten. Daraus resultieren Nahtunregelmäßigkeiten oder der Abbruch des Prozesses und sind daher zu vermeiden.

Im Folgenden ist eine Einteilung der Schweißuntersuchungen auf Grundlage der Auswertung der Hochgeschwindigkeitsvideografie nach kapillarbestimmtem und fluiddynamisch charakterisiertem Einfluss gekennzeichnet. Bei Letzterem wird zusätzlich in Pre-Humping und Humping-Regime unterschieden. Die Einteilung erfolgt in Abhängigkeit von Fokusdurchmesser und Materialstärke bei konstanter Leistung und mit steigender Schweißgeschwindigkeit.

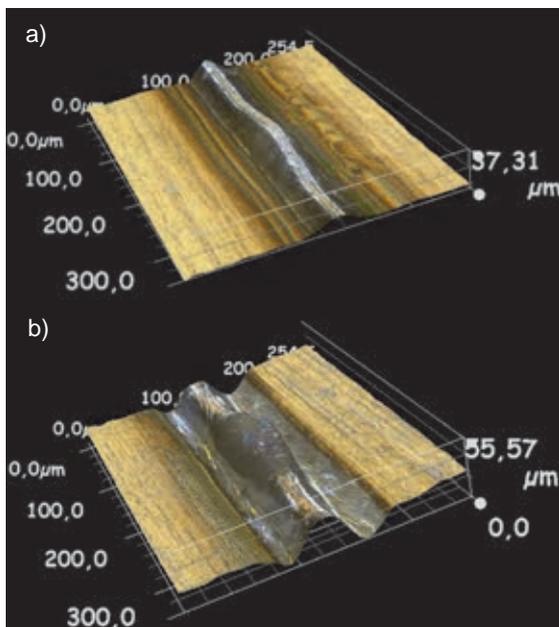


Abbildung 5: 3D-Aufnahmen der Schweißnähte a) Wellenstruktur im Pre-Humping und b) einzelner Humping-Tropfen mit seitlichen Randkerben

Abbildung 5 illustriert die Ausbildung von wellenförmigen Strukturen im Pre-Humping ohne eine Nahtverbreiterung (Abbildung 5 a) und tropfenförmige Schmelzeansammlungen (Humping-Regime), die zumeist aperiodisch am Ende des Schmelzbades auftreten. Zusätzlich kann die Entstehung von Randkerben im Humping-Regime beobachtet werden (Abbildung 5 b).

Abbildung 6 zeigt den Einfluss der Materialstärke und Leistung auf die Grenzgeschwindigkeit beim Auftreten des Humping-Effekts für die Bearbeitung mit einem Fokusdurchmesser von 25 µm.

Aus den in Abbildung 6 dargestellten Daten lassen sich folgende Erkenntnisse gewinnen: im Vergleich verschiedener Materialstärken wird deutlich, dass mit wachsender Materialstärke die Grenzgeschwindigkeit zum Eintritt des Humping-Effekts sinkt. Damit verschiebt eine wachsende Durchschweißtiefe den Eintritt des Humping-Effekts zu niedrigeren Vor-

schubgeschwindigkeiten. Zusätzlich verbreitert sich der Bereich des Pre-Humpings.

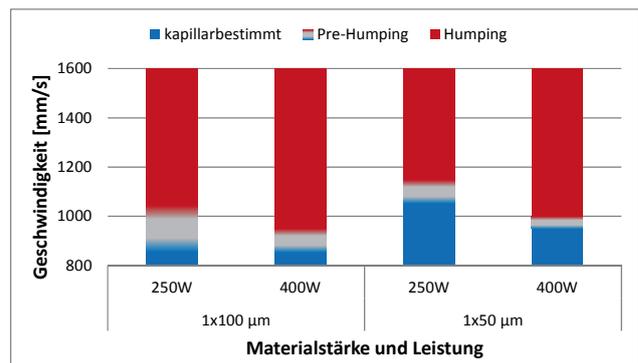


Abbildung 6: Klassifizierung des Schmelzregimes nach kapillarbestimmten und fluiddynamischen Einflüssen in Abhängigkeit von Leistung und Materialstärke am Beispiel eines Fokusdurchmessers von 25 µm

Weiterhin bewirkt eine steigende Leistung eine sinkende Grenzgeschwindigkeit zum Eintritt des Humping-Effekts (Abbildung 7). Für die Bearbeitung mit Leistungsstufen von 250 W in Kombination mit Fokusdurchmessern von 65 µm und 78 µm können im dargestellten Geschwindigkeitsbereich keine Durchschweißungen erzielt werden. Daher sind die Ergebnisse zum Eintritt des Humping-Effekts dieser Kombinationen nicht direkt mit den Durchschweißungen vergleichbar [6]. Dennoch kann aus den Ergebnissen abgeleitet werden, dass der Eintritt des Humping-Effekts bei Einschweißungen zu höheren Geschwindigkeiten verschoben wird.

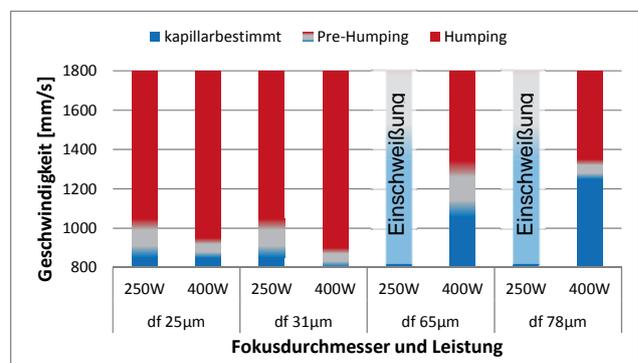


Abbildung 7: Klassifizierung des Schmelzregimes nach kapillarbestimmten und fluiddynamischen Einflüssen in Abhängigkeit von Leistung und Fokusdurchmesser am Beispiel einer Materialstärke von 100 µm

Außerdem wird deutlich, dass für größere Fokusdurchmesser die Grenzgeschwindigkeit zum Eintritt des Humping-Effekts erhöht wird. Abbildung 8 illustriert die Schmelzbadausbildung bei konstanter Leistung, Geschwindigkeit und Materialstärke mit wachsendem Fokusdurchmesser anhand von Einzelrahmen aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und den dazugehörigen Mikroschliffen.

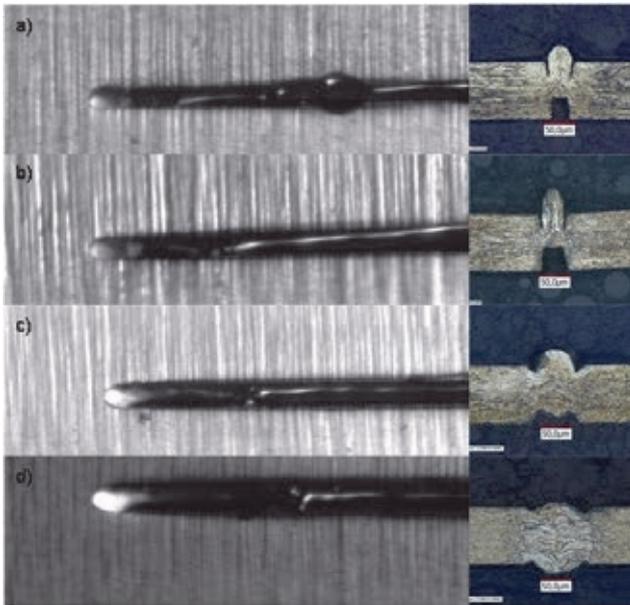


Abbildung 8: Darstellung der Schmelzbäder als Einzelframes aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und dazugehörigen Mikroschliffen mit $s = 100 \mu\text{m}$, $P = 400 \text{ W}$, $v = 1200 \text{ mm/s}$ für Fokusbereiche a) $25 \mu\text{m}$, b) $31 \mu\text{m}$ c) $65 \mu\text{m}$ und d) $78 \mu\text{m}$

Im Folgenden sollen die Ursachen zur Entstehung des Humping-Effekts für den untersuchten Bereich diskutiert werden. Geometrische Einflüsse wie eine Rampe bzw. Umlenkzone durch Erstarrung am Nahtgrund (vgl. Abbildung 2), die als Bereich der Entstehung des Humping-Effekts identifiziert ist, können für die hier untersuchten Durchschweißungen ausgeschlossen werden. Die Abkühlung und Erstarrung der Schmelze erfolgt im Wesentlichen durch Wärmeleitung über die seitliche Nahtbegrenzung. Zusätzlich entstehen die beobachteten Humping-Tropfen immer am Ende des Schmelzbads, was ebenfalls die Anwesenheit einer Rampe bzw. Umlenkzone negiert. Durch die Reflexion des Schmelzstroms am erstarrenden Nahtgrund entstehen die Humping-Tropfen hauptsächlich am Anfang des Schmelzbades hinter der Kapillare.

Einen Erklärungsansatz für die Abhängigkeit der Grenzgeschwindigkeit zum Eintritt des Humping-Effekts von Materialstärke, Leistung und Fokusbereich ermöglicht die Betrachtung der Schmelzbadlänge. Abbildung 9 zeigt hierfür die Boxplots von Erstarrungszeiten über einen Geschwindigkeitsbereich von 800 mm/s bis 1800 mm/s für verschiedene Materialstärken, Fokusbereiche und Leistungsstufen. Die Ermittlung der Erstarrungszeiten erfolgt über Hochgeschwindigkeitsaufnahmen.

Über das Weg-Zeit-Gesetz bestimmen Vorschubgeschwindigkeit v und Erstarrungszeit t_e die Schmelzbadlänge l . Dabei vergrößert sowohl eine steigende Erstarrungszeit als auch Vorschubgeschwindigkeit die Schmelzbadlänge:

$$l = t_e \cdot v .$$

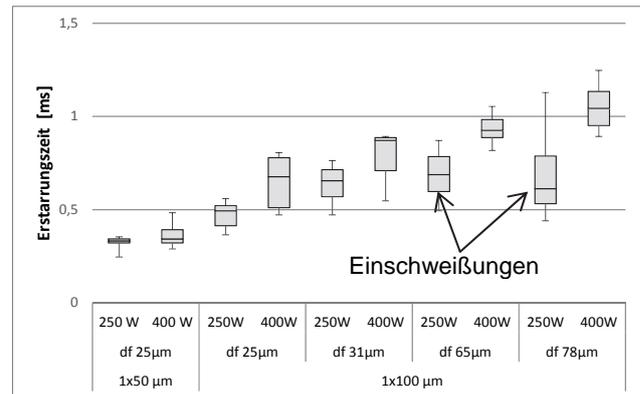


Abbildung 9: Boxplots von gemessenen Erstarrungszeiten über Geschwindigkeitsbereiche von 800 mm/s bis 1800 mm/s für eine unterschiedliche Leistungsstufen, Fokusbereiche und Materialstärken

Aus Abbildung 9 geht hervor, dass bei konstanter Vorschubgeschwindigkeit mit wachsendem Fokusbereich bzw. Nahtbreite die Erstarrungszeit wächst und damit auch die Schmelzbadlänge größer wird. Denselben Effekt bewirkt eine Steigerung der Leistung oder der Materialstärke. Zusätzlich wird deutlich, dass die Erstarrungszeiten und damit die Schmelzbadlängen der Einschweißungen tendenziell geringer ausfallen als die der Durchschweißungen. Die Ursache hierfür ist die zusätzliche Wärmeableitung über den Nahtgrund, die für Durchschweißungen entfällt (s. Abbildung 10).

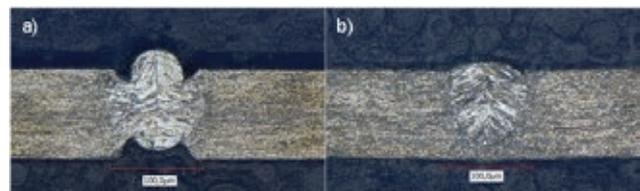


Abbildung 10: Nahtausbildung mit $d_f = 65 \mu\text{m}$, $s = 100 \mu\text{m}$, $v = 1300 \text{ mm/s}$ a) Durchschweißung mit $P = 400 \text{ W}$ und b) Einschweißung mit $P = 250 \text{ W}$

Für derart schmale und lange Schmelzbäder, wie sie für vorliegende Ergebnisse zu beobachten sind, ist der Druck durch die Oberflächenspannung nicht zu vernachlässigen. Mit sinkendem Schmelzbadradius steigt der Druck hyperbolisch an und gewinnt an wachsendem Einfluss auf das Schmelzbad. Daher ist insbesondere die Plateau-Rayleigh-Theorie des zerfallenden Flüssigkeitsstrahls für kleine Fokusbereiche und Materialstärken relevant. Aufgrund der geringen Materialstärke besitzen die Schmelzbäder im Mikroschweißen eine große freie Schmelzbadoberfläche und benetzen bei Durchschweißungen nur die seitliche Nahtbegrenzung. Durch die Randkerbenbildung verringert sich die benetzte Fläche zusätzlich und das Schmelzbad nähert sich weiter einem freien Flüssigkeitsstrahl.

Der Querschnitt entlang des Schmelzbades verändert sich geringfügig durch stochastische Einflüsse auf den Prozess. Abweichende Schmelzbadquerschnitte kleiner als der Mittelwert führen zu Einschnürungen, da hier der Druck durch die Oberflächenspannung

steigt. Diese Feststellung wird insofern bestätigt, da sich keine strenge Periodizität im Tropfenabstand beobachten lässt, sondern die Tropfenbildung überwiegend zufällig lokalisiert ist. Die Beobachtung der vornehmlich aperiodischen Bildung von Humping-Tropfen stützt damit das Zerfallsmodell eines Flüssigkeitsstrahls (vgl. Abbildung 3).

Die kritische Schmelzbadlänge des Zerfalls kann mit Gleichung 4 [4] berechnet werden. Die für die Berechnung notwendige Strömungsgeschwindigkeit des Schmelze u ergibt sich aus [3]. Für den untersuchten Bereich zeigt sich keine Korrelation mit den experimentellen Ergebnissen und daher ist ein anderer Ansatz notwendig.

Stattdessen dient für den untersuchten Bereich ein Modell aus Verhältnis von Schmelzbadlänge zu Schmelzbadradius zur Beschreibung des Zerfalls des Schmelzbad. Zur Vereinfachung wird anstelle des Schmelzbadradius der Fokushdurchmesser verwendet (s. Abbildung 11).

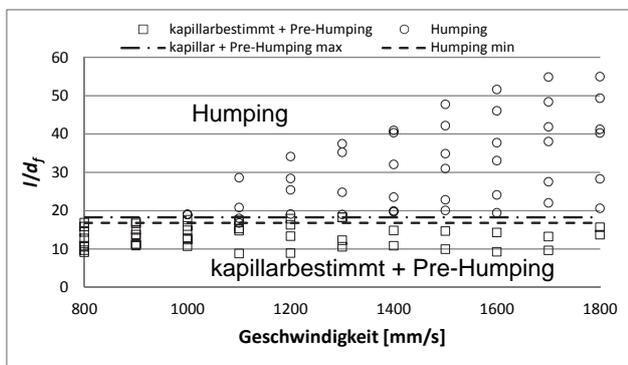


Abbildung 11: Verhältnis von Schmelzbadlänge zu Fokushdurchmesser in Abhängigkeit der Geschwindigkeit für die Ergebnisse aus Abbildungen 6 und 7

Abbildung 11 stellt die Ergebnisse für das Verhältnis von Schmelzbadlänge zu Fokushdurchmesser in Abhängigkeit von der Vorschubgeschwindigkeit für den untersuchten Bereich dar. Dabei sind die Ergebnisse unterteilt in kapillarbestimmte und fluiddynamisch charakterisierte Schmelzbäder, bei denen der Humping-Effekt auftritt. Dabei erfolgt kein direkter Übergang, sondern innerhalb eines Bereiches von l/d_f zwischen 16,8 und 18,3 (gestrichelte Linien) sind sowohl kapillarbestimmte als auch fluiddynamisch charakterisierte Schmelzbäder zu beobachten. Über einem Wert l/d_f von 18,3 sind die Schmelzbäder ausschließlich vom Humping-Effekt geprägt. Damit ist auch das von Gratzke [9] ermittelte kritische Verhältnis von Schmelzbadlänge zu Schmelzbadradius $l/d_s = 2\pi$ für den untersuchten Bereich deutlich zu klein und nicht auf das Mikroschweißen übertragbar.

Da die Schmelzbadlänge mit Anwachsen der Leistung und Materialstärke steigt, verschiebt sich die Grenzgeschwindigkeit zum Eintritt des Humping-Effekts bei konstantem Fokushdurchmesser zu niedrigeren Werten. Ein größerer Fokushdurchmesser bewirkt ebenfalls eine Verlängerung des Schmelzbad, aber steigert die Grenzgeschwindigkeit durch

die Verbreiterung des Schmelzbad. Für das Einschweißen bedeutet die kürzere Schmelzbadlänge aufgrund der zusätzlichen Wärmeableitung über den Nahtgrund ebenfalls eine Anhebung der Grenzgeschwindigkeit im Vergleich zu Durchschweißungen bei unverändertem Fokushdurchmesser (s. Abbildung 10). Im Gegensatz dazu beobachtet Neumann [6] eine Absenkung der Grenzgeschwindigkeit beim Übergang von Durchschweißungen zu Einschweißungen. Neumann schweißt mit einem Fokushdurchmesser von 23 μm in Blech mit einer Materialstärke von 2,5 mm. Dadurch ergibt sich ein hohes Aspektverhältnis s/d_f und es bildet sich eine Rampe durch Erstarrungsvorgänge am Nahtgrund, die den Schmelzbadstrom nach oben umlenken (vgl. Abbildung 2). Dagegen wird die Bildung einer solchen Umlenkzone für vorliegende Einschweißungen ausgeschlossen. Daher führt die Einschweißung im untersuchten Bereich nicht zu einer Grenzgeschwindigkeitsverringerung durch Rampenbildung sondern zu einer Grenzgeschwindigkeitssteigerung durch ein kürzeres Schmelzbad.

Wird die Vorschubgeschwindigkeit und die Intensität im Humping-Regime weiter erhöht, erfolgt ein Austrieb der Schmelze aus dem Schmelzbad und damit einhergehend eine erhöhte Spritzerbildung. Dabei lagert sich die Schmelze am Rand der Schweißnaht ab und es entsteht ein Schnitt im Material. Für den untersuchten Bereich wurde eine Schwelle in Form der bezogenen Leistung von 160 $\text{W}/\mu\text{m}\cdot\text{mm}$ definiert, über der der Austrieb der Schmelze zu beobachten ist [20]. Für die Spritzerentstehung ist die Neigung der Kapillarfront ausschlaggebend, die durch absorbierte Leistung, Wellenlänge, Fokushdurchmesser, Materialstärke und Vorschubgeschwindigkeit beeinflusst wird. Durch Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kann sowohl der Neigungswinkel als auch der Ort der Spritzerentstehung bestimmt werden. Abbildung 12 zeigt die Messergebnisse des Neigungswinkels der Kapillarfront in Abhängigkeit der bezogenen Leistung $P/d_f \cdot s$ für Tiefschweißungen ohne Schmelzaustrieb. Dabei sind Ergebnisse mit beiden Materialstärken und allen Fokushdurchmessern berücksichtigt.

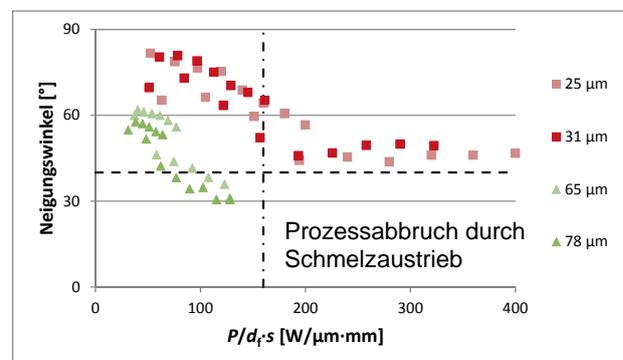


Abbildung 12: Neigungswinkel der Kapillarfront in Abhängigkeit der bezogenen Leistung für Tiefschweißungen ohne Schmelzaustrieb

Hieraus geht hervor, dass ein Bereich existiert, in dem eine Bearbeitung ohne Schmelzaustrieb nicht

möglich ist. Dieser ist einerseits durch den Wert der bezogenen Leistung von $160 \text{ W}/\mu\text{m}\cdot\text{mm}$ (vertikale Linie) und andererseits durch einen Neigungswinkel von ca. 40° (horizontale Linie) gekennzeichnet. Insbesondere während der Bearbeitung mit den Fokussdurchmessern von $25 \mu\text{m}$ und $31 \mu\text{m}$ kann dieser Bereich erreicht werden, da durch den Einsatz kleiner Fokussdurchmesser hohe Werte für die bezogene Leistung möglich sind. Zur Vermeidung des Prozessabbruchs muss daher für bezogene Leistungen größer $160 \text{ W}/\mu\text{m}\cdot\text{mm}$ die Vorschubgeschwindigkeit verringert werden, um den Neigungswinkel von ca. 40° nicht zu unterschreiten. Dagegen ist die Bearbeitung mit größeren Fokussdurchmessern und einem Neigungswinkel unter 40° unkritisch, da die bezogene Leistung unterhalb des Schwellwertes von $160 \text{ W}/\mu\text{m}\cdot\text{mm}$ bleibt.

Abbildung 13 illustriert anhand von Schliffbildern den Übergang vom Humping-Effekt zum Schmelzaustrieb mit wachsender Vorschubgeschwindigkeit. Neben den Querschliffen sind die Aufnahmen von Ober- und Unterseite der Schweißprobe dargestellt.

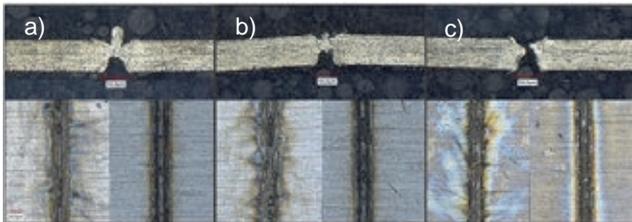


Abbildung 13: Übergang vom Humping-Effekt zum Schmelzaustrieb mit $d_f = 25 \mu\text{m}$, $s = 50 \mu\text{m}$, $P = 500 \text{ W}$ a) $v = 5000 \text{ mm/s}$, b) 5500 mm/s und c) 6000 mm/s

Die Schliffbilder zeigen mit wachsender Vorschubgeschwindigkeit eine vermehrte Schmelzeablagerung seitlich der Naht an Ober- und Unterseite. Dadurch sinkt das Schmelzvolumen in der eigentlichen Naht immer mehr ab, bis die Schmelze vollkommen ausgetrieben ist. Zusätzlich steigt die Spritzerablagerung an der Oberseite der Schweißprobe.

Aus der Hochgeschwindigkeitsvideografie und Schliffbildern der Schweißungen mit Prozessabbrüchen durch Schmelzaustrieb kann das in Abbildung 14 dargestellte Modell abgeleitet werden.

Unterschreitet der Neigungswinkel bei entsprechend hoher bezogener Leistung einen Wert von ca. 40° , tritt die beschleunigte, von der Kapillarfront abströmende Schmelze aus dem Schmelzbad aus und lagert sich größtenteils neben der Naht ab. Dabei lösen sich einzelne Bestandteile und entfernen sich als Spritzer entgegen der Vorschubrichtung. Damit die Schmelze das Schmelzbad verlassen kann, muss der vektorielle Impuls groß genug sein, um die Oberflächenspannung und die kinetische Energie der horizontalen Schmelzbadströmung zu überwinden. Dabei bestimmt der Neigungswinkel die vektorielle Richtung und die Vorschubgeschwindigkeit als Funktion der bezogenen Leistung die Strömungsgeschwindigkeit der Schmelze und damit die Größe des Impulses.

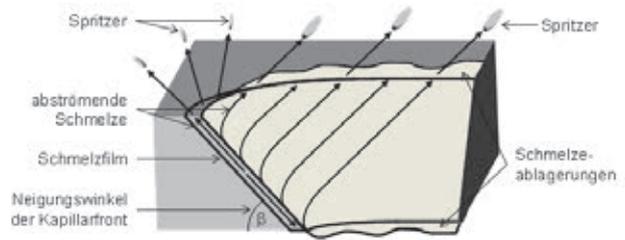


Abbildung 14: Schematische Darstellung des Prozessabbruchs durch Schmelzaustrieb und Spritzerbildung

Eine wesentlich größere Anzahl an Spritzern, die aber deutlich kleiner sind, wird sternförmig in alle Richtungen von der Kapillarfront emittiert. Diese werden durch den hohen Dampfdruck, der auf die Kapillarfront wirkt, induziert. Der abströmende Metalldampf übt auf den Schmelzfilm an der Kapillarfront einen hohen Druck aus und treibt die Schmelze teilweise in Form von Spritzern nach oben aus. Gleichzeitig wird durch die Kapillarneigung im Zusammenwirken mit dem Dampfdruck an der Schmelzfront eine nach unten gerichtete Strömung induziert, die die Schmelzeablagerungen an der Unterseite der Schweißprobe bedingt.

Entgegen des Modells zur Spritzerbildung aus dem Makroschweißen treten im untersuchten Bereich die Spritzer nicht an der Kapillarrückwand auf. Durch die auseinandergezogene Kapillare bei höheren Vorschubgeschwindigkeiten kann der abströmende Metalldampf nicht mehr mit der Kapillarrückwand interagieren. Dadurch ist auch die durch die Schubspannung des Metallampfes an der Kapillarrückwand induzierte vertikale Strömung der Schmelze zu vernachlässigen. Daher treten Spritzer im Wesentlichen durch den vektoriellen Impuls, dessen Richtung der Neigungswinkel der Kapillarfront bestimmt, entlang der verlängerten Kapillare auf. Zusätzlich bilden sich aufgrund des Dampfdrucks kleinere aber zahlreichere Spritzer mit stochastischer Streuung an der Kapillarfront aus.

5. Zusammenfassung

Bereits vor dem Prozessabbruch durch Schmelzaustrieb und Spritzer kennzeichnen Humping-Effekt und Randkerbenbildung im Pre-Humping-Regime eine Prozessausbildung, die vermieden werden sollte. Beides führt neben einer Einbuße der Nahtqualität zu einem verringerten vertikalen Anbindungsquerschnitt und damit zu einer herabgesetzten mechanischen Festigkeit der Schweißnaht. Während der Prozessentwicklung im Mikroschweißen muss daher darauf geachtet werden, dass die gewählten Prozessgrößen diese Grenzen nicht verletzen. Die Komplexität dieser Anforderung liegt in der Wechselwirkung der Prozessgrößen Fokussdurchmesser, Vorschubgeschwindigkeit, Materialstärke und Leistung. Mithilfe des Ansatzes über die Plateau-Rayleigh-Instabilität kann ein Grenzwert zwischen $16,8$ und $18,3$ des geometrischen Verhältnisses aus Schmelzbadlänge zu Fokussdurchmesser definiert werden, ab dem der Zerfall des als Flüssigkeitsstrahl idealisierten Schmelzbad auftritt. Prinzipiell müssen bei gegebener Materialstärke die Leistung möglichst

klein und der Fokusdurchmesser möglichst groß sein, um ein günstiges Verhältnis l/d_f zu bewirken und die kritische Geschwindigkeit zu höheren Werten zu verschieben. Zusätzlich kann bei weiterer Erhöhung der Intensität und Vorschubgeschwindigkeit ein Bereich für die Spritzerentstehung definiert werden. Dieser wird durch Werte der bezogenen Leistung größer als $160 \text{ W}/\mu\text{m}\cdot\text{mm}$ und einem Neigungswinkel der Kapillarfront kleiner ca. 40° gekennzeichnet.

Danksagung

Die Autoren möchten dem BMWi und der AiF Projekt GmbH für die Förderung der ZIM-Projekte DüFoS (FKZ: KF2156307SU1) und CroNiVIP (FKZ: VP2156309AG2) danken, innerhalb derer Teile der Untersuchungen entstanden sind.

Literaturangaben

- [1] Berger, P.; Hügel, H.; Hess, A.; Weber, R.; Graf, T.: Understanding of Humping Based on Conservation of Volume Flow. In: *Physics Procedia* 12 (2011) S. 232–240
- [2] Arata, Y., Nabegatov, E.: Tandem electron beam welding. In: *Transactions of JWRI* 7 (1978) Nr. 1, S. 101–109
- [3] Beck, M.: Modellierung des Lasertiefschweißens. Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss., Stuttgart: Teubner, 1996 (Laser in der Materialbearbeitung)
- [4] Beyer, E.: Schweißen mit Laser: Grundlagen. Berlin: Springer, 1995 (Laser in Technik und Forschung)
- [5] Hügel, H.; Graf, T.: Laser in der Fertigung – Grundlagen der Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren. 3., überarb. und erw. Aufl., Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014
- [6] Neumann, S.: Einflussanalyse beim single mode Faserlaserschweißen zur Vermeidung des Humping-Phänomens. Zugl.: Bremen, Univ., Diss., Bremen: BIAS, 2011 (Strahltechnik Bd. 48)
- [7] Ruß, A.: Schweißen mit dem Scheibenlaser: Potentiale der guten Fokussierbarkeit. Zugl. Stuttgart, Univ., Diss., München: Utz, Wiss., 2006 (Laser in der Materialbearbeitung)
- [8] Roentzsch, L.: Plateau-Rayleigh Instability. <http://www.roentzsch.org/Rayleigh/index.html>, Zugriff am 21.04.2015
- [9] Gratzke, U., Kapadia, P.D., Dowden, J., Kroos, J., Simon, G.: Theoretical approach to the humping phenomenon in welding processes. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 25 (1992) S. 1640–1647
- [10] Thomy, C.; Seefeld, T.; Vollertsen, F.: The Occurrence of Humping in Welding with Highest Beam Qualities. In: *Key Engineering Materials*. 344 (2007) S. 731–743
- [11] Katayama, S., Kawahito, Y., Mizutani, M.: Elucidation of high-power fibre laser welding phenomena of stainless steel and effect of factors on weld geometry. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40 (2007) S. 5854–5859
- [12] Miyamoto, I.; Park, S.; Ooie, T.: High-Speed Microwelding by Single-Mode Fiber Laser. In: *Proc. of Laser Assisted Net Shape Engineering 4*, Erlangen 2004, Bamberg: Meisenbach, 2004, S. 55–66
- [13] Klages, K. K. H.: Laserstrahl-Mikroschweißen ungleicher Metalle durch Nahtschweißen mit gepulsten Nd:YAG-Lasern. Zugl.: Aachen, Techn. Hochsch., Diss., Aachen: Shaker, 2006 (Berichte aus der Lasertechnik)
- [14] Kaplan, A. F. H., Powell, J.: Spatter in Laser Welding. In: *Journal of Laser Application* 23 (2011) Nr. 3, S. 032005
- [15] Weberpals, J.: Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laser-schweißen. Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss., München: Utz, 2010 (Laser in der Materialbearbeitung)
- [16] Fabbro, R.: Melt Pool and Keyhole Behavior Analysis for Deep Penetration Laser Welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43, 445501 (2010) Nr. 44
- [17] Rominger, V., Harrer, T., Keßler, S., Braun, H., Dorsch, F., Abt, F., Jarwitz, M., Heider, A., Weber, R., Graf, T.: Formation Mechanism of Process Instabilities and Strategies to Improve Welding Quality. In: *Proc. of 31st International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Anaheim, Calif. 2012, Orlando, Fla.: Laser Institute of America, 2012 (LIA Publication 615) S. 565–573
- [18] Fabbro, R., Slimani, S., Coste, F., Briand, F.: Study of keyhole behavior for full penetration Nd-YAG CW laser welding. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* (2005) Nr. 38, S. 1881–1887
- [19] Rominger, V., Schäfer, P., Weber, R., Graf, T.: Prozessuntersuchung beim Laserstrahlschweißen – Festkörperlaser hoher Brillanz im Vergleich zu CO₂-Lasern. In: *Große Schweißtechnische Tagung, Nürnberg 2010*, Düsseldorf: DVS Media, 2010 (DVS-Berichte Bd. 267) S. 188–193
- [20] Patschger, A.; Bliedtner, J.; Bergmann, J. P.: Process-limiting Factors and Characteristics of Laser-based Micro Welding. In: *Physics Procedia* 56 (2014) S. 740–749
- [21] Rayleigh, J. W. Strutt, Baron: *The Theory of Sound*. Bd. 2, 2., überarb. Aufl., London: Macmillan, (1896) S. 343–375

LASER MICRO-WELDING OF OPTICAL MATERIALS

Richard M. Carter, Jianyong Chen, Robert Thomson, Duncan Hand
Applied Optics and Photonics Group, Heriot-Watt University, Edinburgh EH14 4AS, UK

Micro manufacturing is often limited by the capacity to effectively join components together in a reliable fashion. Conventional methods based on interlayers (glue, solder, frit etc.) typically involve uncertainty in the final joined position or strength, or age badly due to creep and/or out-gassing. There is therefore a clear requirement for a joining technique without the need for interlayers. One advantage of using an ultrafast laser pulse lies in the ability to precisely control the location of the absorption region within transparent materials. When such a pulse is focused inside a transparent material non-linear absorption will occur at the focus. This creates a small heat affected zone (typically on the order of 10-100 μm) which can be highly localized to the material join. By melting, or micro plasma generation, the material can be joined together and any gaps filled. When welding an opaque material to a transparent material the absorption is instead linear, and occurs at the material interface. While this increases the heat affected zone slightly it also reduces the required precision in placing the interface at the focal plane. In this paper we present recent results on welding of glass to glass, and also glass to metals, including an investigation of the fit-up requirements that must be satisfied.

1. Introduction

Microjoining of components forms an important step in a number of industrial processes [1,2]. To date a number of approaches have been attempted including: adhesive bonding, fusion bonding, arc welding, anodic bonding, soldering, frit and micro-welding for a range of MEMS, micro-optic, micro-fluidic, silicon chip and sensor devices. Microwelding using ultrafast laser pulses has been the subject of particular study over the last few years, in part due to the advantages of a small heat affected zone (HAZ), high (or potentially high) speed, high precision and control while simultaneously eliminating the need for an interlayer or glue layer, with their associated issues. Of greatest interest is that microwelding through a laser based process allows for essentially cold processing, insofar as the thermal effected layer is limited to the area directly surrounding that irradiated [3,4].

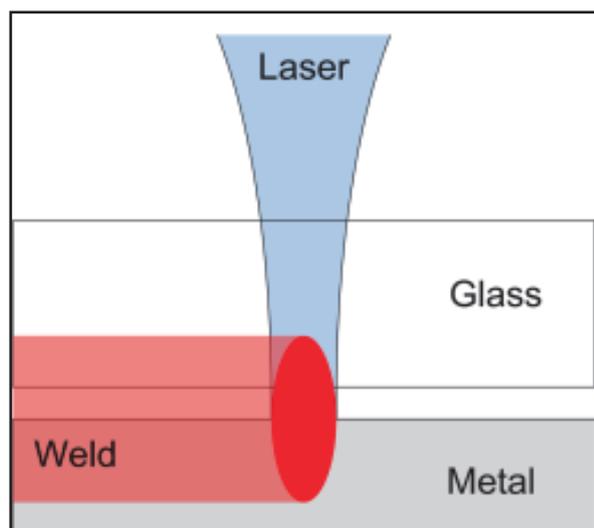


Fig. 1: Illustration of laser microwelding principle

In principle laser microwelding is simple. Two materials are brought into close contact and an ultrafast laser is focussed onto the gap between the two. Incident radiation is absorbed through a

combination of linear and non-linear processes which forms a melt and microplasma which, once cooled, forms a solid weld. If translated across the interface between the materials this then forms a weld seam. (Fig. 1).

Laser micro-welding is therefore highly dependent on the properties of ultra-short pulsed lasers. Ultra-short pulses allow for highly localized absorption, particularly in transparent – transparent material welding, where multiphoton processes dominate. This allows a weld seam to be accurately positioned on the join of two materials without damaging or heating the surrounding bulk material. With careful positioning the heated zone will form a microplasma surrounded by a melt which can expand to fill any gap before solidifying into a join. [3-6].

In addition very short pulses, and thus very short interaction times, allows for the direct bonding of thermally extremely dissimilar material, e.g. glass and metal, as the interactions occur on a significantly shorter timescale than thermal expansion or conduction.

To weld the materials together, however, it is necessary to successfully confine the plasma within the weld region. Traditionally this requires extremely close contact between the two surfaces. In general optical contact ($< 1 \mu\text{m}$) has been required to achieve a successful weld [7]. Many materials, e.g. optical glasses, crystals etc. are commercially available with suitable $\lambda/4$ flatness as standard other materials, particularly metals, require significant, careful processing to achieve this surface finish. Care must also be taken to ensure that the materials remain sufficiently clean, a process which is non-trivial outside a cleanroom environment.

To date, the majority of work has concentrated on the use of femtosecond laser systems [3,7]. While these ultra-short pulsed systems allow for extremely high precision it has been recently shown that similar results are achievable using less expensive picosecond systems [8].

While it is possible to obtain highly localised welds with a single shot system is [4] in general it is nec-

essary to use thermal accumulation for fast and efficient generation of micro-welds. This requires that individual pulses arrive before the energy of the last pulse can dissipate. For most materials this is on the order of a few microseconds and as a result laser repetition rates of a few hundred kilohertz or higher are required [5].

2. Welding Setup

The laser used for our experiments is a Trumpf Tru Micro 5X50. This laser provides 5.9 ps pulses centered at 1060 nm at a rate of up to 400 kHz. While the laser is capable of providing average powers of up to 50 W the welding process requires significantly less power (<10 W) and as such a half wave plate and polarizing beam splitter have been employed as an external variable attenuator, Fig. 3. In an ideal setup a weld geometry would be drawn with a scan head, however sufficiently short focal length scan optics are not generally available and as such a fixed lens has been used with translation provided by Aerotech screw stages. Thus the \varnothing 12 mm beam has been focussed through a plano-convex achromatic lens with a short focal length, typically a numerical aperture of 0.5, giving a small focal spot of the order of 1.2 μ m.

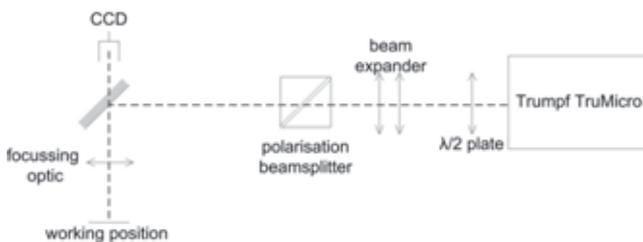


Fig. 2: Schematic of laser train used for microwelding experiments.

Experience with microwelding, particularly with dissimilar materials, demonstrates the necessity of using force to push the materials into contact. Typically a pressure of 100-150 kPa has been employed. This pressure is applied with a pneumatically actuated piston (Fig 3); similar approaches have been widely reported [3,4]. This piston presses the samples into three equilaterally spaced bearings which forms a four point loading system. The piston is aligned such that an area of optical contact is formed aligned with the incident laser beam.

While optical quality glasses may be used with no further processing, metal surfaces must be either ground to a sub micron roughness (R_a) or polished to a mirror finish. In the case of polishing no special care needs to be taken for the weld process. For a ground surface special precautions are required to ensure that the resulting gap (or roughness) is filled with molten material before a plasma is formed. In general this is achieved through careful positioning of the focal plane and adjustment of the incident pulse energy.

The clamp setup is mounted on a set of Aerotech screw stages which provide three axis translation with an accuracy of approximately 6 μ m. The choice of weld geometry is an important consideration. In general an Archimedean spiral with a pitch of 0.1 mm beginning at 25π (radius of 2.5 mm) and winding inward to a final position of 2π (0.1 mm radius) at a constant velocity of 1 mm s⁻¹ is used. This spiral pattern was chosen to ensure that the weld seam begins at the position of closest contact and expands without corners, which generate additional stress. This arrangement effectively creates a 2.5 mm diameter spot weld.

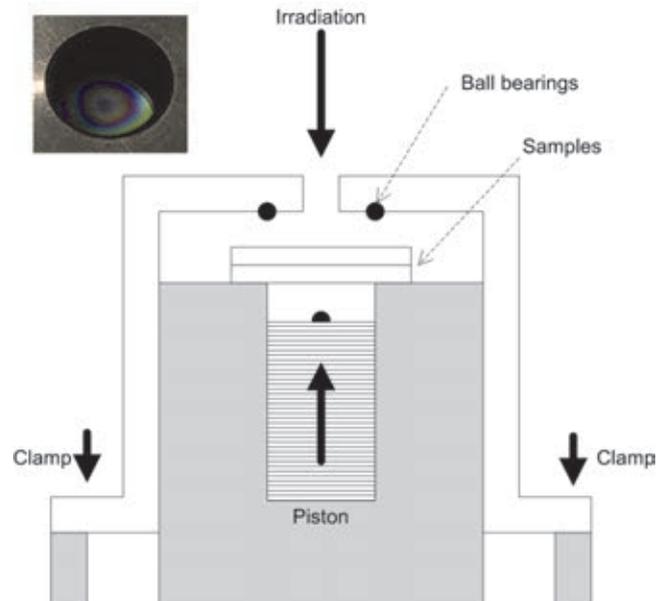


Fig. 3: Schematic of pneumatic piston used to force samples into optical contact. Inset - example photograph of optical contact [8].

3. Results Glass-Glass

Fig. 4 shows an example weld of SiO₂ - SiO₂. The weld exhibits a characteristic “pulsed” formation modified glass with an inner, highly scattering, plasma zone and an outer HAZ. This formation is characteristic of ultrafast laser, thermal accumulation driven, glass modification [9].

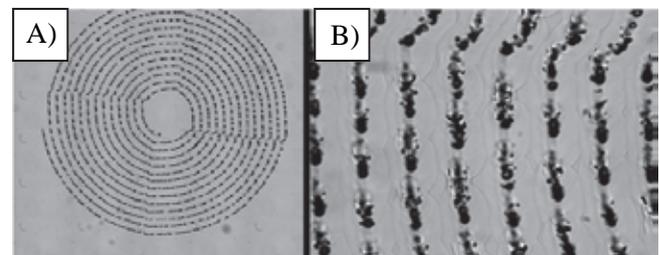


Fig.4: Example microscope images of SiO₂ - SiO₂ weld, a) overview, b) detail [8].

Shear fracture tests on these welds indicate that the plasma area is truly welded, with a mix of material, however the break forms around the HAZ region in one of the two materials in a region of reduced density and increased strain. This forms a strong bond of the order of ~ 600 N mm⁻² [8] but the inner

plasma region of the weld is optically scattering and as a result not appropriate for optical aperture welding. This can be simply overcome by welding the perimeter of an aperture, allowing Van Der Waals to hold the unwelded central region in optical contact, effectively eliminating the interface [11]. Fig 5 shows an example of this type of weld.

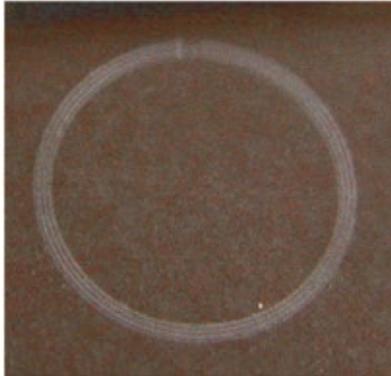


Fig.5: Example of aperture weld in SiO² - SiO². Inner diameter is 5 mm.

More recently we have investigated the capability of glass-glass welding to successfully bridge relatively large gaps (<5 microns) based on the evolution of the weld structure and particularly of the heat affected zone [6]:

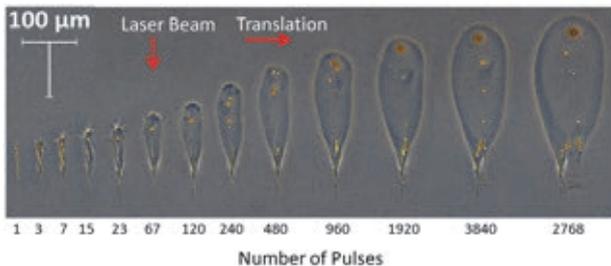


Fig.6: Evolution of the weld structure in fused silica. Welds are drawn from left to right with the laser incident from the top of the image. Each structure has been generated with a discrete number of pulses at 400 kHz [6].

Fig 6 shows the evolution of a typical weld structure in fused silica. Ps pulses are initially absorbed in a filament around the focal position. As more pulses arrive a small HAZ begins to develop and expands upward, toward the incident laser. Each pulse is then absorbed incrementally closer to the laser until the plane of absorption is so far out of focus that the energy density is insufficient to support phonon assisted absorption. At this point (~ 1000 pulses) the weld plane jumps back to the focal plane and the process repeats.

As the weld structure forms it therefore pushes a wave of molten HAZ in front of it. This HAZ can then fill a small gap between the two glass materials before the plasma zone reaches it. This has been demonstrated [6] through the use of reactive ion etched grooves in fused silica. These grooves allow for systematic testing of available welding parameters for a specific, known gap between the

two materials.

Fig 7 illustrates this, indicating that the focal plane is absolutely critical for successful welding. Focussing too close to the interface between the two materials does not allow the HAZ to fully form before the weld structure reaches the interface and the result is a failed weld. Alternatively if the focal plane is too far from the weld interface the weld structure will be entirely contained in one of the materials and hence no weld will be formed.

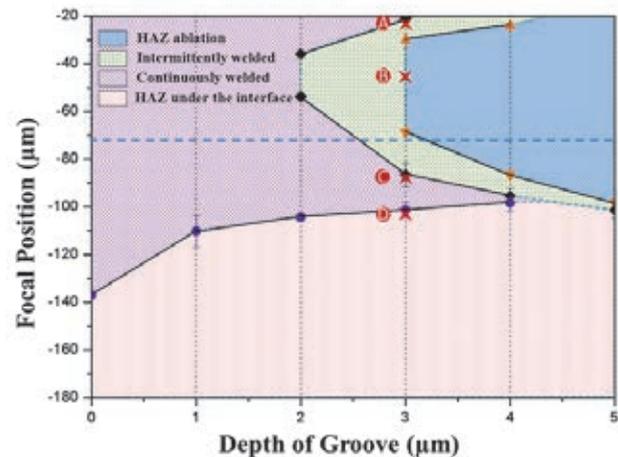


Fig.7: Plot of the results of welding gaps (grooves) of specific depth created by reactive ion etching in fused silica. The results here indicate that a narrow range of focal planes are required for successful welding. [6]

4. Results Glass-Metal

For glass-metal welding there is a combination of linear (on the metal surface) and non-linear (within the glass) absorption processes. The combination of these two processes requires careful balancing of the incident pulse energy and the focal plane (which controls the energy density at the interface). This varies depending on the materials welded. Fig. 8 illustrates examples of successful welding of a range of dissimilar materials. To date aluminium, copper, stainless steel, silicon and silicon carbide have been demonstrated to weld to SiO₂, borosilicate and sapphire with average powers between 1.15 and 2.35 W [8]. In the case of metal welds a continuous seam is formed without the thermal pulsing visible in the SiO₂ - SiO₂ examples. The weld itself is scattering, and therefore appear dark in bright field microscopy.

It is interesting to note that the stainless steel example exhibits a crack around the weld perimeter. This is consistently seen when welding to stainless steel with SiO₂, borosilicate and sapphire; but not seen when welding to copper, silicon or aluminium. While the thermal expansion coefficient of stainless steel is low (for a metal) it also has a very low thermal conductivity (for a metal).

It is this low thermal conductivity which gives rise to the cracking. During the weld process (a few minutes) a thermal gradient is established around the weld perimeter. In stainless steel this thermal

gradient is very steep due to the low conductivity. Once the weld cools this thermal gradient translates to a stress gradient through thermal expansion and the perimeter cracks. It is worth noting that the cracks here propagate only 200 μm into the glass before self termination. The crack therefore does not prevent the welding of the two materials but likely effects the weld strength. More recent results suggest that crack free welding in these materials is possible with careful control of the incident power, however shear tests to demonstrate the weld strength have not yet been published.

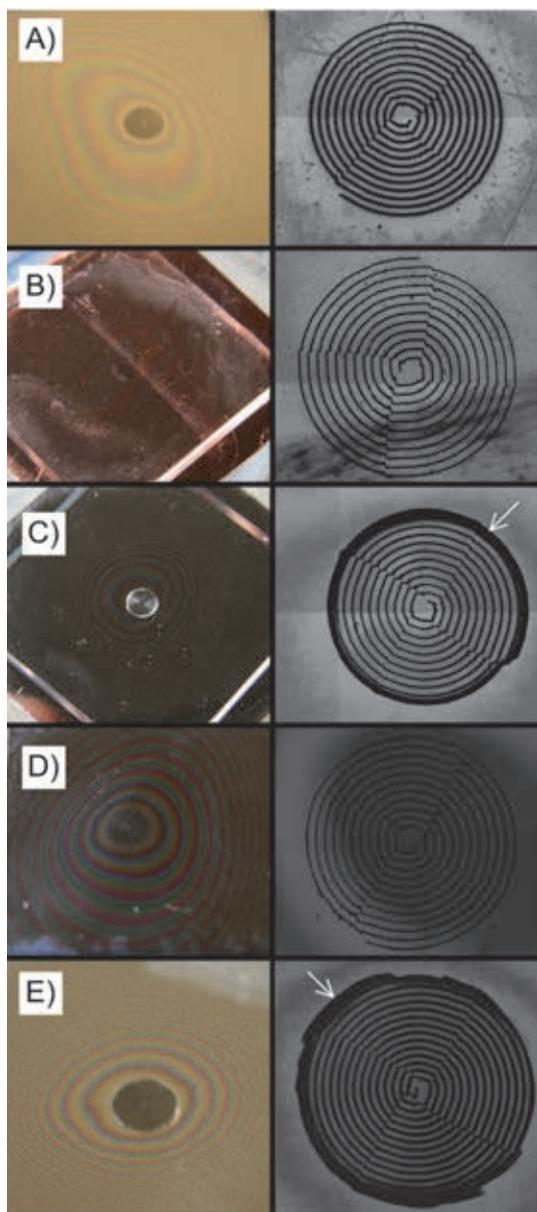


Fig.8: Examples of a) aluminum to SiO_2 , b) copper to SiO_2 , c) stainless steel (303) to SiO_2 , d) silicon to borosilicate and e) sapphire to stainless steel (303). The stainless steel examples exhibit a crack around the weld perimeter (indicated by arrows) which propagates $\sim 200 \mu\text{m}$ into the glass/sapphire [20]

4. Conclusions

Laser micro-welding with ps pulses has been demonstrated to be capable of welding a wide range

of both similar and dissimilar materials. While careful surface preparation is important to obtain a successful weld we have demonstrated that correct positioning of the focal plane can overcome significant surface roughness, particularly in glass-glass welding. Of particular importance to industry is the range of materials which can be directly bonded with essentially the same laser parameters shows significant versatility. Future work will concentrate on developing a robust, reliable process for joining metal – glass.

Acknowledgements

This work was supported by Renishaw plc and the UK Engineering and Physical Sciences Research Council through the EPSRC Centre for Innovative Manufacturing in Laser-based Production Processes (EP/K030884/1). RRT thanks the UK Science and Technology Facilities Council (STFC) for support in the form of an STFC Advanced Fellowship (ST/H005595/1).

References

- [1] F. Niklaus, G. Stemme, J.-Q. Lu, and R. J. Gutmann, "Adhesive wafer bonding," *J. Appl. Phys.* 99(3), 031101 (2006).
- [2] J. Oberhammer, F. Niklaus, and G. Stemme, "Sealing of adhesive bonded devices on wafer level," *Sens. Actuators A* 110(1), 407-412 (2004)
- [3] H. Huang, L.-M. Yang, and J. Liu, "Ultrashort pulsed fiber laser welding and sealing of transparent materials," *Appl. Opt.* 51(15), 2979-2986 (2012).
- [4] W. Watanabe, T. Tamaki, and K. Itoh, "Ultra-short Laser Welding and Joining," in *Femtosecond Laser Micromachining*, O. Roberto, C. Giulio and R. Roberta eds. (Springer-Verlag, 2012) pp 467-477.
- [5] S. Richter, S. Döring, F. Zimmermann, L. Lesclieux, R. Eberhardt, S. Nolte, and A. Tünnermann, "Welding of transparent materials with ultrashort laser pulses." *Proc. SPIE* 8244, 824402.
- [6] J. Chen, R. M. Carter, R.R. Thomson, D. P. Hand, "Avoiding the requirement for pre-existing optical contact during picosecond laser glass-to-glass welding," *Opt. Expr* 23(14), 18645 (2015)
- [7] D. Hélie, M. Bégin, F. Lacroix, and R. Vallée "Reinforced direct bonding of optical materials by femtosecond laser welding," *Appl. Opt.* 51(12), 2098-2106 (2012).
- [8] R.M. Carter, J. Chen, J.D. Shephard, R.R. Thomson, and D.P. Hand, "Picosecond Laser Welding of Similar and Dissimilar Materials," *App. Opt.* in press (2014)
- [9] I. Miyamoto, K. Cvecek, and M. Schmidt, "Evaluation of nonlinear absorptivity in internal modification of bulk glass by ultrashort laser pulses," *Opt. Express* 19(11), 10714-10727 (2011).

DEKORATIVE UND FUNKTIONALE MIKROSTRUKTUREN AUF OBERFLÄCHEN MITTELS LASERBEARBEITUNG

Christian Kreisel

ACSYS Lasertechnik GmbH, Leipziger Str. 37, D-09648 Mittweida

Die ACSYS Lasertechnik GmbH bietet neben innovativen Laserbearbeitungsanlagen ein laserbasiertes Verfahren, welches Strukturmerkmale auf Oberflächen zufällig aber reproduzierbar aufbringen kann. Diese Strukturmerkmale, im einfachsten Fall Punkte oder Linien, können sowohl den Nutzen der reinen Dekoration sowie die Verschlüsselung und Einbringung von Informationen auf der Oberfläche haben als auch gezielt die Wechselwerkeigenschaften der Oberfläche mit anderen Materialien und Bauteilen beeinflussen. So ist es beispielsweise möglich bei spanenden Werkzeugen das Abgleiten des Spans auf der Spanfläche zu beeinflussen. In einem Forschungsprojekt mit dem FB Maschinenbau der HSMW konnten bei strukturierten Drehwerkzeugen eine signifikante Reduzierung der am Werkzeug herrschenden Kräfte nachgewiesen werden. Erhöhung der Standzeit, Verringerung des Materialeinsatzes und die daraus resultierende Kosten- und Ressourceneffizienz sowie die Personalisierung der eigenen Produkte sind die Vorteile des Verfahrens.

In addition to its innovative machines for laser material processing ACSYS Lasertechnik GmbH provides a laser based method to apply structural features to surfaces in a completely randomized but reproducible way. These structural features, in simplest case dots or lines, may have the use of decoration or coding of information on the surface. They also can change the interaction properties of the surface to other materials or components. In machining processes for example it is possible to change the glance of metal flakes from the tool surface. A research project in collaboration with the faculty of mechanical engineering at the University of Mittweida proofed a significant reduction of the acting forces at turning tools. Increase of life, decrease of used materials and the resulting efficiency of costs and resources as well as the branding of products are the big advantages of this method.

Die Bearbeitung von Hartmetall, PKD und Werkzeugstählen stellt auf Grund der hohen Härte der Bauteile besondere Anforderungen an das gewählte Werkzeug und den damit verbundenen Herstellungsprozess. Als berührungsloses Verfahren konnte sich die Lasertechnik und im speziellen die Lasergravur trotz langer Prozesszeiten und geringer Volumenabtragsraten im Vergleich zu Fräsverfahren etablieren. Die Palette der Laserapplikationen reicht von der einfachen Kennzeichnung von Werkzeugen über die Herstellung besonderer Spanleitgeometrien auf Schafffräsern und Wendeschneidplatten bis hin zur vollständigen 2,5D und 3D Gravur von Heißprägewerkzeugen sowie Präge- und Punzierungsstempel in der Münzindustrie.

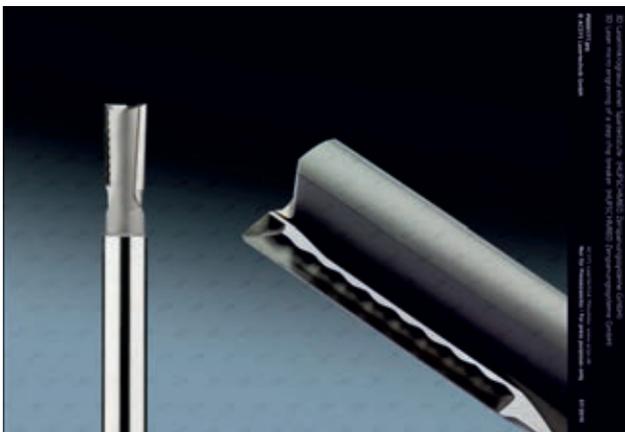


Abbildung 1: 3D Lasermikrogravur einer Spanleitstufe;
Quelle: Hufschmied Zerspanungssysteme GmbH

Aus der Münzindustrie stammt ein Verfahren, welches gemeinhin als „Frosting“ bekannt ist. Unab-

hängig vom Herstellungsverfahren werden nach dem Polieren eines Münzprägestempels Bereiche maskiert und die freiliegenden Flächen mit Glasperlen, Stahlschrot oder Korund gestrahlt. Diese absolut zufällige Mikrostrukturierung lässt sich im Prägeprozess einige Male auf die Münze übertragen bis die Struktur verschliffen ist und erneuert werden muss. Wie die meisten manuellen Prozesse ist auch das Frosting nicht reproduzierbar und hängt stark vom Geschick des Werkers, Maskierung, Körnung und Druck des Strahlgutes und vielen anderen Einflüssen ab.

Die ACSYS Lasertechnik GmbH bietet ein laserbasiertes Frostingverfahren welches gepaart mit einer hochpräzisen Werkzeuganlage, Kamera und automatischer Teileerkennung die Vorteile berührungsloser und kraftfreier Bearbeitung extrem harter Materialien mit der Automatisierung eines bis dato nicht reproduzierbaren Prozesses verbindet. Kern des Verfahrens ist ein Softwaremodul, welches eine geschlossene Kontur zufällig mit Punkten auffüllt. Diese Punkte haben einen variablen Abstand und können gleichermaßen Startpunkt einer Linie mit Länge und Richtung sein. Über die Definition eines Zufallsfaktors werden die Längen, Richtungen und Startposition zufällig um ihren Sollwert variiert wodurch eine Durchmischung erzielt wird. Es besteht die Möglichkeit mehrere Konturen nebeneinander oder überlagert mit unterschiedlichen Frostingwerten und zusätzlich unterschiedlichen Laserparameter innerhalb eines Layouts aufzubringen wodurch eine Variation der Rauigkeiten und resultierend des optischen Erscheinungsbildes erzielt werden kann. Die Strukturauflösung ist hauptsächlich durch die Spurbreite des fokussierten Laserstrahls und damit durch das optische Setup limitiert.

Wirtschaftliche Anwendungen des laserbasierten Frostings sind bisher hauptsächlich in der Schmuck- und Münzindustrie zu finden. Aufgrund des schnellen Verschleiß der Frostingstruktur auf Prägwerkzeugen und die damit notwendige Aufarbeitung wird trotz Automatisierung hauptsächlich bei Sonderprägungen und Sammlermünzen auf eine Strukturierung zurückgegriffen während aus wirtschaftlichen Gründen bis auf wenige Ausnahmen bei Umlaufgeld auf ein Laserfrosting verzichtet wird.



Abbildung 2: Frostingstrukturen als Dekor; Quelle: ACSYS Lasertechnik GmbH

In Zeiten der stetig wachsenden Forderung nach Ressourceneffizienz, Einsparung von Energie, Verringerung von Emissionen und steigendem Bedarf an industriellen Erzeugnissen sowie deren Performance sind auch mikrostrukturierte Oberflächen Hoffnungsträger. Während Lotusoberflächen auf Geschirr die Menge an Spülwasser verringert und eine Haifischhaut auf einem Flugzeugrumpf den Treibstoffverbrauch senkt kann auch eine strukturierte Werkzeugschneide die Lebensdauer eines Bohrers oder Schaffräsers erhöhen oder dessen Produktivität steigern.

In einem gemeinsamen Entwicklungsprojekt wurde in Kooperation mit dem Fachbereich Maschinenbau der Hochschule Mittweida um Prof. Wißuwa, dem Laserinstitut der Hochschule Mittweida, der Firma Chemp GmbH und der Lehmann Präzisionswerkzeuge GmbH an einer Kombination aus Kühlschmierstoff und laserbasierter Mikrostruktur auf Wendeschneidplatten gearbeitet und deren Einfluss auf die am Werkzeug wirkenden Kräfte geprüft. Als Strukturen wurden sowohl fest definierte Linien und Mäanderformen als auch zufällige Frostingstrukturen in unterschiedlichen Orientierungen zur Hauptschneide mittels gepulster Festkörperlaser im fs-, ps- und ns- Bereich aufgebracht. Zudem wurde von der Firma Chemp GmbH ein Kühlschmierstoff (KSS) entwickelt, welcher speziell auf die entstandenen Strukturgrößen und die damit verbundenen Kapillarkräfte angepasst ist damit die Benetzung, Schmierung und Kühlung der Schnittkante sowie das Abgleiten des Spans auf der Werkzeugoberfläche verbessern soll. Die Strukturierung erfolgte sowohl auf glatten Wendeschneidplatten als auch auf Werkzeugen mit Spanleitgeometrie. Zur Referenz des unstrukturierten Drehwerkzeugs konnten bei der Schnittkraft F_c , Vorschubkraft F_f und Zerspankraft F_z Kräfteinsparung von ca. 10% und bei der Passivkraft F_p sogar 25% erzielt werden.

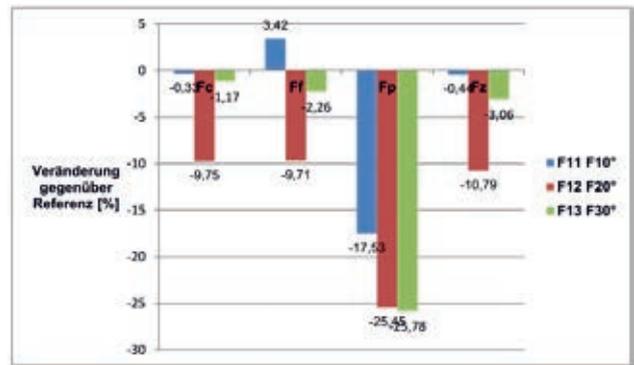


Abbildung 3: Kraftverringering einer μ -strukturierten Spanleitstufe (ohne Spanleitgeometrie) mit Frostingstruktur und unterschiedlichen Winkelerorientierungsstreuungen der Schnittwinkel einzelner Frostinglinien; Quelle: Reinhold, D.; Wißuwa, E.; Hochschule Mittweida; 2014

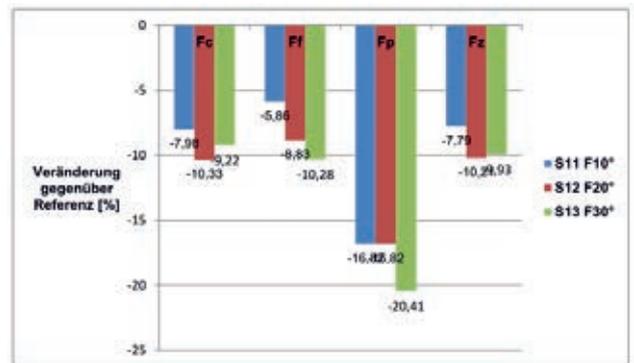


Abbildung 4: Kraftverringering einer μ -strukturierten Spanleitstufe (mit Spanleitgeometrie) mit Frostingstruktur und unterschiedlichen Winkelerorientierungsstreuungen der Schnittwinkel einzelner Frostinglinien; Quelle: Reinhold, D.; Wißuwa, E.; Hochschule Mittweida; 2014

Über das abgeschlossene Projekt hinaus bei dem das Hauptaugenmerk auf der Nassbearbeitung metallischer Werkstoffe lag wurden weitere Strukturierungsversuche auf Fräsplatten für Hölzer und Kunststoffe durchgeführt. Obwohl diese Bearbeitungen in einem deutlich geringeren Kraftregime ablaufen besteht auch hier Handlungsbedarf. Da Glasfaser- und Kohlefaserverstärkte Kunststoffe auf Grund ihrer geringen Masse und im Vergleich zum ungefüllten Rohmaterial deutlich höheren Festigkeit in Alltagsprodukten Einzug halten und nach wie vor in der Luft und Raumfahrttechnik sowie dem Automobilbau Verwendung finden rückt die spanende Bearbeitung und deren Produktivität sowie die dabei entstehenden Abprodukte stärker in den Fokus der verarbeitenden Industrie.

Im Versuch wurden auf flache, unbeschichtete Fräswerkzeuge lineare zusammenhängende und unterbrochene Laserstrukturen aufgebracht. Im nachfolgenden Fräsversuch auf Polyamid hat sich die Länge des Spans um bis zu 60 % zum unstrukturierten Werkzeug verringert und die Morphologie hin zu prozesstechnisch deutlich günstiger handhabbaren Wendelspänen verändert. Das mikroskopische Muster um den Wirkstellenbereich der Zerspaltung konnte zudem verschleißbegünstigende

Effekte wie z.B. Adhäsion signifikant verringern.

Im Rahmen der Versuche hat sich gezeigt, dass die Bearbeitung des einzelnen Werkzeugs innerhalb weniger Sekunden abgeschlossen ist, jedoch die softwareseitige Erzeugung der Vektoren aufwendig ist und der Algorithmus des Frostings nicht alle notwendigen geometrischen Strukturparameter aufgreifen kann. Ein neuer Algorithmus bietet die Möglichkeit innerhalb kürzester Zeit sowohl diskrete als auch zufällige Vektoren zu erzeugen. Somit können auch diskrete Merkmale wie z. B. Linienlänge, Strukturgröße oder Vorzugsrichtung einer Linie mit Zufallsfaktoren manipuliert werden. Zudem kann die einzelne Linie auch durch ein Strukturmerkmal, z.B. die einzelne Haifischschuppe, ersetzt und nach dem Vorbild der Natur diskret oder zufällig angeordnet werden.

Die Anwendungen eines solchen Softwaremoduls und des gesamten Verfahrens sind vielfältig. Über die zahllosen Variationen von einzelnen Strukturmerkmalen und deren Anordnung, Größe und Überlagerung zur Verbesserung des Spanbruchs bei spanenden Werkzeugen ist die Oberflächenstrukturierung von Tiefziehwerkzeugen zur Beeinflussung des Materialflusses und damit gezielten Anpassung der Stabilität und Formgebung des entstehenden Bauteils oder zur Verringerung von Prozessschritten und damit verbunden Tiefziehwerkzeugen und Rohstoffen denkbar. Als dekorative Anwendung konnten innerhalb kürzester Bürstenstrukturen und Schlifffspuren auf unterschiedlichen Oberflächen erzeugt werden.

Zeit Entsprechender Bedarf wurde hier bereits durch Schmuck- und Münzindustrie bekundet. Eine Kombination unterschiedlicher Schliffrichtungen oder alternativ diverser Firmenlogos ermöglicht die einfache Erzeugung latenter Bilder. Über das herkömmliche Dekor hinaus ist die sehr individuelle aber reproduzierbare Art der Erzeugung und das resultierende Ergebnis ein wichtiger Aspekt für den Plagiatsschutz und der Echtheitszertifizierung von Erzeugnissen aller Branchen.

Nachdem sich die ACSYS Lasertechnik GmbH in zwölf Jahren von der Herstellung einfacher Beschriftungsanlagen zu hochpräzisen, kundenspezifischen Lasermaterialbearbeitungszentren entwickelt, die Weltmarktführerschaft im Bereich der Münz- und Münzprägestempelgravur erarbeitet und viele namhafte Werkzeughersteller und etwa 800 weitere Kunden in aller Welt mit innovativen Lösungen ausgerüstet hat liefern sowohl Industrie als auch Forschungspartner die notwendigen Impulse um mit Hilfe modernster Laserquellen stets am Zahn der Zeit zu entwickeln und neue Produkte sowie Anwendungen zu etablieren.

Die ACSYS Lasertechnik GmbH dankt der Hochschule Mittweida FB Maschinenbau und Laserapplikationszentrum für die positive Zusammenarbeit im Projekt „Entwicklung von Mikrostrukturen sowie von Laserverfahren zu ihrer Aufbringung auf Wendschneidplatten“ sowie die Zurverfügungstellung von Messergebnissen und Bildmaterial und Einladung zur 9. Mittweidaer Lasertagung. Zudem wird der Hufschmied Zerspanungssysteme GmbH für Bildmaterial gedankt.

WAVEFRONT AND POLARIZATION STRUCTURING FOR SHAPING THE FOCAL FIELDS OF ULTRASHORT-PULSE LASER BEAMS

Y Jin¹, J Ouyang¹, W Perrie¹, G Dearden¹ and O J Allegre^{2,*}

¹ Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool, L69 3GQ, UK

² School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, The University of Manchester, M13 9PL, UK

This paper investigates how structuring both the wavefronts and polarization can be used to shape the focal fields of ultrashort-pulse laser beams. Two Spatial Light Modulators in series are integrated within an industrial picosecond-pulse laser system and used to structure the beam vector fields, so as to produce a radial or azimuthal polarization with planar or vortex phase wavefronts, as well as induce Computer Generated Holograms (CGH). A detailed analysis of the focused vector fields is presented. Gentle surface ablation of highly polished metal samples is used to imprint Laser Induced Periodic Surface Structures (LIPSS) within the ablated areas. Thanks to their polarization dependent properties, LIPSS provide a direct means to visualize the polarization vectors in the focal region and highlight how shaping the wavefronts allows to control the focal fields of radially and azimuthally polarized beams. Furthermore, simultaneous ablation with diffractive parallel beams polarized radially and azimuthally is demonstrated.

1. Introduction

Laser beams with a radial or azimuthal state of polarization have attracted a significant interest in recent years. Their singular optical properties have enabled novel applications in a variety of fields, such as non-linear microscopy [1] or optical trapping [2]. In addition, it has been shown that these beams can improve the quality and efficiency of short- and ultrashort-pulse laser microprocesses [3-6]. For example in [3, 4], the uniformity of the laser machined microstructures has been improved due to the isotropic laser-material interactions of radially and azimuthally polarized beams. Furthermore, [5, 6] demonstrated improved process efficiencies attributed to the increased energy coupling during machining with these beams.

Focusing radially or azimuthally polarized laser beams with low NA focusing lenses typically leads to the formation of ring-shaped intensity profiles at the focal plane [7, 8] which are not suitable for many applications. The ability to fully control the focal intensity profile of these polarized beams would facilitate their use in industrial laser microprocessing.

A variety of methods are available for controlling focal intensity profiles, for example using a Spatial Light Modulator (SLM). An SLM works by shaping the wavefronts with Computer Generated Holograms (CGH) and this can be used for direct beam shaping [9] or for parallel processing with multiple, diffractive first-order beams [10]. Furthermore, inducing a vortex phase wavefront to a linearly polarized beam can produce ring-shaped focal profiles [11]. All these methods have been widely used to control the focal intensity distribution of linearly or circularly polarized beams [12, 13]. Recently there has been an interest in the simultaneous control of wavefronts as well as polarization of laser beams, using SLMs combined with polarization optics [14]. This was used, for example, to produce multiple first-order beams, each with a distinct state of polarization either linear or circular [15, 16] or to produce beams polarized radially or azimuthally [17-19]. Although it is

expected to benefit many applications, the ability to control the focal fields of radially and azimuthally polarized beams has not yet been fully explored.

In this paper, we present significant developments in the ability to simultaneously control the polarization and wavefront structures of an industrial picosecond-pulse laser beam. First, a Jones vector analysis is used to predict the focal fields produced with the various optical configurations used in the experiments. Two SLMs in series are used to produce a radial or azimuthal state of polarization and induce either planar or vortex phase wavefronts, as well as CGHs for parallel processing. The produced beams are focused on the surface of highly polished stainless steel samples with a low NA lens, using near-threshold fluence to imprint laser ablation spots. A direct approach is used to visualize the electric field vector structures at the focal plane by observing Laser Induced Periodic Surface Structures (LIPSS) imprinted within the ablation spots. In addition, parallel processing with multiple beams simultaneously polarized radially and azimuthally is presented for the first time.

2. Jones vector analysis

To clarify the polarization vectors at discrete points in the focal plane, we used a simple model based on Jones vectors. All the collimated beams used in the experiments had a ring-shaped intensity profile and were incident on a low NA lens ($f=250\text{mm}$, $NA=0.02$). The incident fields from the collimated beams are expressed in the model as discrete sets of Jones vectors. The focal fields, which are obtained by integrating these incident fields, are also expressed as Jones vectors. They are derived at specific points in the focal plane: at the optical axis (noted Point O) and at a location corresponding to the edge of the focal spots (Point A). Thanks to the cylindrical symmetry of the setup, the polarization properties at other points in the focal plane can then be inferred from those at Points O and A.

When the incident radially polarized beam has planar wavefronts, the resulting focal Jones vector at

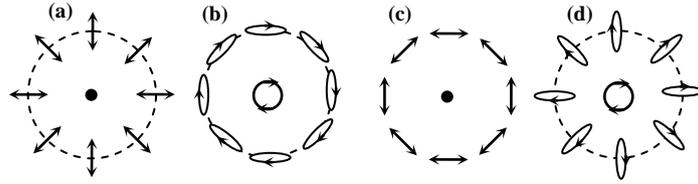


Fig. 1: Schematics showing the focal electric field vectors (shown as arrows) produced by low NA focusing of **(a)** radially polarized beam with planar wavefronts; **(b)** radially polarized beam with vortex wavefronts (topological charge of $l=1$); **(c)** azimuthally polarized beam with planar wavefronts and **(d)** azimuthally polarized beams with vortex wavefronts (topological charge of $l=1$). Note the beams with planar wavefronts, **(a)** and **(c)**, produce a ring-shaped distribution (zero field amplitude shown as a dot in the centre) since all the electric field vectors cancel each other out at the optical axis, whereas the beams with vortex wavefronts, **(b)** and **(d)**, produce a circular polarization in the centre.

Point O has a zero amplitude and the Jones vector at Point A is oriented radially. All the places located at same distance from the centre as Point A also have polarization vectors oriented radially (i.e. away from the centre). This is shown in Figure 1 (a). On the other hand, when the incident beam has vortex wavefronts, the resulting focal Jones vectors have higher amplitude at Point O than at Point A. The polarization is circular at Point O, whereas at Point A it is elliptical with a strong elongation along the axis Y. In other words, the electric field vector at Point A is mostly oriented azimuthally (i.e. tangentially from the centre). All the places located at same distance from the centre as Point A also have polarization vectors mostly oriented azimuthally, as shown in Figure 1 (b).

The results from the Jones vector analysis in Figure 1 highlight how the vortex wavefronts affect the focal fields of radially polarized beams: “adding” a vortex wavefront component to a planar-wave radially polarized beam converts the focal field from a ring-shaped distribution (i.e. with zero intensity in the centre) to a near Gaussian distribution (with peak intensity in the centre). Furthermore, the focal field has a hybrid state of polarization, circular near the central peak and mostly azimuthal in the wings of the Gaussian profile. This can be explained since the radially polarized components of the focal field cancel out, whereas the azimuthally polarized components interfere constructively due to the vortex wavefront. It is noted that the focal fields of incident azimuthally polarized vortex beams were modeled in the same way and the results were consistent with those described above: a near Gaussian profile is obtained with a hybrid polarization state.

3. Experimental details

For the experiments, the output beam of a Coherent Talisker (10ps, 532nm, 200kHz, 8W, $M^2 < 1.3$, horizontal linear polarization) is first magnified using a Jenoptic telescope. The beam wavefront and polarization are then spatially structured using two phase-only, reflective SLMs (Hamamatsu X10468-04) and two waveplates. A 4-F telescope (noted Lens 1 and 2) re-images the beam into the input aperture of a scanning galvanometer (Aerotech). At the galvanometer output, a low NA, f-theta lens ($f = 250\text{mm}$, $NA \sim 0.02$) is used to focus the beam.

Polished steel sample substrates are mounted on a 3-axis (x, y, z) Aerotech system (A3200 Ndrive) for high-precision positioning in the focal plane of the f-theta lens.

To study how spatial structuring of wavefront and polarization affects the surface microprocessing properties of the laser beams, we use various optical configurations i.e. radially and azimuthally polarized beams with planar or vortex phase wavefronts, combined with a CGH for parallel processing. The produced beams are first analysed near the SLMs, using a polarizing filter and beam profiler placed $\sim 200\text{mm}$ after Lens 1. The beams are then used to laser mark the surface of polished stainless steel samples to imprint the focal intensity distribution on the sample surface. Using a fluence near the ablation threshold of the material also leads to the formation of wavelength-sized LIPSS which typically develop orthogonally to the beam electric field vectors [20] and provide a direct method of analysing polarization in the focal region [21].

For all the surface ablation experiments, the output pulse energy is decreased to $3\mu\text{J}$ corresponding to a fluence $\sim 0.3\text{J}/\text{cm}^2$ in focal plane, near the ablation threshold of steel which is $\sim 0.16\text{J}/\text{cm}^2$ [22] and the samples are exposed with the static beam for a duration of 5ms (~ 100 pulses at 20kHz pulse repetition rate) for each ablation spot.

4. Results and discussion

First, the SLMs were configured to produce single radially and azimuthally polarized beams with a planar wavefront. The resulting beams were analysed after the SLMs. The beam profiles, shown in Figure 2 (a, b), had the typical geometry associated with radially and azimuthally polarized beams [5, 23]. Figure 3 (a, b) shows the optical microscope images of observed surface microstructures after laser exposure. The produced focal ablation spots had a ring-shaped structure which is consistent with that expected when focusing a radially and azimuthally polarized beams with a low NA lens [7, 8]. In addition, LIPSS have formed within the produced laser spots, developing in a direction perpendicular to that of the incident local polarization vector (see insets in Figure 3).

The high uniformity of LIPSS within the laser spots confirms that the state of polarization is maintained with a high fidelity at the focal plane. Note that

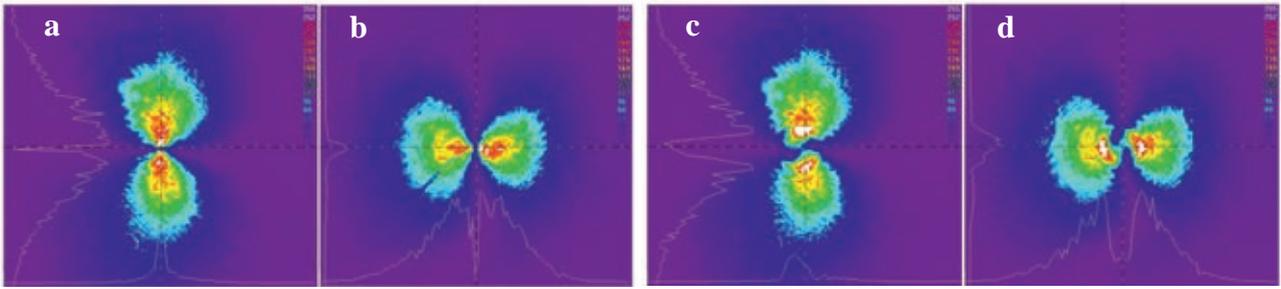


Fig. 2: Intensity profiles produced by a (a) radially or (b) azimuthally polarized converging beam with plane wavefront, (c) radially or (d) azimuthally polarized beam with wavefront vortex (topological charge of $l=1$), after transmission through a polarizing filter with its transmission axis oriented vertically. The colour coded scale represents intensity in arbitrary units.

residual wavefront distortions affected the focal intensity distributions. This resulted in a slight ellipticity of the produced focal spots. This effect may be corrected by further optical calibration and alignment of the SLMs.

Next, the SLMs were configured to produce single radially and azimuthally polarized beams with a vortex wavefront. The beams produced were analysed and the profiles are shown in Figure 2 (c, d). It can be seen that the profiles have a curved S-shaped geometry near the centre, which were not visible with the planar wavefront beams shown in Figure 2 (a, b). This is due to the vortex wavefront structures of these beams, which carry an orbital angular momentum of $l=1$ [23].

Then, the setup was used to imprint focal ablation spots on the surface of a stainless steel sample, as detailed in Section 3 above. Optical and SEM micrographs in Figure 3 show the resulting focal spots. The geometry of the laser spots, with deeper ablation in the centre than around the edges, was consistent with a Gaussian intensity profile (albeit with some distortions due to steps in the vortex phase-maps). From Figure 3 (c, d), it can be seen that LIPSS have been produced around the edges, but not in the centre of the focal spots. Further ablation experiments with various fluence values showed that it was extremely difficult to produce clear LIPSS in the centre of the laser focal spots. Furthermore, the incident radially polarized vortex beam from the SLMs produced a focal spot with LIPSS oriented in a radial pattern, see magnified area in Figure 3(c). As LIPSS are orthogonal to the local electric field [20], this suggests that the focal field was azimuthally polarized in this region. Similarly, the LIPSS in Figure 3(d) are consistent with a partial inversion in the state of polarization at the focal plane.

Comparing the geometry of focal spots and LIPSS patterns obtained when the beams had planar wavefronts (Figure 3, a-b) with those obtained when the beams had vortex wavefronts (Figure 3, c-d), one can see major differences in both the focal intensity and polarization distribution. Inducing vortex wavefronts (with a topological charge of $l=1$) to the radially and azimuthally polarized beams converted the focal intensity from a ring to a near Gaussian distribution and affected the polarization states. Our model in Section 2 indicated that the

vortex wavefront produces a circularly polarized component in the centre of the focal field, and this is consistent with the experimental results shown in Figure 3: the circular polarization explains the absence of clear LIPSS in the centre of the laser spots. On the other hand, the partial inversion in the state of polarization around the edges of the laser spot is a peculiar phenomenon and the model in Section 2 above is the first detailed investigation of it. These results illustrate how the simultaneous control of wavefront and polarization can be used to shape the focal fields, with potential applications in laser surface microprocessing. For example, radially and azimuthally polarized vortex beams can be beneficial in applications where a ring-shaped focal intensity profile is not appropriate.

To further illustrate the simultaneous control of wavefront and polarization, we show that the SLMs can produce multiple diffractive first-order beams with either a radial or azimuthal polarization and planar wavefront. A CGH designed to produce three first-order focal spots is combined with vortex wavefronts and induced with the SLMs. The steel sample was exposed to the laser beam as detailed in Section 3 above. Optical micrographs in Figure 4 show sets of three spots imprinted simultaneously on the surface of the sample. The three spots produced had a ring shape and within each spot, LIPSS were produced with a radial or azimuthal orientation in the same way as with the single beams above (Figure 3). This confirms that multiple first-order laser spots with either a radial or azimuthal polarization are produced with a high fidelity at the focal plane.

5. Conclusions

In this paper, we have shown both theoretically and experimentally how structuring wavefront and polarization enables to accurately control the focal fields of ultrashort-pulse laser beams. A linearly polarized picosecond-pulse laser beam was structured using two SLMs in series, so as to produce radially and azimuthally polarized beams with planar or vortex phase wavefronts. The vector fields obtained by focusing these beams with a low NA lens were analyzed by imprinting LIPSS on polished steel samples at near-threshold fluences.

A Jones vector analysis was also used to further

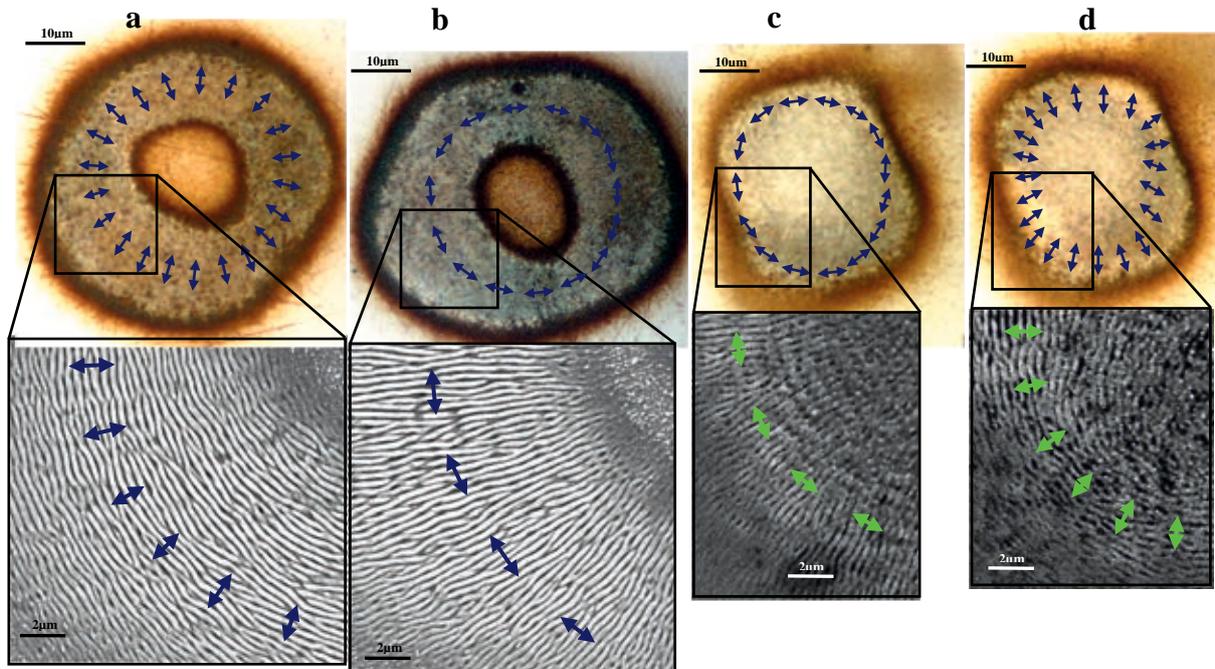


Fig. 3: Optical micrographs (top) and SEM images (magnified regions at the bottom) showing the focal ablation spots produced on the surface of a polished steel sample with ~ 100 pulses at $3\mu\text{J}/\text{pulse}$, with incident beams polarized radially (**a, c**) and azimuthally (**b, d**) with plane wavefront (**a, b**) and vortex wavefront (**c, d**). The arrows represent the polarization vectors and are orthogonal to the LIPSS. Since all the electric field vectors cancel each other out at the optical axis, there is no ablation in the centre of the beams with plane waves (**a, b**).

clarify the experimental results. This analysis showed that adding a vortex wavefront component to an incident radially or azimuthally polarized beam converts the focal field into a near Gaussian profile with a hybrid polarization. Multiple first-order beams with radial or azimuthal states of polarization were demonstrated for surface texturing. These results are important for ultrashort-pulse laser surface microprocessing, where the intensity profile and state of polarization in the focal plane affect processing speed and quality. Future work will further investigate focal fields produced by inducing vortex wavefronts with higher topological charges and with a radial or azimuthal state of polarization, as well as CGHs to produce a larger number of first-order, radially or azimuthally polarized focal spot.

References

- [1] E. Y. S. Yew, C. J. R. Sheppard 2007 Second harmonic generation polarization microscopy with tightly focused linearly and radially polarized beams *Opt. Commun.* 275, 453-457.
- [2] S. Yan, B. Yao 2007 Radiation forces of a highly focused radially polarized beam on spherical particles *Phys. Rev. A* 76, 053836.
- [3] K. Venkatakrisnan, B. Tan 2006 Interconnect microvia drilling with a radially polarized laser beam *J. Micromech. Microeng.* 16, 2603-2607.
- [4] R. Weber, A. Michalowski, M. Abdou-Ahmed, V. Onuseit, V. Rominger, M. Kraus, T. Graf 2011 Effects of radial and tangential polarization in laser material processing *Phys. Procedia* 12, 21-30.
- [5] M. Kraus, M. A. Ahmed, A. Michalowski, A. Voss, R. Weber, T. Graf 2010 Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beam with radial and azimuthal polarization *Opt. Express* 18, 21, 22305-313.
- [6] M. Meier, V. Romano, T. Feuer 2007 Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation *Appl. Phys. A* 86, 329-334.
- [7] K. Lou, S. X. Qian, X. L. Wang, Y. Li, B. Gu, C. Tu, H. T. Wang 2012 Two-dimensional microstructures induced by femtosecond vector light fields on silicon *Opt. Express* 20, 1, 120-127.
- [8] G. Wu, Q. Lou, J. Zhou, J. Dong, and Y. Wei 2007 Focal shift in focused radially polarized ultrashort pulsed laser beams *Appl. Opt.* 46, 25, 6251-6255.
- [9] N. Sanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, and J. P. Huignard 2007 Direct ultrafast laser microstructuring of materials using programmable beam shaping *Opt. Lasers Eng.* 45, 6, 737-741.
- [10] D. Liu, Z. Kuang, W. Perrie, P. J. Scully, A. Baum, S. P. Edwardson, E. Fearon, G. Dearden, K. G. Watkins 2010 High-speed uniform parallel 3D refractive index microstructuring of poly(methyl methacrylate) for volume phase gratings *Appl. Phys. B* 101, 4, 817-823.
- [11] J. Hamazaki, R. Morita, K. Chujo, Y. Kobayashi, S. Tanda, and T. Omatsu 2010 Optical-vortex laser ablation *Opt. Express* 18, 3, 2144-2151.
- [12] Z. Kuang, W. Perrie, D. Liu, S. Edwardson, J. Cheng, G. Dearden, and K. Watkins 2009 Diffractive multi-beam surface micro-processing using 10 ps laser pulses *Appl. Surf. Sci.* 255, 22

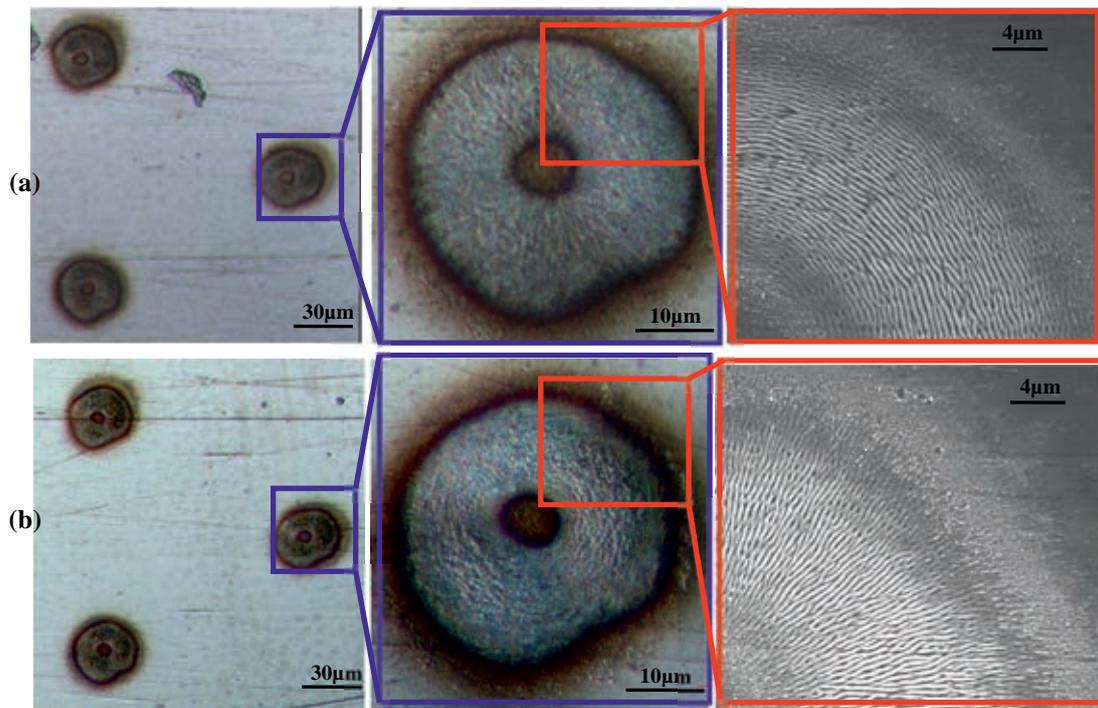


Fig. 4: Optical micrographs (left) and SEM images (magnified regions on the right) showing the three first-order focal spots produced simultaneously on the surface of the steel sample, with incident radially **(a)** or azimuthally **(b)** polarized, diffractive parallel beams. In each case, the orientation of LIPSS confirms the state of polarization.

- [13] S. Hasegawa and Y. Hayasaki 2007 Holographic femtosecond laser processing by use of a spatial light modulator Proc. SPIE 6458, 1-15.
- [14] M. R. Beversluis, L. Novotny, S. J. Stranick 2006 Programmable vector point-spread function engineering Opt. Express 14, 7, 2650-2656.
- [15] D. Preece, S. Keen, E. Botvinick, R. Bowman, M. Padgett, J. Leach 2008 Independent polarisation control of multiple optical traps Opt. Express 16, 20, 15897-15902.
- [16] S. Hasegawa, Y. Hayasaki 2013 Polarization distribution control of parallel femtosecond pulses with spatial light modulators Opt. Express 21, 11, 12987-12995.
- [17] O. J. Allegre, Y. Jin, W. Perrie, J. Ouyang, E. Fearon, S. P. Edwardson, G. Dearden 2013 Complete wavefront and polarization control for ultrashort-pulse laser microprocessing Opt. Express 21, 18, 21198-21207.
- [18] Y. Jin, O. J. Allegre, W. Perrie, K. Abrams, J. Ouyang, E. Fearon, S. P. Edwardson, G. Dearden 2013 Dynamic modulation of spatially structured polarization fields for real-time control of ultrafast laser-material interactions Opt. Express 21, 21, 25333-25343.
- [19] S. Hasegawa, Y. Hayasaki 2014 Holographic vector wave femtosecond laser processing Int. J. Optomechatron 8, 2, 73-78.
- [20] Z. Guosheng, P. M. Fauchet, A. E. Siegman 1982 Growth of spontaneous periodic surface structures on solids during laser illumination Phys. Rev. B 26, 10, 5366-5381.
- [21] O. J. Allegre, W. Perrie, K. Bauchert, D. Liu, S. P. Edwardson, G. Dearden, K. G. Watkins 2012 Real-time control of polarisation in ultra-short-pulse laser micro-machining Appl. Phys. A 107, 2, 445-454.
- [22] P. Mannion, J. Magee, E. Coyne, G. M. O'Connor 2003 Ablation thresholds in ultrafast laser micro-machining of common metals in air Proc. SPIE 4876, 470-478.
- [23] O. J. Allegre, W. Perrie, S. P. Edwardson, G. Dearden, K. G. Watkins 2012 Laser microprocessing of steel with radially and azimuthally polarized femtosecond vortex pulses J Opt. 14, 8, 85601.

META-MODELLING AND VISUALIZATION OF MULTI-DIMENSIONAL DATA

Wolfgang Schulz, Toufik Al-Khawli

Nichtlineare Dynamik der Laser-Fertigungsverfahren NLD,
RWTH Aachen University, Steinbachstr. 15, D-52074 Aachen

Abstract

Industrial design of products, machines and processes as well as their optimization and development more and more rely on computer models and simulations. To achieve optimal industrial designs and getting the operator as well as the developer more skilled a concept for Virtual Production Intelligence VPI is proposed. VPI is based on Meta-Modelling techniques, which are developed to refine sparse, discrete data from numerical solutions and experimental runs into an approximation with continuous support and controlled error using reduced models. Numerical and experimental data are used as reference for evaluating the quality and area of applicability of the reduced model. As result, a machine specific fast and frugal Meta-Model enables to visualize interactively continuous multi-dimensional relations between parameters of the manufacturing system and criteria of the manufactured product. The relations with continuous support allow to apply sound mathematical methods for visual analysis finally providing e.g. a domain decomposition called "Morse-Smale-Complex" into piecewise monotone domains called "crystals" and global extremal paths in parameter space used for visual global optimization.

1. Introduction

Nowadays due to the short product lifecycles, the global price competition, and the fast changing market demands, production companies in high wages countries are facing a growing complexity in their production conditions [1]. Laser machine manufacturers are continuously improving their machine performance and attaching appropriate parameter settings for specific pre-defined tasks to their machines. Those settings are machine and task specific, produced by numerous experimental tests performed by appropriate Design of Experiment (DOE) techniques as well as other experience-based procedures finally revealing a discrete set of potentially beneficial operating points of the machine. A modern approach – called Virtual Production Intelligence VPI - is proposed to reduce time and costs by improving the skills of developers and operators. VPI contains a look-up table – called Meta-Model - of the relations between setting parameters and process or product criteria. The Meta-Model is a continuous approximation of discrete data computed by a machine/process specific so called Reference Model. An advantageous type of the Reference Model is a reduced model, which can be solved with controlled error. The reduced model is generated by applying model reduction methods using mathematical (e.g. asymptotic analysis), physical-phenomenological (e.g. model parameter estimation) or numerical (e.g. POD) approaches. The quality of the reduced model is iteratively improved by combining the results from experimental runs and more comprehensive numerical computations [2] until the required accuracy is reached.

Properties of Metamodels suitable for Cyber-Physical tools like VPI are the solvability and performance while solving optimization problems in laser processing, e.g. glass ablation, sheet metal cutting and precision drilling.

2. Meta-Modelling

Given a sufficiently accurate Reference Model the relation between input parameters and output criteria can be sampled at any arbitrary parameter value. Additionally, defining the lower and upper bounds for the parameter values in the design-space, the corresponding Meta-Model can be generated by one of the two approaches: the one-shot approach or the iterative approach.

The one-shot approach consists of seven steps as

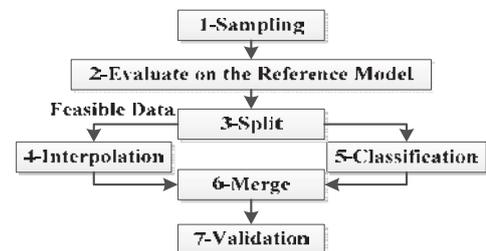


Fig. 1. Flow diagram of the one shot metamodel approach

illustrated in Fig. 1, namely, 1. sampling the parameter space is addressed by so-called Design of Experiments (DOE) techniques [3,4] applied to the Reference Model, 2. evaluating the response of the Reference Model, 3. splitting the data, where a value of -1 is assigned to non-feasible parameter values and a value of 1 is assigned to feasible ones. Applying Cover's theorem existence and construction of splitting of the design space ψ into two classes ψ_1 and ψ_2 can be carried out [5], 4. continuous interpolating of the feasible data, 5. classification of the domain space by determination of the surface separating non-feasible and feasible parameter values, 6. merging the classification model and interpolation model, and 7. validating interpolated data of the Meta-Model by comparison with the Reference Model.

An important research issue associated with metamodeling is how to obtain a good accuracy for

metamodels with a reasonable number of sampling points. The Sequential Approximate Optimization (SAO) technique addresses such an optimized iterative sampling technique [6-10].

An implementation of the SAO method shown in Fig. 2 involves in addition to the seven major steps listed before, two additional steps, namely, 8. Adding new sampling points and 9. checking a criterion for termination.

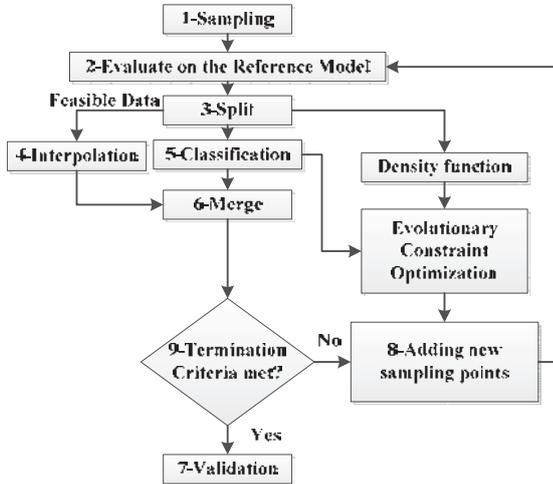


Fig. 2. Flow diagram of the SAO smart sampling method

In order to add efficiently new sampling points the density function proposed by Kitayama [9] is introduced, such that new sampling points are added where their density in parameter space is smallest. To find the additional sampling point means to minimize the multidimensional density function. The constrained multidimensional optimization problem is solved by interfacing the metamodel with the evolutionary genetic algorithm library NSGA-II [11].

In a test case, the iterative smart sampling algorithm is applied on the two-dimensional piece wise function $y(x_1, x_2)$:

$$y(x_1, x_2) = \begin{cases} \frac{(x_1^2 + x_2^2 - 62)^2 + (x_1^2 + 0.5x_1 - 0.5x_2 - 1.5)^2}{100} + 10 & \text{if } (x_1 - 7)^2 + (x_2 + 7)^2 > 80, \\ NULL & \text{if } (x_1 - 7)^2 + (x_2 + 7)^2 \leq 80 \end{cases}$$

in a design space limited to $-7 < x_1, x_2 < 7$. The goal of this example is to create a Meta-Model $f(x_1, x_2)$, see Fig. 3, that resembles the analytical function $y(x_1, x_2)$, which contains a discontinuity (set here to NULL).

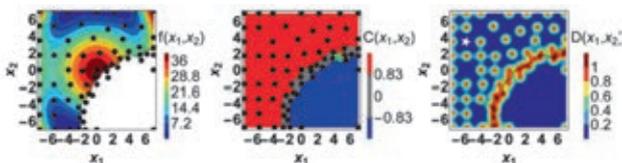


Fig. 3. The Interpolation Meta-Model $f(x_1, x_2)$ (left) of the parameter criteria relation $y(x_1, x_2)$, Classification model $C(x_1, x_2)$ (Middle) and Density function $D(x_1, x_2)$ (Right) after 30 iterations. The white region in the interpolation model represents the non-feasible region.

In the classification model, the gray region between the red (feasible) and blue (non-feasible) represents the uncertainty region. The density function indicates the most important position for the next sampling point.

The new proposed sampling point that are acquired from the optimization algorithm are denoted by a star.

3. Visualization

Two methods visualizing multi-dimensional relations between parameter and criteria are suitable, namely, slicing into lower dimensional hyper-surfaces and topological decomposition into piecewise monotone sub-spaces – called crystals – of the parameter space.

Combining topological and geometric techniques Gerber proposed a discrete Morse-Smale (MS) complex approximation based on the k-Nearest Neighbor (kNN) graph for a multi-dimensional function that is characterized by p-dimensional vector x of input parameters and output criterion $y(x)$ [12, 13]. The MS complex [14] provides a decomposition of the parameter space into piecewise monotonic crystals. Within each crystal, a regression curve – also called local extremal path - of the system parameters with respect to the output connecting the minimum and maximum value of the criterion is generated. The result is a simplified geometric representation of the MS complex in the multi-dimensional input domain [15]. Finally, the geometric representation is embedded in 2D in order to preserve the important information about the high dimensional scalar fields, using dimension reduction techniques such as principal component analysis PCA [16], to provide a visualization platform.

The Rosenbrock function $y(x)$, $x = \{x_1, x_2\}$, $-1.5 < x_1 < 1.5$, $-1.0 < x_2 < 3.0$, shown in Fig.4(a) is a two-dimensional example ($p=2$) having three maxima in the parameter space, where the global maximum is located at $x = \{0, 3\}$. Obviously, there exist three extremal paths Fig.4(c).

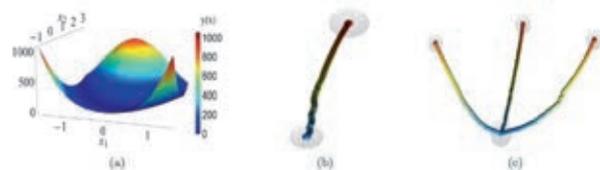


Fig. 4. Rosenbrock function (a), the extremal paths (b,c) for highest (b) and lowest (c) persistence level.

Together with the MS complex additional properties characterizing its topology are introduced. One parameter called persistence gives a measure of the importance for each critical point and therefore introduces a hierarchy of the critical points called persistence levels. Assuming a non-degenerate Meta-Model, the lowest persistence level contains the information of the two global critical points, namely one global maximum and one global minimum, only Fig.4(b). Persistence is defined as the measure of the amount of change in the Meta-

Model function $f(x)$ – approximating parameter criteria relation $y(x)$ – required to remove a critical point. Changing to a lower persistence level emphasizes the global properties the Meta-Model function $f(x)$ by reducing the local accuracy of approximation near the local critical points of the parameter criteria relation $y(x)$.

The persistence $p(x_i)$ of a critical point x_i is defined as $p(x_i) = \text{Norm}[f(x_i) - f(n(x_i))]$, where x_i is a critical point, $n(x_i) = \text{argmin}_{x_j \in s(x_i)} \text{Norm}[f(x_i) - f(x_j)]$ and $s(x_i)$ is the set of critical points that have a direct integral line connecting to x_i [13]. A sequential Morse-Smale complex filtering is done when the critical point with minimal persistence is repeatedly removed until only two global critical points remain and a single partition or crystal is reached [17].

Summary and Outlook

The work is focused on the generation of a Meta-Model as the backbone of Virtual Production Intelligence VPI, which is proposed to reduce time and costs in machine and process design or production planning by improving the skills of developers and operators. VPI is intended to provide visually explorable scientific knowledge and technical Know-How using computer simulation models operating on a multi-dimensional parameter space. Generation of a Meta-Model by an optimized iterative sampling technique, namely the Sequential Approximate Optimization (SAO), addresses fast and frugal handling of discontinuous data. The Morse-Smale decomposition of a multi-dimensional parameter space is an advantageous visualization method, which can be adapted to the relevant level of details, called the persistence level.

Further progress will focus on improving the performance of generating more accurate and faster metamodels, and applying the methodology to other industrial applications than laser processing.

Acknowledgements

The authors would like to thank the German Research Association DFG for the kind support within the Cluster of Excellence “Integrative Production Technology for High-Wage Countries” of RWTH Aachen University.

References

- [1] G. Schuh, S. Aghassi, S. Orilski, J. Schubert, M. Bambach, R. Freudenberg, C. Hinke und M. Schiffer, “Technology Road Mapping for the production in High-Wage Countries,” *Prod Eng* 5(4), pp. 463-473 (2011)
- [2] R. Reinhard, T. Al Khawli, U. Eppelt T. Meisen, D. Schilberg, W. Schulz, S. Jeschke, “How Virtual Production Intelligence Can Improve Laser-Cutting Planning Processes”, *ICPR 22 - Systems Modeling and Simulation*, pp. 122 (2013)
- [3] Box, George E. P.: Norman R. Draper: *Empirical Model-Building and Response Surfaces*, p. 424, Wiley. ISBN 0-471-81033-9 (1987)
- [4] Kleijnen, J.P., Sanchez, S.M., Lucas, T.W., Cioppa, T.M.: State-of-the-art review: A user’s guide to the brave new world of designing simulation experiments. *INFORMS Journal on Computing* 17(3), 263–289 (2005)
- [5] Haykin, S.: *Neural Networks and Learning Machines* (3rd Edition), Prentice Hall (2009)
- [6] Nakayama, H., Arakawa, M., Sasaki, R.: Simulation-based optimization using computational intelligence. *Optim Eng* 3: pp. 201-214 (2002)
- [7] Deng Y. M., Zhang Y., Lam Y. C.: A hybrid of mode-pursuing sampling method and genetic algorithm for minimization of injection molding warpage, In *Materials & Design*, vol. 31, no. 4, pp. 2118–2123, (2010)
- [8] Kitayama S., Arakawa M., Yamazaki K.: Sequential approximate optimization using radial basis function network for engineering optimization. In *Optimization and Engineering*, vol. 12, no. 4, pp. 535–557 (2011)
- [9] Kitayama S., Srirat J., Arakawa M.: Sequential approximate multi-objective optimization using radial basis function network. In *Structural and Multidisciplinary Optimization*, vol. 48, no. 3, pp. 501–515 (2013)
- [10] Wei X., Wu Y., Chen L.: A new sequential optimal sampling method for radial basis functions. In *Journal Applied Mathematics and Computation*, vol. 218, no. 19, pp. 9635–9646 (2012)
- [11] Deb K., Agrawal S., Pratap A., Meyarivan T.: A fast and elitist multiobjective genetic algorithm: NSGA-II. In *IEEE Trans. Evol. Comput.*, vol. 6, no. 2, pp. 182-197 (2002)
- [12] S. Gerber, T. Bremer, V. Pascucci, and R. Whitaker. Visual exploration of high dimensional scalar functions. *IEEE Trans Vis Comput Graph*, 16(6):1271–1280, 2010.
- [13] S. Gerber and K. Potter. The morse-smale complex for data analysis. *Journal of Statistical Software*, 50(2):1–22, 2012.
- [14] M. Morse. Relations between the critical points of a real functions of n independent variables. *Transactions of the American Mathematical Society*, 27:345–396, 1925.
- [15] S. Gerber, O. R. T. Bremer, V. Pascucci, and R. Whitaker. Morse-smale regression. *Journal of Computational and Graphical Statistics*, 2012.
- [16] I. T. Jolliffe. *Principal component analysis*. Springer Verlag, 1986.
- [17] H. Edelsbrunner, D. Morozov, and V. Pascucci. Persistence-sensitive simplification of functions on 2-manifolds. In *Proceedings of the ACM Symposium on Computational Geometry SOCG*, pages 127–134, 2006.

PICOSECOND LASER ABLATION OF MATERIALS USED IN PACKAGING OF ELECTRONIC COMPONENTS

Robert Ernst^{1,2}, Olaf Krimig², Bianca Böttge¹, Sandy Klengel¹, Georg Hillrichs²

1: Fraunhofer Institute for Mechanics of Materials IWM, Walter Hülse-Straße 1, D-06120 Halle

2: University of Applied Sciences Merseburg, Eberhard-Leibnitz-Straße 2, D-06217 Merseburg

Failure Analysis of integrated electronic devices or microsystems often requires the selective removal of molding materials. Established mechanical methods or chemical removing are limited due to new particle filled packaging materials or gel coatings. Standard routines are normally damaging embedded structures like Cu and Al wire bonds which have to be avoided. Conventional laser ablation of packaging materials uses mainly nanosecond lasers. These laser types have a risk for influencing the microstructure of metals and their intermetallics caused by heat. From many other laser micro-processing applications it is known that heat affected zones can be reduced by using ps- or fs-laser pulses. Also the size of the ablated volume can be controlled more precisely. However, the knowledge of ablation thresholds of the electronic and packaging materials for ultrashort laser pulses is important for the control of the decapsulation process. In our study we determined several ablation thresholds for ps laser decapsulation with 355 nm and 1064 nm wavelength and discuss the potential of ps-decapsulation for molding materials in electronic packaging.

1. Introduction

Today there are several established methods such as chemical or plasma etching and laser ablation to remove mold materials or gel coatings from electronic devices or microsystems for failure analysis [1–5]. These processes lead to some thermal stress, which influences the microstructure of metal and intermetallics. Laser decapsulation is normally performed with ns laser pulses.

In this work we studied various decapsulation strategies using ultrashort (ps) pulses for the removal of glass or ceramic filled mold materials and gel coatings. Ablation with ultrashort laser pulses (ps, fs) normally cause less thermal side effects than using short pulse (ns) lasers [6]. Knowledge of the ablation thresholds of the different packaging materials and bond wire metals used in packaging is important to find process windows for smooth decapsulation. We determined several of these thresholds for ps laser ablation and suggest a new approach to handle the extremely different ablation properties of polymers, glass, ceramics, metals and gel coatings.

2. Experimental

The experimental set-up was based on a Nd:YAG laser system (Coherent Talisker 355-4) with the following parameters: wavelength $\lambda = 355$ nm, pulse duration $\tau_p = 15$ ps, repetition rate f_{Rep} up to 200 kHz, maximum output pulse energy $Q = 26$ μJ and a beam quality factor $M^2 < 1.3$. The pulse energy control and pulse number selection was done by AOM.

The laser radiation was focused onto the surface of the sample by an f-theta lens with a focal length of 103.2 mm giving a spot diameter of 13.6 μm . A galvoscaning system guided the laser beam across the sample and was controlled by the software SAMLight. In addition, the sample could be moved using a computer-controlled x-y-z stage. All experiments were carried out in air.

The processing results were evaluated using an optical microscope, scanning electron microscope (SEM) and/or confocal microscope.

3. Determination of ablation thresholds

Laser-induced ablation takes place when the absorbed energy density exceeds a material specific certain fluence or intensity threshold.

These ablation threshold fluences were estimated for bond materials such as copper and aluminium as well as for common packaging materials like silicone gel and mold compound. For homogeneous materials the D^2 method was used to determine the thresholds [7]. It is based on the relationship between the laser peak fluence F_0 and the diameter D of created holes in the irradiated surface of a solid (Fig. 1) [8].

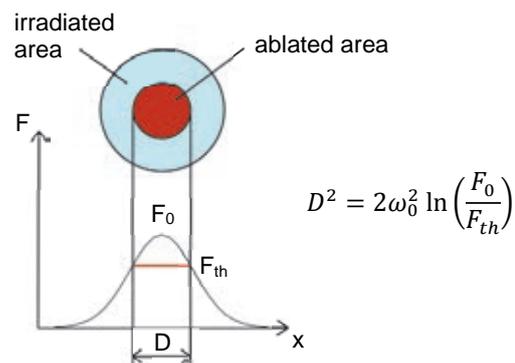


Fig. 1: Relationship between irradiated and ablated area. Taken from Ref [8].

F_{th} denotes the material specific threshold peak fluence and ω_0 the Gaussian beam radius. A linear fit according to the relation $D^2 \sim \ln(F_0)$ reveals the threshold fluence at the intersection with the abscissa (Fig. 2).

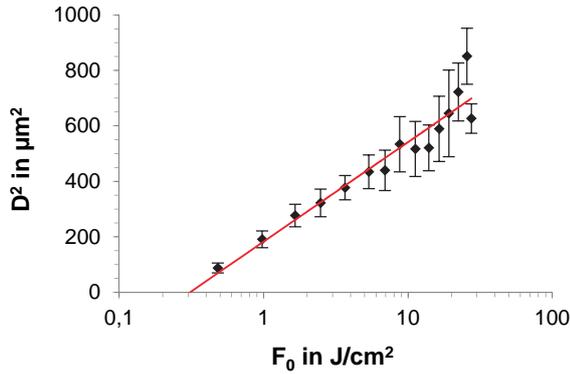


Fig. 2: Determination of the ablation threshold peak fluence for aluminium irradiated by single laser pulses

The laser peak fluence was calculated using the pulse energy Q and the known Gaussian beam radius ω_0 :

$$F_0 = \frac{2 \cdot Q}{\pi \cdot \omega_0^2} \quad (1)$$

Generally, the ablation threshold varies with the number of laser shots N . This effect is called incubation and caused by the accumulation of defect sites [10].

However, mold compound consists of a polymer matrix with embedded filler particles (fused silica or ceramics). According to its heterogeneous structure the D^2 method cannot be used to obtain its ablation threshold and a more direct approach must be made. Therefore the mold surface was irradiated multiple times along a straight line with stepwise increasing fluences. The sample was examined after each step. The threshold fluence was reached if visible damage could be observed. Also this allows the determination of both threshold values (polymer matrix and filler particles).

Table 1 summarizes obtained threshold values for copper and aluminium using samples with a thickness of 0.5 mm and 0.7 mm respectively. The repetition rate was 10 kHz to avoid plasma shielding.

Material	Wavelength	Ablation threshold, J/cm^2	
		$N = 1$	$N = 50$
Copper	355 nm	0.17	0.16
Aluminium		0.26	0.13
Copper	1064 nm	2.70	0.64
Aluminium		0.34	0.24

Tab. 1: Ablation thresholds of copper and aluminium at 355 nm and 1064 nm

Tab. 2 shows the multi-pulse ablation thresholds for components of mold compound. The repetition rate was 200 kHz and the scanning speed 200 mm/s. The lines were scanned 30 times.

Material	Ablation threshold, J/cm^2
fused silica (mold)	1.67
ceramics (mold)	1.42
polymer (mold)	0.11 - 0.13

Tab. 2: Multi-pulse ablation thresholds (peak fluence) of polymer matrix and filler elements for mold compound at 355 nm

Despite its homogeneous structure, the D^2 method was not suitable for silicone gel. Around the ablated spot we observed a slight plastic deformation "ring" with about 300 μm diameter. In the center of this ring the gel surface is lowered by ca. 1 μm , probably by compression and not by ablation. These features contain no reliable information about the ablation threshold. The data given in Tab. 3 are obtained by direct observation of visible material ablation.

Ablation threshold, J/cm^2	
single pulse	multiple pulses
3,66	0,48

Tab. 3: Ablation threshold peak fluences obtained for silicone gel using different methods at 355 nm

4. Removal of silicone gel coating

A selective removal of molding materials without damage of embedded structures is not possible as indicated by the determined ablation threshold fluences. Instead a precise and controlled removal of thin layers was tested. The quality of the processing result depends on several parameters of the ablation pattern (Fig. 3).

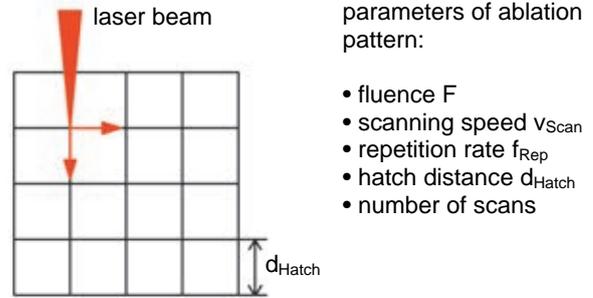


Fig. 3: Scheme of an ablation pattern on the surface of a sample

In order to achieve a defined geometry and steep walls of the ablated structure a moderate fluence should be used to get smooth ablation. The ablation pattern should be designed regarding the overlap of ablated areas instead of irradiated areas.

Figure 4 shows a processing result with the following parameters: $F = 2,48 J/cm^2$, $v_{Scan} = 100 mm/s$, $f_{Rep} = 10 kHz$, $d_{Hatch} = 10 \mu m$, 20 iterated scans.

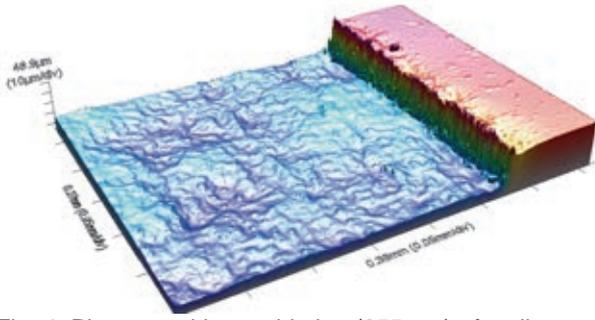


Fig. 4: Picosecond laser ablation (355 nm) of a silicone gel coating layer down to a define depth of 30 μm

The removed volume is controlled by the number of iterated scans whereas the thread angle remains nearly constant.

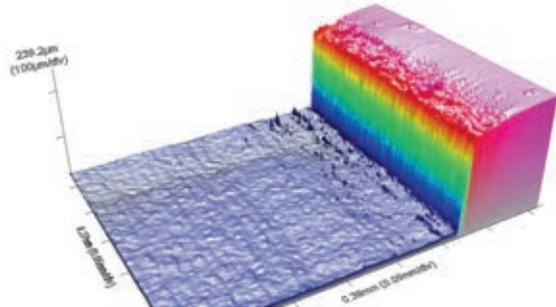


Fig. 5: Picosecond laser ablation (355 nm) result after 150 iterated scans at $F = 3,66 \text{ J/cm}^2$, $v_{\text{Scan}} = 100 \text{ mm/s}$, $f_{\text{Rep}} = 10 \text{ kHz}$, $d_{\text{Hatch}} = 10 \mu\text{m}$

Focus tracking is necessary to avoid stagnation of ablation due to limited depth of focus [8].

High scanning speeds can be used to shorten processing times. It was found that the topography does not change significantly with the scanning speed as long as the overlap between subsequent laser pulses is kept constant.

5. Removal of mold compound

As a consequence of the heterogeneous structure of mold compound and material dependent ablation rates it is not possible to remove layers of uniform depth.

To gain control over the process the geometry of the focused Gaussian beam can be used. The spot size $\omega(z)$ changes along the beam axis with a minimum value ω_0 at the waist (Fig. 6) as described by equation 2.

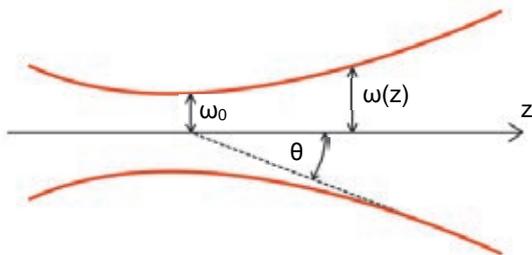


Fig. 6: Geometry of a focused Gaussian laser beam with ω as the beam radius and θ as the divergence

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(z \frac{\tan\theta}{\omega_0}\right)^2} \quad (2)$$

According to eq. 1 this leads to a change in the fluence profile as well. The peak energy density declines with increasing distance from the beam waist.

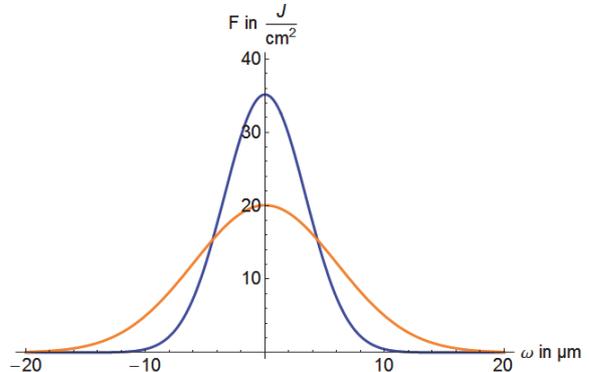


Fig. 7: Fluence profile at the beam waist (blue) and at a certain distance from the waist (orange)

Eq. 3 is used to calculate the spot size where the maximum fluence becomes equal to the highest ablation threshold F_{th} of the different mold components that usually belongs to the filler particles.

$$\omega(z) = \sqrt{\frac{2Q}{\pi \cdot F_{th}}} \quad (3)$$

This means that the ablation of filler particles can only take place within a range up to the distance z from the beam waist for a given pulse energy.

$$z = \frac{\omega_0}{\tan\theta} \sqrt{\left(\frac{\omega(z)}{\omega_0}\right)^2 - 1} \quad (4)$$

To remove a mold layer of thickness t the surface of the specimen is positioned at a distance Δz from the beam waist (Fig. 8).

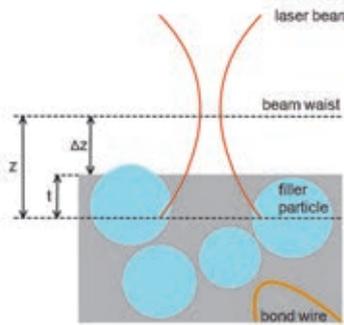


Fig. 8: Scheme of ablation process

Considering the low ablation threshold of the polymer matrix there will be an ablation between the filler particles even beyond the thickness t (Fig. 9). To prevent damage of the bond wires this must be taken into account by leaving a protecting mold layer on top of them. Its minimum thickness depends on the size and distribution of the filler particles.

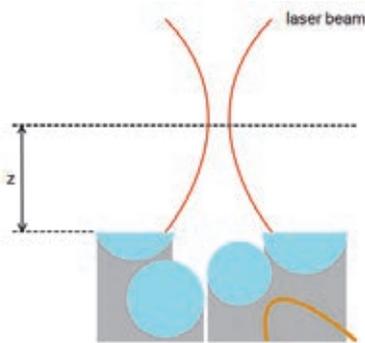


Fig. 9: Scheme of an ablation result with remaining layer of mold to prevent damage of embedded structures

Fig. 10 shows the process applied to a mold compound with ceramic filler particles. A protecting layer of mold serves to avoid damage of the copper bond wires. So by careful control of the laser and beam guiding parameters mold removal without damage of bond wires is possible. The remaining thin layer of mold can be removed by chemical etching.

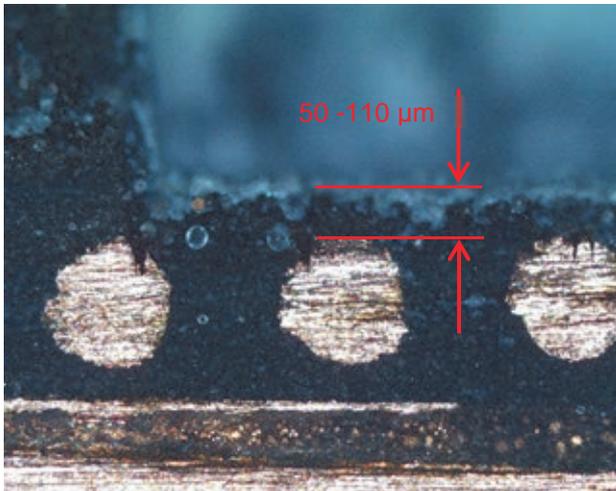


Fig. 10: Ablation of mold compound with ceramic filler particles down to a defined depth

6. Conclusion

Ablation thresholds for packaging materials have been determined for ps laser radiation at the wavelengths 355 nm and 1064 nm. With these data and by using the divergence of the focused laser beam controlled decapsulation is possible. Only a thin mold layer has to be removed in a subsequent processing step. This step can be performed by a low temperature chemical etching process as

proposed in Ref. [9]. Clean ablation of silicone gel coatings was achieved by the 355 nm ps laser radiation. No evidence was found for thermal damage. This has to be confirmed in further experiments.

References

- [1] M. Krüger, J. Krinke, K. Ritter, B. Zierle, M. Weber, *Microelectronics Reliability* 43, 1827 (2003).
- [2] A. Aubert, L. Dantas de Morais, J.-P. Rebrassé, *Microelectronics Reliability* 48, 1144 (2008).
- [3] X. Ma, D.G. Yang, G.Q. Zhang, Decapsulation methods for Cu interconnection packages, in: 2012 13th International Conference on Electronic Packaging Technology & High Density Packaging (ICEPT-HDP).
- [4] P. Schwindenhammer, P. Poirier, P. Descamps, Microelectronics failure analysis using laser ablation of composite materials in system in package, in: 2006 8th Electronics Packaging Technology Conference.
- [5] J. Thomas, J. Baer, P. Westby, K. Mattson, F. Haring, G. Strommen, J. Jacobson, S.S. Ahmad, A. Reinholz, A unique application of decapsulation combining laser and plasma, in: 2009 IEEE 59th Electronic Components and Technology Conference (ECTC 2009).
- [6] K. Sugioka, Y. Cheng, *Light Sci Appl* 3, e149 (2014).
- [7] J.M. Liu, *Opt. Lett.* 7, 196 (1982).
- [8] U. Engelhardt, J. Hildenhausen, K. Dickmann, *LTJ* 8, 32 (2011).
- [9] M.J. Lefevre, F. Beauquis, J. Yang, M. Obein, P. Gounet, S. Barberan, New method for decapsulation of copper wire devices using LASER and sub-ambient temperature chemical etch, in: 2011 IEEE 13th Electronics Packaging Technology Conference - (EPTC 2011).
- [10] A. Rosenfeld, M. Lorenz, R. Stoian, D. Ashkenasi, *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 69, S373-S376 (1999).

SIMULATIONSGESTÜTZTE ANALYSE DES ÜBERGANGS ZWISCHEN LASER-STRAHLSCHWEIßEN UND - ABTRAGSSCHNEIDEN

Andreas Otto¹, Robby Ebert²

¹Institut für Fertigungstechnik und Hochleistungslasertechnik, TU Wien, Getreidemarkt 9, 1060 Wien, Österreich

²Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, 09648 Mittweida, Deutschland

Das Laserstrahlabtragsschneiden ist ein Remote-Schneidverfahren, bei dem die Schmelze im Bereich der Wechselwirkungszone zwischen Laserstrahl und Werkstück aufgrund der laserinduzierten Verdampfung so stark beschleunigt wird, dass sie ohne zusätzliche Gasströmung aus dem Werkstück herausgeschleudert wird. Dieser Prozess findet bei hohen Laserstrahlintensitäten und Vorschubgeschwindigkeiten statt. Wird eine bestimmte minimale Vorschubgeschwindigkeit unterschritten, verbleibt die Schmelze im Werkstück und der Prozess geht in einen Tiefschweißprozess über. Im vorliegenden Beitrag werden die zugrundeliegenden fluiddynamischen Mechanismen mit Hilfe eines multiphysikalischen Simulationsmodells analysiert. Zudem werden die Simulationsergebnisse mit experimentellen Ergebnissen sowohl qualitativ als auch quantitativ verglichen.

Laser ablation cutting is a remote cutting process where the melt in the interaction zone between laser and work piece is strongly accelerated due to laser-induced evaporation. Thus the melt is ejected without an additional gas jet. This process takes place at high laser intensities coupled with high feed rates. Below a certain minimal feed rate the melt remains within the work piece and the process transitions into deep penetration welding. Within this contribution the underlying fluid dynamical mechanisms will be analysed by means of a multi-physical simulation model. Additionally simulation results and experimental results will be compared both qualitatively and quantitatively

1. Einleitung

Die in dieser Veröffentlichung dargestellten Ergebnisse resultieren aus einer Studie, die vom Laserinstitut Hochschule Mittweida und dem Institut für Fertigungstechnik und Hochleistungslasertechnik an der TU Wien gemeinsam durchgeführt wurde. Die experimentellen Untersuchungen wurden in Mittweida durchgeführt, die Simulationen und deren Analyse an der TU Wien.

Im Folgenden werden zunächst die experimentellen Randbedingungen und das verwendete Simulationsmodell kurz dargestellt.

2. Experimentelle Durchführung

Für die experimentellen Untersuchungen wurde ein Monomode-Faserlaser der Firma IPG in Verbindung mit einem Hochaperturscanner-Scanner der Fa. Raylase mit einer Brennweite von 250 mm eingesetzt. Aufgrund der exzellenten Strahlqualität des Lasers ($M^2 < 1.07$) wurde damit ein Fokussdurchmesser von 25 μm erzielt.

Für die Untersuchungen wurden die Laserleistung auf der Werkstückoberfläche zwischen 500 W und 2.500 W variiert, die Scangeschwindigkeit zwischen 1 m/s und 15 m/s. Als Werkstoff wurde Stahl 1.4301 mit einer Blechdicke von 1 mm eingesetzt. Die Experimente wurden unter Normalatmosphäre durchgeführt und pro Probe wurde eine Überfahrt mit dem Laser appliziert.

Für die im Folgenden dargestellten Ergebnisse wurde die Scangeschwindigkeit im oben genannten Rahmen bei einer Laserleistung von 1.000 W variiert (siehe Bild 1).

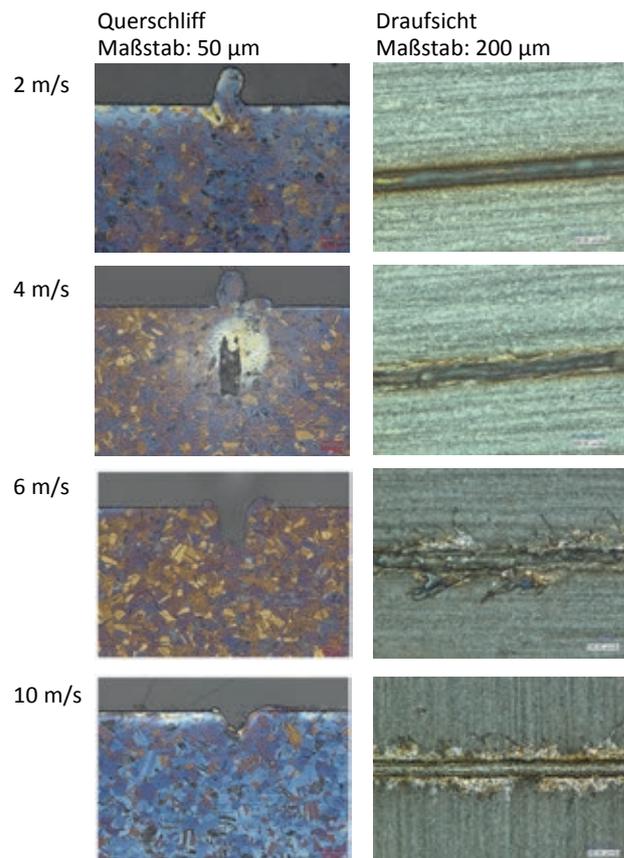


Bild 1: Exemplarische Bearbeitungsergebnisse bei Variation der Scangeschwindigkeit, Laserleistung (86% Leistungseinschluss) 1.000 W

Prinzipiell konnten hier folgende Beobachtungen gemacht werden:

- bei 1 m/s Durchschweißung des gesamten Bleches (Dicke 1 mm).
- bei 2 m/s Verringerung der Schweißtiefe auf ca. 600 µm.
- bei 3 m/s Beginn der Bildung eines Hohlraumes am Boden der Einschweißung bei weiterer Verringerung der Schweißtiefe.
- bei 4 m/s weiterhin Ausbildung des Hohlraumes (evtl. Vergrößerung des Hohlraumes) und weiterer Verringerung der Schweißtiefe.
- bei 5 m/s ausschließlich Abtrag - vereinzelt mit Schmelze, die die Schnittfuge verschließt.
- ab 6 m/s Abtrag - die Abtragtiefe verringert sich mit weiter steigender Scangeschwindigkeit.

Prinzipiell konnten also drei verschiedene Bearbeitungsregime unterschieden werden: Bei niedrigen Scangeschwindigkeiten lag ein reiner Schweißprozess vor. Bei hohem Vorschub wurde ein Abtragsprozess beobachtet. Dazwischen lag ein Übergangsbereich, in dem sich am Bearbeitungsgrund ein Hohlraum ausbildete.

Zur weiteren Analyse wurde der Prozess mit einer Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet. Bild 2 zeigt wieder exemplarische Ergebnisse dieser Untersuchungen mit jeweils zwei unterschiedlichen Blickwinkeln auf die sich ausbildende Plasmafackel.

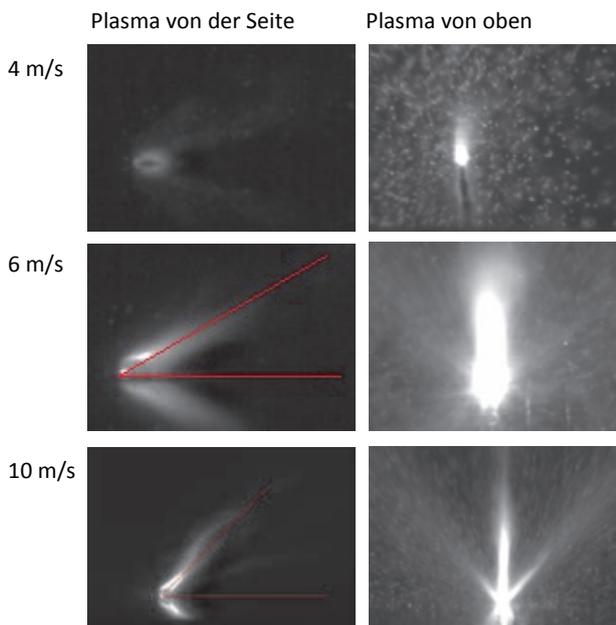


Bild 2: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Bearbeitungsprozesses bei Variation der Scangeschwindigkeit

In der linken Spalte in Bild 2 wurde der Prozess von der Seite, quer zur Scanrichtung beobachtet. Bei der Interpretation dieser Aufnahmen ist zu beachten, dass man neben der eigentlichen Leuchterscheinung auch deren Spiegelung an der Werkstückoberfläche sieht. Zur Verdeutlichung sind hier die Werkstückoberfläche sowie die Austrittsrichtung rot markiert.

Folgende prinzipiellen Beobachtungen wurden bei seitlicher Beobachtung der Leuchtemissionen gemacht:

- bei geringer Scangeschwindigkeit keine ausgeprägte Plasmafackel.
- bei 5 m/s schwankende Ausbildung der Fackel - bei stärkerer Ausprägung flacher Austriebswinkel.
- ab 6 m/s starke Ausprägung der Fackel - der Austriebswinkel stieg mit zunehmender Scangeschwindigkeit.

Die rechte Spalte in Bild 2 zeigt exemplarische Aufnahmen der Plasmafackel bei Beobachtung von oben. Hier wurden im untersuchten Parameterbereich folgende Beobachtungen gemacht:

- bei 1 m/s kleine kugelige Fackel.
- 2 und 3 m/s kleine Fackel geringer Intensität – von 2 auf 3 m/s langsam größer werdend – kein Austrieb von Partikeln erkennbar.
- bei 4 m/s höhere Intensität mit starkem Austrieb großer Partikel.
- bei 5 m/s Vergrößerung der Plasmafackel - Abnahme der Anzahl großer Partikel und Zunahme kleiner Partikel.
- bei 8 m/s deutliche Ausbildung zweier seitlicher Jets symmetrisch zur Hauptfackel – keine konstante Ausbildung über die gesamte Bearbeitungslänge – Hauptfackel konstant ausgeprägt – vermutlich kaum Veränderung der Partikelgröße im Vergleich zu 6 m/s.
- bei 10 m/s Verringerung des Winkels der seitlichen Jets – Intensität des Jets fluktuiert – vermutlich kaum Veränderung der Partikelgröße im Vergleich zu 6 m/s.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass

- im Schweißregime die Leuchtemissionen nur schwach ausgeprägt waren und kein Partikelaustrieb beobachtet wurde.
- im Übergangsbereich die Leuchtemissionen zunahm. Gleichzeitig setzte ein starker Austrieb von Schmelzetröpfchen ein, deren Größe mit zunehmender Vorschubgeschwindigkeit abnahm.
- im Abtragsbereich sich eine stark gerichtete Leuchtemission ausbildete, deren Winkel zur Werkstoffoberfläche mit zunehmender Scangeschwindigkeit anstieg. Gleichzeitig bildeten sich seitliche Jets aus, deren Winkel zur Scanrichtung mit zunehmender Scangeschwindigkeit abnahmen.

3. Simulationsmodell

Das an der TU Wien entwickelte multiphysikalische Simulationsmodell basiert auf dem OpenSource-Softwarepaket OpenFOAM®. Dieses Programmpaket dient in erster Linie der Simulation fluiddynamischer Vorgänge und löst mit Hilfe des Finiten-Volumen-Ansatzes Systeme von gekoppelten partiellen Differentialgleichungen. Um Prozesse wie das Laserstrahl-Abtragsschneiden oder das Laserstrahlschweißen realitätsnah zu simulieren, wurden eine ganze Reihe physikalischer, miteinander gekoppelter Phänomene in das ursprüngliche Programmpaket implementiert.

So wird die Ausbreitung der Laserstrahlung zum Werkstück mit Hilfe eines kombinierten Ansatzes aus Raytracing und der Lösung einer Diffusionsgleichung berechnet. Die sich während der Laserbearbeitung frei entwickelnde Oberfläche des Werkstücks wird mit Hilfe eines Multiphasen-Volume-of-Fluid-Ansatzes, den OpenFOAM® zur Verfügung stellt, unter Lösung der Navier-Stokes-Gleichung ermittelt. Mit diesem Ansatz kann die zeitliche Entwicklung beliebig vieler unterschiedliche Werkstoffe im Simulationsbereich modelliert werden. Die Phasenübergänge Schmelzen/Erstarren und Verdampfen/Kondensieren werden mit einem neu entwickelten Ansatz modelliert. Dazu wird jedem Aggregatzustand (fest, flüssig, gasförmig) eines Werkstoffes eine eigene Phase im oben genannten Multiphasenansatz zugeordnet. Zudem wird noch eine Phase eingeführt, die das wiedererstartete Material erfasst, um so im Postprocessing z.B. eine einfache Möglichkeit zur Analyse der Schweißnahtgeometrie zu haben. Prinzipiell lassen sich zukünftig mit diesem Ansatz auch metallurgische Fragestellungen lösen. Eine Implementierung steht hier allerdings noch aus.

Jedem der genannten Zustände eines Werkstoffes können in dem Modell eigene temperaturabhängige Werkstoffkennwerte zugeordnet werden. Für die gasförmigen Phasen werden hier oft, z.B. für die Dichte, die Gesetze verwendet, die für ideale Gase gelten. Andere temperaturabhängige Kennwerte werden in Form von Tabellen hinterlegt und zwischen den einzelnen Stützpunkten interpoliert.

Zur Modellierung der Phasenübergänge muss zunächst für jeden Ort im Berechnungsbereich die Menge des Materials berechnet werden, die einen Phasenübergang durchläuft. Im Falle des Schmelzens und Erstarrens wird hierzu die Methode von Voller [1] verwendet. Bei diesem Ansatz ergibt sich das lokale Verhältnis zwischen fester und flüssiger Phase einfach aus der lokal für den Phasenübergang verfügbaren Energiemenge im Verhältnis zur latenten Wärme für diesen Übergang. Für die Verdampfung respektive Kondensation wird die Clausius-Clayperon-Gleichung entsprechend der Beschreibung von Schoonderbeek [2] herangezogen. Dieser Ansatz erfordert eine iterative Lösung, da die Menge des abdampfenden Materials den lokalen Druck maßgeblich bestimmt, dieser aber wiederum in die Clausius-Clayperon-Gleichung eingeht. Zudem wird durch die Phasenübergänge die lokale Temperatur verändert, was auch wieder in dieser Gleichung berücksichtigt werden muss.

Sind die jeweiligen Massenraten für die Phasenübergänge bekannt, so werden die jeweiligen lokalen Phasenanteile entsprechend erhöht oder reduziert. Dabei resultieren z.B. beim Übergang flüssig-fest zunächst Zonen mit stark komprimiertem Gas, deren Expansion mit Hilfe eines eigens entwickelten Ansatzes zur Modellierung kompressibler Strömungen berechnet wird.

Weitere, detailliertere Informationen zum Modell sind in [3] und [4] zu finden.

4. Simulationsergebnisse und deren Analyse

Für die Simulationen wurden die im Experiment vorgelegenen Bearbeitungsparameter verwendet. Lediglich die Blechdicke wurde zur Reduktion des Berechnungsaufwandes von 1 mm auf 0.6 mm reduziert.

Bild 3 zeigt die zeitliche Entwicklung des Schmelzbades bei einer Scangeschwindigkeit von 6 m/s und einer Laserleistung von 1.000 W sowie einem Fokussdurchmesser von 25 μm .

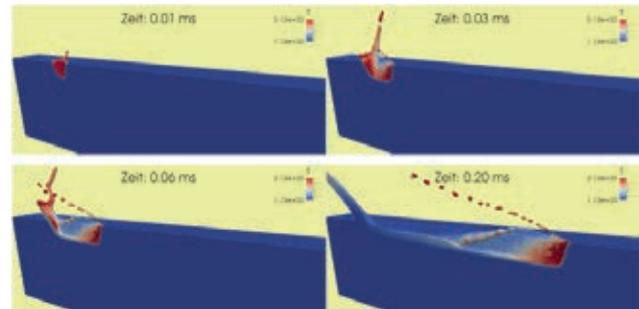


Bild 3: Zeitliche Entwicklung des Schmelzbades bei einer Scangeschwindigkeit von 6 m/s. Farblich kodiert ist der Temperaturbereich zwischen Schmelz- und Verdampfungstemperatur.

Zunächst bildet sich im Bereich der Wechselwirkungszone eine Dampfkapillare aus, die bereits nach wenigen μs ihre maximale Tiefe erreicht hat (oben links in Bild 3). Gleichzeitig entwickelt sich ein Schmelzejet, mit dem das durch den Dampfdruck verdrängte Material aus der Dampfkapillare entweicht. Kurze Zeit später (oben rechts in Bild 3) bildet sich kurz hinter der fortschreitenden Abtragsfront ein Bereich in dem sich eine Schmelztropfenkette von der Werkstückoberfläche löst. Ihren Impuls erhalten die Tropfen zum einen durch den Rückstoß des Metaldampfes an der Abtragsfront und zum anderen durch die Reibungskräfte des schnell abströmenden Dampfes.

Mit weiterem Fortschritt des Prozesses (unten in Bild 3) bilden sich im Werkstück zwei unterschiedliche Hauptschmelzeströmungen aus:

Im Abtragsgrund fließt der Anteil der Schmelze der nicht durch den Rückstoß des Metaldampfes an der Abtragsfront in Richtung der Oberfläche des Werkstücks verdrängt wurde. Im Folgenden wird dieser Anteil als Grundströmung bezeichnet.

Am oberen Rand der Schnittkante fließt der Anteil, der zwar an der Abtragsfront durch den Rückstoß des abdampfenden Materials verdrängt wurde, aber nicht durch den vorbeiströmenden Metaldampf in Form von Tropfen vom Werkstück weggerissen wird. Dieser Strömungsanteil wird hier als Randströmung bezeichnet. Nach einiger Zeit am oberen Rand der Schnittkante bewegt sich die Randströmung wieder in Richtung des Abtragsgrundes. Diese Richtungsänderung kann durch die Oberflächenspannung, die der Bewegung der Schmelze weg von der Oberfläche entgegenwirkt, erklärt werden. Bild 4 zeigt die Auswirkung dieser abwärts gerichteten Strömung auf das Bearbeitungsergebnis.

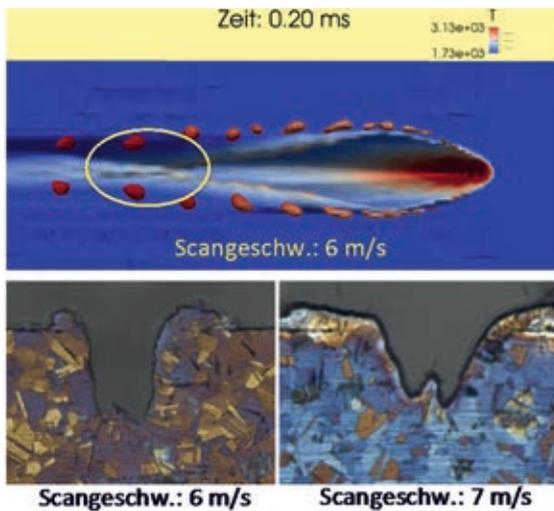


Bild 4: Zur Entstehung des Höckers am Abtragsgrund: Blick von oben auf den Bearbeitungsprozess - Querschliffe zweier Bearbeitungsergebnisse

Im Abtragsgrund treffen die Randströmungen von den beiden Schnittkanten aufeinander und wölben sich auf. Erstarrt diese Schmelzbaderhebung schnell genug, so entstehen die im Bild 4 unten in den Schliffbildern im Abtragsgrund deutlich zu erkennenden Höcker. Bild 5 zeigt, dass sich das Verhältnis zwischen Grund- und Randströmung bei unterschiedlichen Scangeschwindigkeiten deutlich ändert. Bei niedrigen Scangeschwindigkeiten (Bild 5 oben links) ist die Randströmung nur schwach ausgeprägt, und deren Geschwindigkeit ist zu gering, um die Oberflächenspannung zu überwinden und eine Tropfenablösung zu generieren. Der größte Teil des Schmelzetransports um die Dampfkapillare herum erfolgt über die Grundströmung. Zu Beginn des Prozesses erfolgt der Schmelzeaustrieb über den Schmelzejet am Anfang der Bearbeitungsspur. Später verbleibt die Schmelze im Werkstück und ein Schweißprozess findet statt, wie auch im Experiment beobachtet.

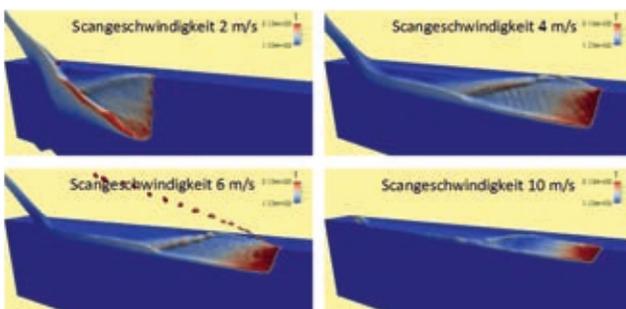


Bild 5: Schmelzbad bei unterschiedlichen Bearbeitungsgeschwindigkeiten. Farblich kodiert ist der Temperaturbereich zwischen Schmelz- und Verdampfungstemperatur.

Bei Erhöhung der Schweißgeschwindigkeit steigt der Anteil der Randströmung im Verhältnis zur Grundströmung (oben rechts in Bild 5). Zunächst hat die Randströmung noch nicht genügend Impuls um die Oberflächenspannung zu überwinden, sondern wird quasi vollständig in die Abtragskerbe zurückgedrängt. Vermutlich vereinigten sich die beiden Randströmungen im Experiment bereits vor Erreichen des

Abtragsgrundes wodurch der in Abschnitt 2 beschriebene Hohlraum entstand. In der Simulation war dieser Effekt nicht erkennbar. Es wird vermutet, dass dies an einem Fehler in der derzeit implementierten Beschreibung der Oberflächenspannung liegt. Weitere Arbeiten hierzu laufen derzeit.

Eine weitere Steigerung der Scangeschwindigkeit führt zu einem zunehmenden Impuls der Randströmung von der Werkstückoberfläche weg und damit zum Austrieb von zunächst großen, mit steigender Geschwindigkeit kleiner werdenden Schmelzetropfen, die in den Simulationsergebnissen nur bei geeigneter Betrachtung erkannt werden können. Dies liegt an der flacher werdenden Abtragsfront, von der der Metaldampf primär senkrecht abströmt. In Bild 2 links ist der Einfluss der Scangeschwindigkeit auf die Abströmrichtung des Metaldampfes deutlich zu erkennen.

Bei sehr hohen Scangeschwindigkeiten kommt die Grundströmung nahezu vollständig zum Erliegen und die Randströmung hat einen genügend großen Impuls senkrecht zur Werkstückoberfläche, um sich nahezu vollständig abzulösen. Hier ist in der Simulation ein zu hoher Schmelzeanteil zu beobachten, der im Werkstück verbleibt. Nahezu die Hälfte des aufgeschmolzenen Werkstoffs wird nicht entfernt sondern erstarrt im Abtragsgrund. Der Grund hierfür wurde bereits weiter oben kurz erläutert.

5. Zusammenfassung

In dem vorliegenden Beitrag konnten die Vorgänge beim Übergang zwischen Laserstrahlschweißen und Abtragsschneiden auf Basis von Experimenten und Simulationen geklärt werden. Ursächlich für diesen Übergang war der zunehmende Impuls einer Randströmung von der Werkstückoberfläche weg bei steigender Scangeschwindigkeit und damit abnehmender Neigung der Abtragsfront, was durch die Simulationen belegt wurde. Die Simulationen zeigten deutlich die unterschiedlichen Strömungen sowie deren Änderung bei Variation der Prozessparameter, allerdings wird der Schmelzeaustrieb noch unterschätzt. An den im Beitrag genannten, zugrundeliegenden Defiziten wird derzeit gearbeitet.

Literaturverzeichnis

- [1] Voller, V.R., Cross, M., Markatos, N.C., 1987. Enthalpy Method for Convection/Diffusion Phase Change. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 24 (1), 271-284.
- [2] Schoonderbeek, A., 2005. Laser Drilling of Metals with a XeCl Excimer Laser, Phd-Thesis University of Twente.
- [3] Otto, A.; Koch, H.; Gomez Vazquez, R., 2012. Multiphysical Simulation of Laser Material Processing, Physics Procedia, Vol. 39, 843-852.
- [4] Otto, A.; Koch, H.; Gómez Vázquez, R.; Lin, Z.; Hainsey, B., 2014. Multiphysical Simulation of ns-Laser Ablation of Multi-material LED-structures, Physics Procedia, Vol. 56,1315-1324.

HOCHLEISTUNGS-REMOTE-BEARBEITUNG - APPLIKATIONEN UND SYSTEMTECHNIK -

Jan Hauptmann¹, Andreas Fürst², Peter Rauscher¹, Patrick Herwig¹, Andreas Wetzig¹,
Eckhard Beyer^{1,2}

¹Fraunhofer IWS Dresden, Winterbergstraße 28, 01277 Dresden

²Technische Universität Dresden, Mommsenstraße 9, 01069 Dresden

Die Verfügbarkeit von Hochleistungsfestkörperlasern hoher Brillanz eröffnet auf dem Gebiet der Lasermaterialbearbeitung neue Möglichkeiten. Bisher nicht schweißbare Werkstoffkombinationen können gefügt werden. Die Qualität des Laserschnittes kann verbessert werden. Die Produktivität insbesondere trennender Verfahren wird signifikant erhöht. Die Präsentation gibt einen Überblick aktueller Entwicklungen am Fraunhofer IWS auf dem Gebiet der Remotebearbeitung mit cw-Hochleistungslasern. Anhand ausgewählter Anwendungen wird das Zusammenwirken von Entwicklungen der Systemtechnik und sich daraus ergebender neuer Möglichkeiten der Lasermaterialbearbeitung aufgezeigt. Die hochfrequente Strahloszillation bzw. -formung im Kilohertzbereich findet Anwendung beim Fügen und Trennen von Metallen. Bearbeitungsgeschwindigkeiten vom einigen m/s bis hin zu 300 m/s werden beim Trennen von Faserverbundwerkstoffen und zur Wärmebehandlung genutzt. Neue Konzepte zur hochfrequenten Strahlablenkung werden heutige Limitierungen aufheben.

The availability of brilliant high power solid state laser sources opens up new possibilities in the field of laser material processing. So far not weld able material combinations are now joinable. The quality of laser cuts can be improved. The productivity of cutting technologies can be boosted. The presentation will give an overview of actual developments at the Fraunhofer IWS in the field of remote processing with cw-high power lasers. By means of dedicated application the interaction of systems development and hence new possibilities of laser material processing will be pointed out. The high frequency beam oscillation resp. shaping in the kilo hertz range will be utilized for joining and cutting of metals. Processing speeds of some m/s up to 300 m/s are used for cutting of fiber reinforced materials and for heat treatment. New concepts for high frequency beam deflection will remove existing limitations in future.

1. Einleitung

Die fortwährende Entwicklung von Laserstrahlquellen hat in den letzten Jahren vor allem im Bereich Schneiden zu einer deutlichen Steigerung der Bearbeitungsgeschwindigkeiten geführt. Bewegungssysteme können dieser Entwicklung nur begrenzt folgen. Die hohe Brillanz der zur Verfügung stehenden Laserstrahlquellen ermöglicht zudem die Umsetzung neuer Bearbeitungsstrategien. Das Remote-Schneiden mit kontinuierlichem Laserstrahl findet im Nichtmetallbereich bereits breite industrielle Anwendung. Das Remote-Schneiden von Metallen konnte sehr erfolgreich demonstriert werden und steht kurz vor der Einführung in die Produktion. Kontinuierlich werden neue Anwendungen und Werkstoffe untersucht. Sehr erfolgversprechend ist das Trennen von Faser-Kunststoff-Verbunden.

Für das Laserstrahlschweißen eröffnet die Remote-Technik neue Möglichkeiten insbesondere beim Fügen schwer schweißbarer Verbindungen. Dabei kommt ein hochfrequent oszillierender Laserstrahl zum Einsatz, der das Feld der Bearbeitungsparameter erweitert.

Höchste Bearbeitungsgeschwindigkeiten erfordert das laserinduzierte Verfeinern magnetischer Domänen bei kornorientiertem Elektroblech. Dabei wird mit einem speziell geformten Laserstrahl eine Wärmebehandlung mit bis zu 300 m/s quer zum Bandvorschub durchgeführt.

Der Beitrag zeigt Beispiele erfolgreich umgesetzter Anwendungen der Remotebearbeitung und gibt einen Ausblick auf potentielle zukünftige Applikationen.

2. Remote-Laserstrahlschneiden

Das Remote-Laserstrahlschneiden mit kontinuierlich arbeitenden Strahlquellen von Nichtmetallen ist das am weitesten verbreitete Verfahren. Insbesondere im Verpackungsbereich findet sich auf Grund der geforderten sehr hohen Geschwindigkeiten eine Vielzahl von Anwendungen. Diese Lösungen arbeiten meist mit Laserleistungen bis 1 kW.

Bis zu 2 x 2 kW kommen beim Laserstrahlschneiden von kontinuierlich bewegtem Airbaggewebe zum Einsatz. Dabei werden zwei x-y-Scanner auf Verfahrachsen quer zum Materialvorschub bewegt (Abb. 1). Aus der Kombination des Transportes des bis zu 3 m breiten Gewebes, der Verfahrbewegung der Scanner senkrecht dazu und der zweidimensionalen Strahlablenkung selbst, ergibt sich eine Bewegungsüberlagerung, die eine dynamikangepasste Bahnaufteilung erfordert.

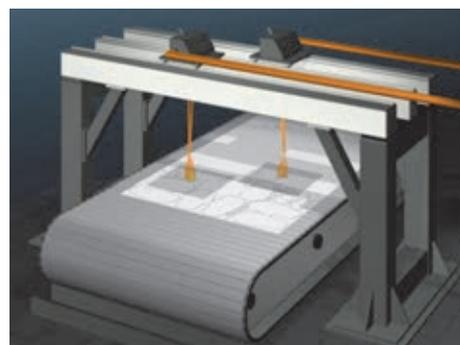


Abb. 1: Prinzip Remote-Laserschneidanlage mit kontinuierlichem Materialtransport

Weiterhin bestanden die Herausforderungen der Entwicklung in der Aufteilung der Schnittkonturen, da diese das Arbeitsfeld der Scanner teilweise deutlich überschreiten, sowie in der Optimierung der Schneidreihenfolge in Hinblick auf maximalen Materialvorschub und Laser-An-Zeit. Im Resultat konnte ein Anlagenkonzept und eine Ansteuerungslösung entwickelt werden, welche eine bis zu neunfach höheren Ausstoß gegenüber alternativen Bearbeitungssystemen ermöglichen. Die Laser-An-Zeit, was ein Maß für die Schneidzeit ohne Nebenzeiten ist, liegt nach der Optimierung stets im Bereich oberhalb 75 %. Die Effektivität und der Erfolg der entwickelten Lösung zeigen sich zudem in der Anzahl der weltweit in Produktion befindlichen Systeme. In diesem Jahr konnte die 16. Anlage installiert werden, weitere sind in Planung.

Eine Erweiterung der Anwendungsmöglichkeiten des Remote-Schneidens findet sich im Trennen von Faser-Kunststoff-Verbunden mit Hochleistungs-cw-Lasern. Die Herausforderung ergibt sich dabei aus den deutlich unterschiedlichen Materialeigenschaften der Fasern und des Matrixmaterials. Hohe Anforderungen bestehen hinsichtlich der thermischen Beeinflussung der Schnittkante. Für den Trennprozess sind Temperaturen im Bereich von 3000 °C für die Fasern und einiger 100 °C für die Matrix erforderlich. Den Anforderungen kann mit einer Bearbeitung mit gepulsten Lasern entsprochen werden. Allerdings ist die Bearbeitungsgeschwindigkeit auf Grund der begrenzten zur Verfügung stehenden mittleren Leistungen gering. Einen Kompromiss aus Bearbeitungsqualität und -geschwindigkeit stellt die Remote-Bearbeitung mit Hochleistungs-cw-Lasern dar. Die Kontrolle des Wärmeeintrages erfolgt hierbei über die hohe Relativgeschwindigkeit zwischen Laserstrahl und Werkstück im Bereich einiger m/s. Der Trennprozess erfolgt durch zyklischen Abtrag. Für die Bearbeitung kommen in Abhängigkeit des Faserwerkstoffs CO₂-Laser oder Festkörperlaser mit bis zu 5 kW mittlerer Leistung zum Einsatz. Die hochdynamische Strahlableitung wird vorzugsweise mit 3-Achsscannern mit Strahlaperturen ≥ 30 mm realisiert. In Abb. 2 ist ein Bearbeitungsmuster dargestellt.

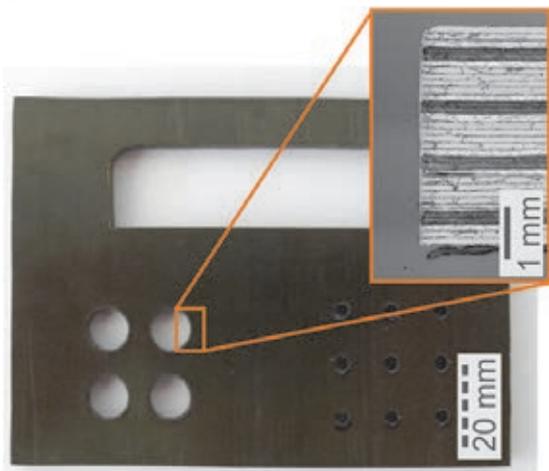


Abb. 2: Laserbearbeitung von CFK
Bearbeitungsbeispiel

Ein großes Anwendungspotential wird in Bauteilen für den Automobilbereich gesehen, sobald diese in größerer Stückzahl in Volumenmodellen Verwendung finden.

Neben dem Remote-Schneiden werden Scanner auch zum Schneiden mit Gasunterstützung verwendet. Aktuelle Untersuchungen zeigen, dass ein mit kleiner Amplitude hochfrequent oszillierender Laserstrahl das Schneidergebnis für Materialdicken von 12 mm Edelstahl positiv beeinflussen kann. Die Rauheit der Schnittkante ist bei gleicher Laserleistung geringer und homogener verteilt. In Abb. 3 ist eine entsprechende Gegenüberstellung dargestellt.

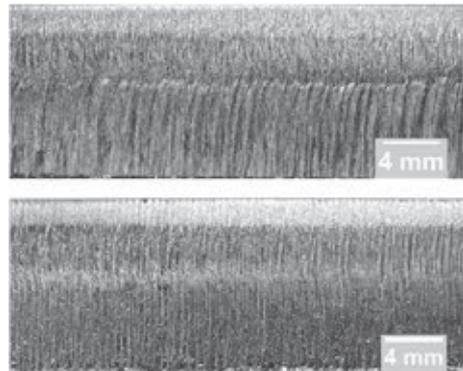


Abb. 3: Laserschnittkanten in 12 mm Edelstahl (1.4301)
oben ohne Strahloszillation (0,4 m/min; 3 kW)
unten mit Strahloszillation (0,5 m/min; 3 kW) [1]

Weiterhin ist zu bemerken, dass trotz des durch die Oszillation vergrößerten Schnittspaltes eine um mindestens 20 % höhere Schnittgeschwindigkeit bei gleicher Leistung im Vergleich zum statischen Strahl möglich ist. [1]

Die beschriebenen Effekte erfordern Oszillationsfrequenzen von mehreren kHz. Dazu wurde im Rahmen der Förderinitiative „MaBriLas“ ein angepasster Scannerkopf entwickelt. Durch ein spezielles Design der Strahlführung (Abb. 4), die Verwendung von Leichtbauspiegeln und der Definition des hochdynamischen Arbeitsbereiches können Oszillationsfrequenzen bis zu 4 kHz in x- und y-Richtung erreicht werden. [2]

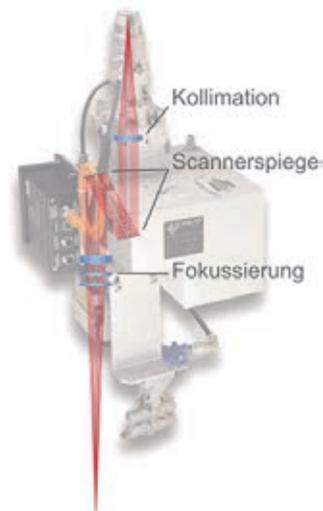


Abb. 4: Hochfrequenzscanner mit schematischem
Strahlverlauf (Fa. Scanlab) [3]

3. Remote-Schweißen

Ebenfalls auf Systemtechnik für die hochfrequente Strahloszillation greifen neueste Entwicklungen im Bereich des Laserschweißens zurück. Neben Untersuchungen zum Fügen artungleicher Materialien fokussieren sich die Arbeiten auf schwer oder nicht schweißbare Verbindungen.

Das Fügen eines Rohres aus einer Aluminium-Knetlegierung mit einem Aluminium-Druckguß-Flansch (Abb. 5) zeigt das Potential der neuen Technologie.

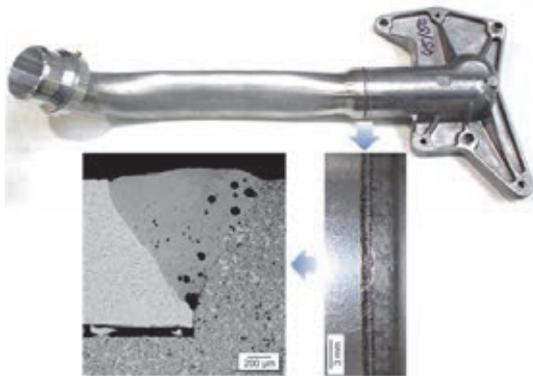


Abb. 5: Laserstrahlschweißen einer Aluminium-Knetlegierung mit Aluminium-Druckguss mit hochfrequenter Strahloszillation [4]

Die Spezifik dieser Entwicklung bestand in der Kontrolle der Poren in der Schweißnaht, um insbesondere die Dichtheit der Verbindung sicherzustellen. Einzig die Verwendung eines hochfrequent oszillierenden Laserstrahls ermöglichte reproduzierbare und anforderungsgerechte Resultate. Durch die Bewegung des Laserstrahls im Schmelzbad mit einer Amplitude von einigen Zehntelmillimetern kann das Keyhole vergrößert und die Ausgasungszeit der Schmelze verlängert werden. Schlussendlich konnte die Porenanzahl in der Schweißnaht reduziert und der Schweißprozess beruhigt werden.

Diese Entwicklung konnte mit der Integration der notwendigen Systemtechnik in eine vorhandene Roboter-Schweißzelle beim Endanwender erfolgreich umgesetzt werden. Neben der Technologie wurde ein anwendungsangepasster Bearbeitungskopf und Ansteuersoftware entwickelt. Die Gesamtlösung umfasst zudem eine optische Erkennung der Schweißposition und Spaltauswertung. Diese Applikation stellt die erste Überführung des Schweißens mit Laserstrahloszillation im Kilohertzbereich in die industrielle Produktion dar.

4. Hochgeschwindigkeitswärmebehandlung

Eine besondere Variante der Wärmebehandlung stellt die Verfeinerung der magnetischen Domänen von kornorientiertem Elektroblech dar. Durch das Induzieren eines zeitlich und lokal begrenzten thermischen Stresses wird die magnetische Struktur des speziellen Werkstoffes, welcher vorzugsweise für die Herstellung von Transformatorkernen verwendet wird, verändert. Bei geeigneter Wahl der Behandlungsparameter können dadurch die Wirbelstromver-

luste des Transformators reduziert werden. Die Wärmebehandlung erfolgt am kontinuierlich bewegten Stahlband. Senkrecht zur Vorschubrichtung werden im Abstand von typischerweise 4 – 6 mm Laserspuren über die gesamte Materialbreite erzeugt. In Bandvorschubrichtung sollte die Breite der Spuren kleinstmöglich sein. Zur Beeinflussung der Wärmeeinwirkzeit innerhalb der Laserspuren ist der Bearbeitungsspot elliptisch geformt. Diese Maßnahmen sowie die Verwendung mehrerer Laserstrahlen und die Strahlablenkung mit bis zu 300 m/s ermöglicht Bandvorschubgeschwindigkeiten von bis zu 150 m/min. Das aus bis zu zwölf Scannereinzelachsen bestehende Ablenkensystem (Abb. 6) ist in der Lage mit 4 Laserstrahlen Linien mit einer Frequenz > 600 Hz über bis zu 1,3 m Breite zu erzeugen.

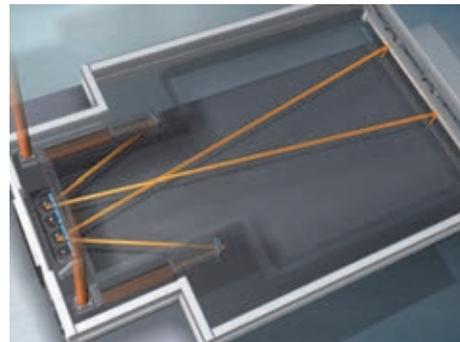


Abb. 6: Schematische Darstellung des Strahlverlaufes und der Scanneranordnung für 2 Laserstrahlen

Jeder Laserstrahl wird von einem Umschaltscanner auf einen von zwei Bewegungsscannern gerichtet. Während ein Bewegungsscanner den Laserstrahl über das Material bewegt, springt der andere Scanner vom Endpunkt der vorangegangenen Linie zum Startpunkt der nächsten. Dieser alternierende Betrieb ist notwendig, da parallele Wärmespuren auf Grund der Abstandsabhängigkeit des Effektes erzeugt werden müssen. Das synchronisierte Zusammenwirken der bis zu zwölf Einzelscanner konnte bisher in zehn Anlagen bei Stahlherstellern umgesetzt werden.

5. Neue Ablenkensysteme

Mit der zur Verfügung stehenden Systemtechnik insbesondere im Bereich der hochfrequenten Strahlablenkung konnten bereits erfolgversprechende neue Anwendungen erarbeitet bzw. umgesetzt werden. Die Untersuchungen zeigen aber auch, dass die Grenzen aus technologischer Sicht noch nicht erreicht sind. Die Limitierungen bestehen derzeit insbesondere im Bereich der Ablenktechnik. Aktuelle Entwicklungen konzentrieren sich daher auf die Qualifizierung von MEMS-Scannern für die Hochleistungsmaterialbearbeitung.

Mikro-Elektro-Mechanische-Systeme werden beispielsweise in der Projektionstechnik für Head-up-Displays verwendet. Vakuum gekapselte Systeme ermöglichen dabei sehr hohe Oszillationsfrequenzen. Bis zu 88 kHz wurden bereits erreicht. Um dieses Potential für die Lasermaterialbearbeitung ver-

füßbar zu machen, müssen folgende Anforderungen umgesetzt werden:

- Spiegelaperturen 7 ... 20 mm
- Scanfrequenzen 1 kHz ... 20 kHz
- mittlere Leistungen 50 W ... 2 kW
- Auslenkwinkel $0,03^\circ \dots 5^\circ$

Den geforderten Spiegelaperturen kann mit einem angepassten Systemaufbau Rechnung getragen werden (Abb. 7). [5]

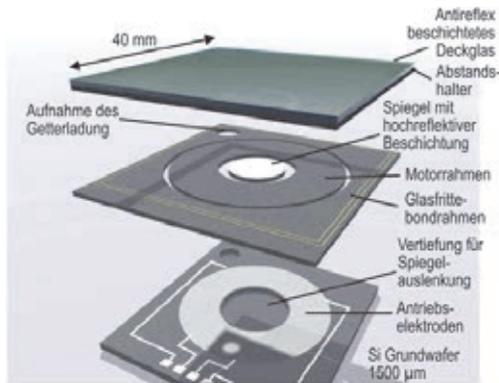


Abb. 7: Schematische Aufbau eines MEMS-Scanners (vereinfacht, ohne Feder-elemente) [5]

In Abhängigkeit des Spiegeldurchmessers müssen Antriebskonzepte entwickelt bzw. optimiert werden, um die avisierten Scanfrequenzen und Auslenkwinkel zu erreichen. Sehr herausfordernd ist der Bedarf von bis zu 2 kW übertragbarer Laserleistung. Trotz Reflektivitäten der Spiegelbeschichtungen von deutlich über 99 % verbleibt ein Teil der Laserleistung im Spiegel. Durch die Vakuumkapselung des Spiegels fehlt das Medium zur Wärmeabfuhr. Die Aufhängungsstruktur (Abb. 8) des Spiegels ist nur bedingt in der Lage die eingetragene Wärme abzuleiten. Hier sind weiterführende Konzepte gefragt, an denen aktuell gearbeitet wird.



Abb. 8: Biaxialer MEMS-Scanner mit 20 mm Apertur (passiver high-Q 2D-Resonator, 2-DOF) [5]

Die MEMS-Scanner eröffnen neben den dynamischen Eigenschaften neue Möglichkeiten Integration in bestehende Bearbeitungssysteme. Besonders hervorzuheben ist dabei das Ein-Spiegel-Design. Die MEMS-Scanner werden zukünftig das Spektrum der Galvanometerscanner ergänzen.

6. Zusammenfassung

Die Remotebearbeitung ist in nahezu alle Segmente der Lasermakromaterialbearbeitung vorgedrungen. Im Bereich des Laserschneidens gibt es eine Vielzahl von industriellen Anwendungen im Nichtmetallbereich. Eine neue Materialgruppe die Faser-Kunststoff-Verbunde wird derzeit für Materialbearbeitung mit Hochleistungs-cw-Lasern erschlossen. Für das Trennen von Metallen eröffnen sich mit den Untersuchungen zum Schneiden mit Strahloszillation neue Potentiale neben dem Remote-Schneiden dünner Materialien.

Das Schweißen konnte mit einer ersten Applikation zum Fügen einer schwer schweißbaren Verbindung mit hochfrequenter Strahloszillation erfolgreich in den Produktionsprozess überführt werden.

Die Möglichkeiten und die Dynamik der Remote-technologie zeigt sich unter anderem in der laserinduzierten Domänenverfeinerung von kornorientiertem Elektroblech, wo Bearbeitungsgeschwindigkeiten von bis zu 300 m/s erforderlich sind.

Zur weiteren Steigerung der Dynamik werden derzeit Untersuchungen zur Qualifizierung von MEMS-Scannern für die Lasermakromaterialbearbeitung mit durchgeführt. Es ist zu erwarten, dass damit neue Applikationen möglich werden und bestehende Verfahrensgrenzen verschoben werden können.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die Unterstützung bei den Fördermittelgebern

- der Förderinitiative „MaBriLas“ des BMBF (13N10197) und
- des FhG internes Programmes unter der Fördernummer WISA 824 747.

Literaturverzeichnis

- [1] Goppold, C., Pinder, T., Herwig, P., Mahrle, A., Wetzig, A., Beyer, E.: Beam oscillation – periodic modification of the geometrical beam properties, LIM Konferenz, 2015, München
- [2] Krätzs, M., Standfuß, J., Klotzbach, A., Kaspar, J., Brenner, B., Beyer, E.: „Laser beam welding with high-frequency beam oscillation: welding of dissimilar materials with brilliant fiber lasers“. Physics Procedia 41, 2011
- [3] Hauptmann, J., Klotzbach, A., Herwig, P., Beyer, E.: On the Fly Processing and High Speed Remote Welding, Welding and Joining Workshop, 2012, Schaumburg, Illinois, USA
- [4] Freydank, H., Dittrich, D.: New perspectives for laser beam welding of Al-die cast material, Automotive Engineering Kongress, 2015, Nürnberg
- [5] Sengera, F., Hofmann, U., Wantoch, T. von, Mallas, C., Janes, J., Benecke, W., Herwig, P., Gawlitza, P., Ortega-Delgado, M., Gruhne, C., Hannweber, J., Wetzig, A.: Centimeter-Scale MEMS Scanning Mirrors for High Power Laser Application, Proceedings of SPIE Vol. 9375, 937509V

HOCHRATE MICRO CLADDING – OBERFLÄCHENSTRUKTUREN DURCH SCHNELLEN UND NEUARTIGEN MATERIALAUFTRAG

M. Erler, R. Ebert, S. Gronau, M. Horn, S. Klötzer, H. Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Micro Cladding, wie es am Laserinstitut Hochschule Mittweida (LHM) realisiert wird, nutzt eine neuartige Form des Materialauftrages. Im Gegensatz zum klassischen Laserpulverauftragschweißen im Mikrobereich [1-5] werden hierbei gezielt Mikro-Kavitäten in die zu generierende Struktur eingebracht. In der Bestrahlungspause füllen sich die Kavitäten mit Pulver, wodurch die Volumenbauraten signifikant gesteigert werden kann [6, 7]. Zur Realisierung von hohen Volumenbauraten kamen ein kurzgepulster Faserlaser hoher Leistung sowie alternativ ein schnell modulierter cw-Faserlaser in Kombination mit einer schnellen Strahlableitung zum Einsatz. Damit konnten für den Mikrobereich sehr hohe Volumenbauraten von größer 3.500 mm³/h erzielt werden. Die minimalen Strukturauflösungen lagen bei 40 µm. Die untersuchten Parameterabhängigkeiten des Verfahrens werden aufgezeigt und diskutiert. Erste 3D-Oberflächenstrukturen werden gezeigt. Des Weiteren wird eine neue Methode zur schnellen Beschichtung mit Schichtdicken im Mikrometerbereich vorgestellt.

1. Einleitung

Micro Cladding zählt zu den generativen Fertigungsverfahren. Das Verfahren wird meist mit cw-Laser und einer durch Achsen oder Roboter realisierten Relativbewegung ausgeführt. Die Fokussierung erfolgt über eine Festoptik. Zum Erreichen eines Materialauftrages wird ein Schmelzbad auf der Werkstückoberfläche erzeugt, in dem das auftretende Pulver eingeschmolzen wird. Zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des Schmelzbades in der Wechselwirkungszone werden hohe Streckenenergien von größer 10 J/cm benötigt. Dies hat den Nachteil, dass das Substrat und die aufgebauten Struktur thermisch stark belastet werden. Außerdem bleibt die Bearbeitungsgeschwindigkeit mit kleiner 10 mm/s gering [1-5].

Am LHM wurde hingegen eine völlig neuartige Verfahrensvariante entwickelt. Die Besonderheit ist dabei die Nutzung eines kurzgepulsten Faserlasers in Verbindung mit einem schnellen Galvanometer-Scanner [8]. Hierdurch konnten hohe Ablenkgeschwindigkeiten von größer 1 m/s und geringe Streckenenergien von kleiner 0,1 J/cm appliziert werden. Für die Nutzung der schnellen Strahlableitung wurde ein neuartiger Prozess kreiert, um auch dabei einen effektiven Materialauftrag realisieren zu können [6, 7]. Aufgrund der hohen Ablenkgeschwindigkeiten konnte der Pulverstrahl nicht wie im klassischen Auftragschweißen mitgeführt werden. Stattdessen wurde über eine Koaxial- bzw. Flachstrahldüse ein quadratischer oder rechteckiger Pulverfleck auf der Werkstückoberfläche erzeugt, innerhalb dessen die Bearbeitung stattfand. Durch Verwendung hoher Pulsspitzenintensitäten von größer 10⁸ W/cm³ wurden gleichzeitig eine gezielte Mikrostrukturierung in Form von regelmäßigen Kavitäten in die zu generierten Strukturen eingebracht (Abb. 1a, c). In der Bestrahlungspause wurden die Kavitäten mit Pulver befüllt (Abb. 1d). Durch Bestrahlung der gefüllten Kavität mit hohen Intensitäten und ausreichend hohen Pulsenergien bzw. Fluenzen entstanden Schmelzränder um die Kavität (Abb. 1b). Hierdurch wuchsen die Kavitäten mit steigender

Anzahl an Bestrahlungen kontinuierlich in die Höhe. Eine weitere Bedingung zur Erzeugung regelmäßiger Kavitäten war ein definierter geometrischer Pulsabstand, der im Bereich des Fokusedurchmessers liegen musste. Außerdem musste eine exakte geometrische Wiederholbarkeit der Laserpulse von Bestrahlung zu Bestrahlung gewährleistet sein.

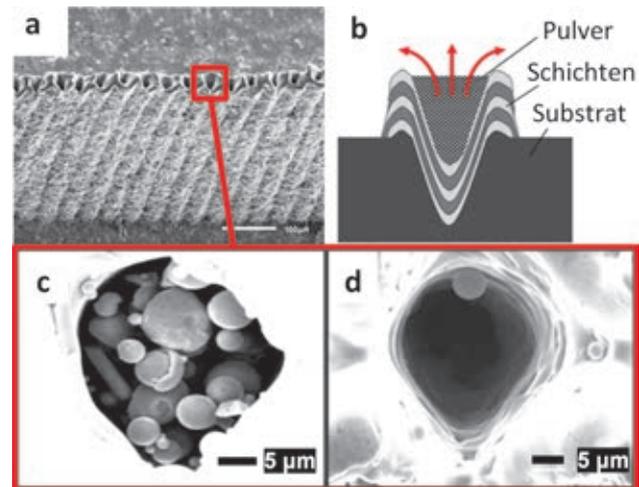


Abb. 1: (a) REM-Aufnahme einer Mikrowand mit Ausbildung regelmäßiger Kavitäten. (b) Prinzipskizze des Aufbauvorganges. (c) und (d) REM-Aufnahmen von den sich bildenden regelmäßigen Kavitäten vor (c) und nach (d) der Ultraschallreinigung.

Um das Verfahren auch im Makrobereich für die Generierung von Mikrostrukturen auf größeren Flächen oder z. B. in der Massenproduktion ökonomisch anwendbar zu machen, war die Weiterentwicklung hin zu einem Hochrate-Verfahren erforderlich. Hierzu musste die Laserleistung, die Pulswiederholfrequenz und die Ablenkgeschwindigkeit weiter skaliert werden. Die in dieser Veröffentlichung vorgestellten Untersuchungen zum Micro Cladding befassen sich neben der schnellen Generierung von 3D-Mikrostrukturen auch mit den Möglichkeiten der Oberflächenbeschichtung. Erste Ergebnisse hierzu werden aufgezeigt und diskutiert.

Mögliche Anwendung der Generierung von 3D-

Mikrostrukturen liegen dabei in der Oberflächenstrukturierung zur Reduzierung von Strömungswiderständen, der Erzeugung von Mikrostrukturen mit Hinterschneidungen auf Turbinenschaufeln zur Schichtstabilisierung oder von Mikro-Heizelementen oder der Reparatur von Mikrobauteilen [1-5]. Anwendungen für schnelle Oberflächenbeschichtungen werden im Bereich des Verschleiß- und Gleitschutzes gesehen [5, 9].

2. Experimentelle Details

Für die Untersuchungen zur Skalierung des Prozesses hin zu einem Hochrate-Verfahren wurden zwei verschiedene Strahlquellen und Strahlablensysteme genutzt. Zum einen wurden ein kurzgepulster Hochleistungsfaserlaser und ein Galvanometer-Scanner verwendet. Zum anderen, ein cw-Hochleistungsfaserlaser in Verbindung mit einem akustooptischen Modulator (AOM) und einem Polygonspiegelscanner. Durch die Modulation der cw-Laserstrahlung konnte ein quasi gepulstes Regime erzielt werden, wodurch die Ausbildung von Kavitäten möglich war. Tab. 1 liefert einen Überblick zu den Versuchsparametern. Die benötigte geometrische Wiederholgenauigkeit der Auftrefforte der Laserpulse von Bestrahlung zu Bestrahlung war bei beiden Systemen durch deren hohe Präzision gegeben.

Tab. 1: Überblick über die verwendeten Prozessparameter zur Erzeugung von 3D-Mikrostrukturen und Flächen

Anwendung	3D-Mikrostrukturen		Fläche	
Beschichtungsmaterial	Edelstahl (1.4404)		Inconel 625	
Scanner	Galvo		Polygon	
Laser	ns-Faserlaser		cw-Faserlaser	
maximale Laserleistung [W]	200 (P_{AV}) 7.000 (P_{MAX})		3.000 (P_{MAX})	
maximale Pulswiederhol-frequenz [MHz]	1		2 (moduliert)	cw
Pulsdauer [ns]	30 – 240		500	
Brennweite [mm]	500	255	255	167
Fokusbereich [µm]	72,6	34,5	38	26
maximale Pulsspitzenintensität [10^8 W/cm ²]	3,3	14,7	5,3	11,3
maximale Ablenkgeschwindigkeit [m/s]	30	20	500	300

Für die 3D-Mikrostrukturen wurde ein austenitischer CrNiMo - Stahl verwendet, bei den Untersuchungen zur Oberflächenbeschichtung hingegen eine Nickel-superlegierung. Beide Pulver hatten einen mittleren Partikeldurchmesser von ca. 6 µm und besaßen eine zumeist sphärische Partikelform. Als Substratmaterial diente Edelstahl (1.4301).

Das Pulver-Gasgemisch wurde über eine selbst entwickelte 40 mm breite Flachstrahldüse am Bearbeitungsort homogen verteilt. Für die Untersuchungen wurde ein Düsenanstellwinkel von 55 Grad zur Werkstückoberfläche verwendet. Bei den Untersu-

chungen zur schnellen Beschichtung kam ein Winkel von 0 Grad (parallel zur Oberfläche) zum Einsatz. In Abb. 2 werden ein Foto des neuartigen Versuchstandes und die schematische Versuchsanordnung gezeigt.

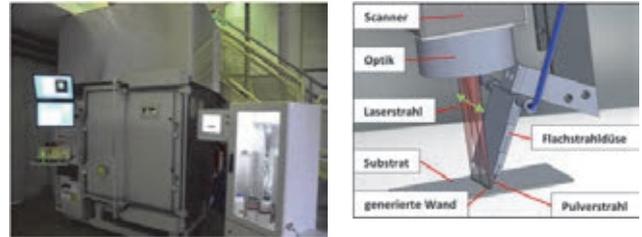


Abb. 2: links: Foto von der Gesamtanlage des neuartigen Versuchstandes; rechts: schematische Darstellung der Versuchsanordnung

3. Ergebnisse und Diskussionen

3.1. Erzeugung von 3D-Mikrostrukturen mit gepulstem Faserlaser und Galvanometer-Scanner

Aufbauend auf den Erkenntnissen früherer Untersuchungen wurde damit begonnen, die optimalen Pulsspitzenintensitäten und geometrischen Pulsabstände für die sich ergebenden Fokusbereiche (34,5 und 72,6 µm) zu ermitteln. Außerdem wurde der Einfluss der Pulsdauer auf den Aufbauprozess untersucht. Die Auswertung der Versuche erfolgte anhand von generierten Mikrowänden. In Abb. 3 ist zunächst die Abhängigkeit der mittleren Schichthöhe vom geometrischen Pulsabstand dargestellt. Die mittlere Schichthöhe wurde dabei aus gemessener Höhe der generierten Mikrowände dividiert durch die Anzahl der Bestrahlungen errechnet. Wie in den früheren Untersuchungen ergab sich ein Maximum bei optimalem Pulsabstand. War der Pulsabstand zu gering kam es zur Grabenbildung, der zur Pulverspeicherung ungeeignet war. Bei zu großen Pulsabständen bildeten sich aufgrund des fehlenden Pulsüberlapps vereinzelt Mikrotürme (Abb. 6b), ebenfalls mit verringertem Schichthöhenwachstum.

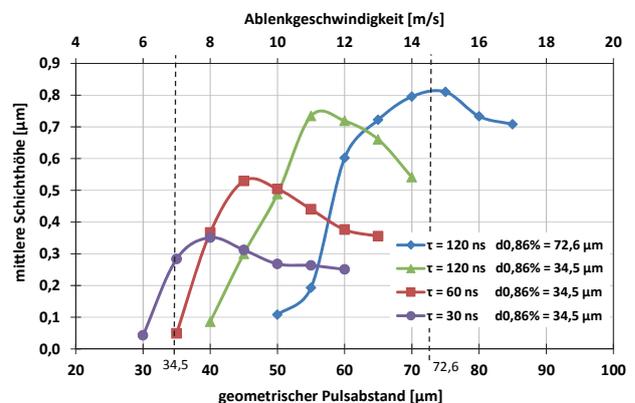


Abb. 3: Abhängigkeit der mittleren Schichthöhe vom geometrischen Pulsabstand bzw. der Ablenkgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Pulsdauern und Fokusbereichen (gestrichelte Linien), $f_{Puls} = 200$ kHz

Der Pulsabstand sollte erfahrungsgemäß optimal sein, wenn er dem sich bildenden Kavitäten-

durchmesser entsprach. Erwartungsgemäß sollte dieser im Bereich des Fokusbereichs liegen (gestrichelte Linien). Jedoch konnte dies nur bei einem Fokusbereich von $72,6 \mu\text{m}$ festgestellt werden. Bei dem kleineren Fokusbereich von $34,5 \mu\text{m}$ war hingegen ein deutlich größerer Pulsabstand für eine optimale Schichthöhe erforderlich. Außerdem nahmen bei kürzeren Pulsdauern der optimale Pulsabstand sowie die Schichthöhe ab. Grund waren die geringeren Pulsenergien bei kürzeren Pulsdauern. Dadurch sinkt die Pulsspitzenintensität. Hierdurch kam es zur Ausbildung von kleineren Kavitäten wodurch sich die geringeren Schichthöhen und geometrischen Pulsabstände erklären. Die maximale mittlere Schichthöhe von $0,81 \mu\text{m}$ pro Bestrahlung wurde bei dem größeren Fokusbereich von $72,6 \mu\text{m}$ erzielt. Durch die Ausbildung größerer Kavitäten wurde in diesem Fall mehr Pulver gespeichert, wodurch auch eine größere Schichthöhe entstehen konnte. Bei früheren Untersuchungen wurden vergleichbare mittlere Schichthöhe (maximal $0,7 \mu\text{m}$) erzielt, jedoch bei ein Fünftel der Ablenkgeschwindigkeit. Die erzielten Wandstärken der Mikrowände lagen dabei immer im Bereich des optimalen Pulsabstandes. Damit betrug die minimal erzielbare Wandstärke bzw. Strukturauflösung bei einer Pulsdauer von 30 ns ca. $40 \mu\text{m}$.

Die Ergebnisse zum Einfluss der Pulsspitzenintensität auf die Volumenbaurrate sind in Abb. 4 dargestellt. Beim Fokusbereich von $72,6 \mu\text{m}$ war die optimale Pulsspitzenintensität deutlich geringer als bei dem geringeren Fokusbereich. Die erzielte maximale Volumenbaurrate lag bei enormen $3.900 \text{ mm}^3/\text{h}$. Eine Erhöhung der Intensität zur Weiterführung des Kurvenverlaufes der Volumenbaurrate war aufgrund begrenzter Pulsenergie nicht möglich. Die optimalen Pulsspitzenintensitäten bei dem kleinen Fokusbereich waren mindestens um den Faktor drei höher als bei dem großen Fokusbereich. Die maximale Volumenbaurrate lag hier bei knapp $1.800 \text{ mm}^3/\text{h}$ und wurde bei einer Pulsspitzenintensität von $9,3 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ und bei Pulsdauern von 120 und 240 ns erreicht. Mit Erhöhung der Intensität blieb sie gleich, so dass kein Maximum existierte. Die größere Volumenbaurrate bei größerem Fokusbereich war auf die größere Schichthöhe und höhere Ablenkgeschwindigkeit zurückzuführen (Abb. 3).

Bei den kürzeren Pulsdauern war ein kontinuierlicher Anstieg der Volumenbaurrate zu verzeichnen, was vermutlich auf die noch zu geringen Pulsenergien bzw. Fluenzen zurückzuführen war. Die Volumenbaurrate war bei den kürzeren Pulsdauern aus den bereits genannten Gründen generell niedriger.

Eine Erklärung für die Unterschiede der Optima von Pulsspitzenintensität und Pulsabstand könnte sein, dass durch das geringere Verhältnis von Partikel- zu Fokusbereich bei dem kleineren Fokusbereich eine stärkere Abschwächung des Laserstrahles vorlag. Um dies zu kompensieren, waren höhere Laserleistungen bzw. Intensitäten erforder-

lich. Die höheren Intensitäten wiederum führten zu den größeren Durchmessern der Kavitäten und damit notwendigerweise auch von deren Pulsabständen. Verringert man den Fokusbereich verringert sich auch der Kavitätendurchmesser wodurch weniger Pulvervolumen aufnehmbar ist. Das Pulveraufnahmevermögen wird noch weiter verringert, wenn der Kavitätendurchmesser durch sich verringere Fluenzen infolge kleinerer Pulsenergien bei kürzeren Pulszeiten weiter reduziert wird.

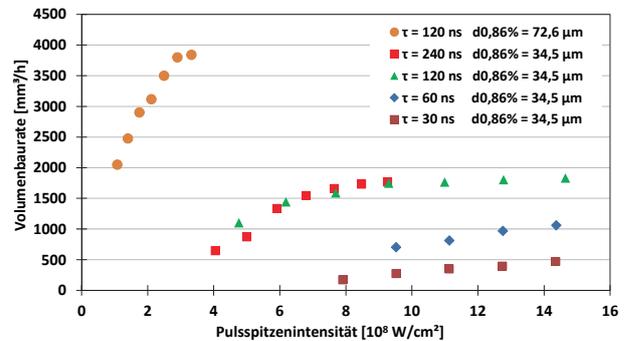


Abb. 4: Abhängigkeit der Volumenbaurrate von der Pulsspitzenintensität bei unterschiedlichen Pulsdauern und Fokusbereichen, $f_{Puls} = 200 \text{ kHz}$

Aufgrund dessen, dass die maximale Volumenbaurrate beim kleinen Fokusbereich und einer Pulsdauer von 120 ns bereits ab einer Pulsspitzenintensität von $9,3 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ mit einer Pulsenergie $< 0,7 \text{ mJ}$ erreicht wurde (Abb. 4), konnten bei dem verwendeten Laser auch höhere Pulswiederholungsfrequenzen unter Beibehaltung der Pulsspitzenleistung und der maximalen mittleren Leistung von 200 W untersucht werden. Dies galt ebenso für die Pulsdauern von 60 und 30 ns . Die maximal erzielbare Pulswiederholungsfrequenz, bei gleicher Pulsenergie bzw. Pulsspitzenintensität, lag bei 1.000 kHz ($\tau = 30 \text{ ns}$) und 500 kHz ($\tau = 60 \text{ ns}$). Bei gleichbleibenden geometrischen Pulsabständen konnten somit höhere Ablenkgeschwindigkeiten umgesetzt werden, wodurch eine Steigerung der Volumenbaurrate zu erwarten war. Eine Begrenzung ergab sich nur durch die maximale Ablenkgeschwindigkeit von 20 m/s . Die Ergebnisse hierzu sind in der Abb. 5 dargestellt.

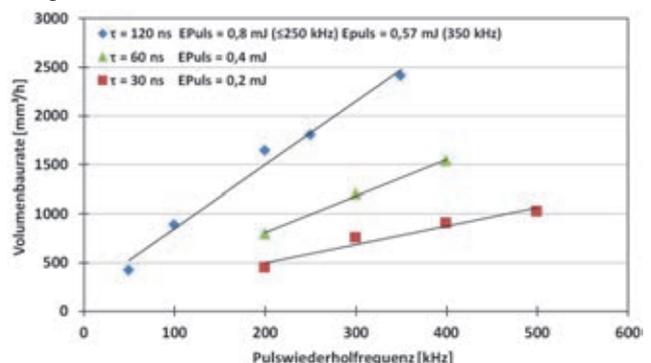


Abb. 5: Abhängigkeit der Volumenbaurrate von der Pulswiederholungsfrequenz und damit auch der Ablenkgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Pulsdauern, $d_{0,86\%} = 34,5 \mu\text{m}$

Die Volumenbaurrate konnte somit auf knapp 2.500 mm³/h gesteigert werden. Bei den kürzeren Pulsdauern konnte ebenso eine Steigerung der Volumenbaurrate erzielt werden. Zum Erreichen höherer Ablenkgeschwindigkeiten soll zukünftig auch hier ein Polygonspiegelscanner zum Einsatz kommen. Jedoch kann derzeit die notwendige geometrische Wiederholbarkeit der Laserpulse von Bestrahlung zu Bestrahlung noch nicht realisiert werden.

Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen eindrucksvoll die gute Skalierbarkeit des Verfahrens. Durch Anpassung der Prozessparameter konnte die Volumenbaurrate von 187 mm³/h auf 3.900 mm³/h gesteigert werden.

Anhand verschiedener Demonstratoren soll nun die Leistungsfähigkeit des Verfahrens verdeutlicht werden. Zur Erzeugung von 3D-Oberflächenstrukturierungen kam ein XY-Achssystem zur Anwendung. Abb. 6a zeigt die Nachbildung einer Haifischhaut-Mikrostruktur zur Reduzierung des Strömungswiderstandes. Die Oberfläche der Mikrowände wurde zudem durch umschmelzen geglättet. Durch große geometrische Pulsabstände ließen sich auch Mikrotürme erzeugen. Für halbkugelförmige Spitzen wurden die Mikrotürme nachträglich umgeschmolzen (Abb. 6b). Das Umschmelzen der Oberfläche von generierten Mikrostrukturen kann dabei gezielt genutzt werden, um Hinterschneidungen zu realisieren. Des Weiteren waren auch Mikrowände mit einer variablen Breite erzeugbar. Das soll anhand eines schneidförmigen Wandquerschnitts verdeutlicht (Abb. 6c) werden. Auch bei den generierten Mikroschneiden wurde eine Glättung der Wandoberfläche vorgenommen. Für die Generierung von großflächigen Mikrostrukturen wurde zudem eine vergrößerte Flachstrahlldüse entwickelt, die eine Austrittslänge von 200 mm statt bisher 40 mm besitzt. Damit konnten 200 mm lange Mikrowände mit einer gleichmäßigen Bauhöhe generiert werden (Abb. 6d). Am linken Rand kam es zu geometrischen Abweichungen aufgrund von optischen Fehlern der verwendeten Optik.

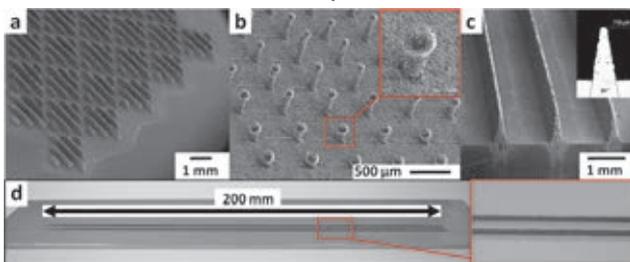


Abb. 6: REM-Aufnahmen von erzeugten 3D-Oberflächenstrukturen mit Hochrate Micro Cladding:

(a) Nachbildung einer Haifischhautstruktur; (b) Mikrotürme mit umgeschmolzener Spitze zur Erzeugung von Hinterschneidungen; (c) Mikrowände mit schneidförmigen Wandquerschnitt; (d) Foto von 200 mm langen und ca. 0,7 µm hohen Mikrowänden (mittels Flachstrahlldüse mit einer Austrittsöffnung von 200 x 0,5 mm² generiert).

3.2. Erzeugung von 3D-Mikrostrukturen mit Polygonspiegelscanner und modulierter cw-Laserstrahlung

Zum Erreichen höherer Ablenkgeschwindigkeiten wurden die Untersuchungen mit einem Polygonspiegelscanner fortgesetzt. Mit der modulierten cw-Strahlung konnte steuerungstechnisch die notwendige geometrische Wiederholgenauigkeit erzielt werden. Variiert wurden Ablenkgeschwindigkeit, Modulationsfrequenz und Intensität. Die höchste Volumenbaurrate von 3.600 mm³/h konnte bei einer Ablenkgeschwindigkeit von 100 m/s, einer Frequenz von 1,5 MHz und einer Pulsdauer von ca. 300 ns erzielt werden (Abb. 7 unten). Der geometrische Pulsabstand lag bei 66 µm. Die Wandstärke betrug hingegen nur ca. 40 µm. Bei Verwendung solcher hoher Ablenkgeschwindigkeiten kam es schon zu einer geometrischen Pulsstreckung. Außerdem besaß der zum schalten verwendete AOM eine Anstiegs- und Abfallzeit von 500 ns, wodurch die Leistung bei der verwendeten Frequenz von 1,5 MHz nicht auf null reduziert wurde sondern nur zwischen 100% und 80% moduliert werden konnte. Beides erklärt, warum trotz größeren Pulsabstandes gegenüber der Wandstärke eine geschlossene Mikrowand entstand.

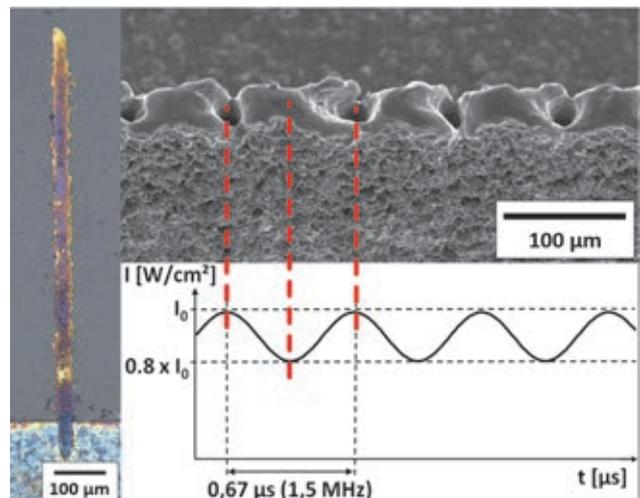


Abb. 7: Ergebnisse aus den ersten Untersuchungen mit modulierter cw-Strahlung und Polygonspiegelscanner ($v = 100$ m/s, $I_0 = 3,5 \cdot 10^8$ W/cm²): links geätzter Querschliff, oben REM-Aufnahme der Kavitäten und unten Diagramm vom zeitlichen Intensitätsverlauf.

In Abb. 7 oben ist zu erkennen, dass es durch die Pulsstreckung und der nur auf 20% reduzierten Intensität zwischen den Pulsen zu verstärkter Schmelzanlagerung kam. Dies schien aber die Gleichmäßigkeit der Bauhöhe nicht zu beeinflussen, führte jedoch zur Verkleinerung der Kavitäten-durchmesser und damit zur verringerten Pulverspeicherung. Die mittlere Schichthöhe lag daher nur bei ca. 0,25 µm und war damit deutlich kleiner als im Vergleich zur kurzgepulsten Strahlung. Beim Vergleich der Volumenbaurrate zur Strukturauflösung konnte jedoch durch eine höhere eingebrachte Leistung eine Vergrößerung festgestellt werden. Am Querschliff (Abb. 7 links) war wie auch bei kurzgepulster Strahlung keine Oxidation zu erkennen. Die-

se ersten Untersuchungen haben gezeigt, dass die Generierung von Mikrowänden auch bei hohen Ablenkgeschwindigkeiten bzw. kleinen zeitlichen Pulsabständen möglich war. Die Vergrößerung des Kavitätendurchmessers zur Erhöhung der Speichervirkung ist Bestandteil weiterführender Untersuchungen. Der Einsatz noch größere Ablenkgeschwindigkeiten wird vermutlich durch die auftretende geometrische Pulsstreckung begrenzt.

3.3. Untersuchungen zur schnellen Beschichtung mit Polygonspiegelscanner und cw-Laserstrahlung

Zur Nutzung des Micro Cladding Verfahrens zur schnellen Beschichtung mit Schichtdicken im Mikrometerbereich wurde eine neue Verfahrensvariante entwickelt. Zur Erzeugung der Schichten wurde ein Effekt ausgenutzt, der schon in einer früheren Arbeit untersucht wurde [6]. Er tritt auf, wenn Pulverpartikel mit hoher Intensitäten bestrahlt werden. Durch eine oberflächennahe Verdampfung und den dadurch auftretenden Rückstoßeffekt werden die Partikel in Richtung des Laserstrahls beschleunigt und abgelenkt. Die Wirkung des Rückstoßeffektes ist in der Abb. 8 verdeutlicht. Die Fokusebene befand sich in der Mitte des Pulverstrahls. Anhand der Plasmaausbildung war die Fokusebene des Laserstrahls gut zu erkennen. In diesem Bereich fand die Partikelablenkung statt. Bei Eintreten des Pulvers in den Laserstrahl wurden die Pulverpartikel bereits oberhalb der Oberfläche erwärmt. Die Intensität reichte an der Stelle jedoch nicht für eine oberflächennahe Verdampfung aus. Unterhalb des Plasmabereiches war die Ablenkung der Partikel in Richtung Laserstrahl deutlich zu erkennen. Durch Platzierung des Substrates unterhalb der Fokusebene wurde eine Beschichtung realisiert. Für die hier vorgestellten Untersuchungen wurde ein Rechteck mit den Kantenlängen der Düsenbreite und einer Breite von 10 mm beschrieben. Zukünftig soll die Beschichtung von größeren Flächen mittels Achsbewegungen realisiert werden.

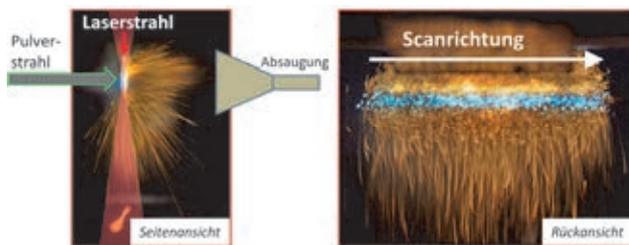


Abb. 8: Fotos des auftretenden Rückstoßeffektes ($I_0 = 11 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$, $v = 200 \text{ m/s}$).

Bei den ersten Untersuchungen wurde festgestellt, dass die Flächenrate entscheidend von der Intensität und der Substratposition abhing. War die Intensität zu gering, erhielten die Partikel keinen oder nur einen geringen Rückstoß. Sie wurden infolgedessen nicht in die Substratoberfläche eingeschmolzen. Mit zunehmender Intensität war die Partikelauflösung deutlich zu erkennen (Abb. 9 oben). Für eine effektive Beschichtung wurde eine ideale Substratposition zwischen 2 und 3 mm unterhalb der Fokus-

ebene ermittelt. War der Abstand zur Fokusebene zu gering, kam es durch die hohen Intensitäten zum Abtrag des Substrates. War hingegen der Abstand zu groß, kühlten sich die Partikel in der Bewegung zu stark ab. Zur Erzeugung einer geschlossenen Schicht, waren je nach Prozessparametern, 10 bis 30 Bestrahlungen notwendig. Bei weiteren Bestrahlungen nahm die Schichtdicke zu. Die Bestrahlungen sorgten auch dafür, dass bereits anhaftende Partikel in die Schicht eingeschmolzen wurden.

Für die Ablenkgeschwindigkeit wurde das Optimum bei 250 m/s ermittelt. Bei noch höherer Ablenkgeschwindigkeit sank die Beschichtungseffizienz infolge geringerer Verweildauern deutlich ab.

Die Abb. 9 zeigt eine Auswahl von verschiedenen Aufnahmen und Messungen an der hochwertigsten Schicht. Bei einem Vergleich der chemischen Zusammensetzung des Pulvermaterials Inconel 625 mit der Zusammensetzung der Schicht war eine gute Übereinstimmung festzustellen. Anhand des Mapping Bildes eines Querschliffes (Abb. 9 unten) war gut der geringe Durchmischungsbereich von Substratoberfläche und Beschichtung zu erkennen, weshalb das Verfahren für thermisch empfindliche Materialien prädestiniert ist.

Bei einer mittleren Schichtdicken von 5 μm ergab sich eine Flächenrate von 242 cm^2/min . Die Ergebnisse waren vergleichbar mit aus der Literatur bekannten Werten [7].

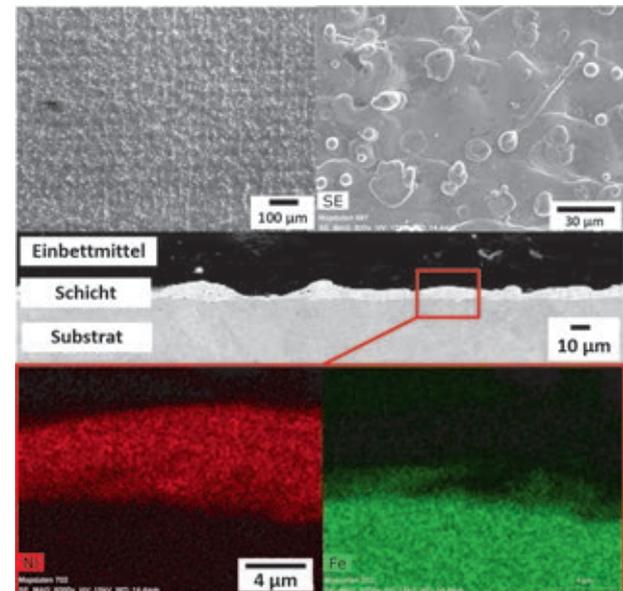


Abb. 9: REM und Mapping-Aufnahmen einer dünnen Beschichtung mit Nickelsuperlegierung: Oben links und rechts Draufsicht-Übersichtsaufnahme und Details, Mitte: Querschliff, unten chemische Zusammensetzung und Detailaufnahmen des Durchmischungsbereiches

Bezüglich der erzielbaren Schichtdicken deckt die neuartige Verfahrensvariante den Bereich zwischen Dünnschichtverfahren ($< 1 \mu\text{m}$) und thermischer Beschichtung ($> 50 \mu\text{m}$) ab.

4. Ausblick

Derzeit stehen am Laserinstitut Hochschule Mittweida sowohl kurzgepulste als auch cw- Faserlaser mit noch höherer Leistung zur Verfügung. Damit wären zukünftig Volumenbauraten bei 3D-Mikrostrukturen von 9.750 mm³/h und Flächenrate bei der Beschichtung von 1.000 cm²/min möglich. Außerdem sollen weitere Untersuchungen zur Verbesserung des Prozessverständnisses, insbesondere bei der ultraschnellen Strahlableitung mittels Polygonspiegelscanner, folgen.

Aufgrund der Explosionsgefahr bei dem so notwendigen hohen Pulverdurchsatz findet der Prozess zukünftig komplett unter Schutzgas statt. Ein Zyklonabscheider soll die Rückführung des hochwertigen Pulvers ermöglichen.

Danksagung

Das dieser Veröffentlichung zugrundeliegende Vorhaben „Marktorientiertes Hochrate Micro / Macro Cladding“ wurde mit Mitteln des BMBF unter dem Förderkennzeichen 03IPT506A im Rahmen der Innovationsinitiative Neue Länder „Unternehmen Region“ gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

Literaturverzeichnis

- [1] Weidlich, Nils, et al. "Metallische Funktionsbauteile im Mikromaßstab durch einstufiges Laserstrahlmikroauftragschweißen." *Schweißen und Schneiden* 61.9 (2009): 545.
- [2] Brückner, F., Nowotny, S., Riede, M., Kubisch, F., Leyens, C., & Beyer, E. (2013). Surface Functionalization by High-precision Laser Cladding. *Laser Technik Journal*, 10(1), 29-31.
- [3] T. Jambor, K. Wissenbach: Micro-Laser-Cladding with High Quality Fibre Lasers. In: *Lasers in Manufacturing 2007 (LIM)*, 4th International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, München, DE, Jun 18-22, 2007, S. 193–197.
- [4] J. del Vala, R. Comesañaa F. Lusquiñosa A. Riveiroa F. Quintero J. Pou: Downscaling of conventional laser cladding technique to micro-engineering. In: *Physics Procedia*, Volume 5, Part 1, 2010, Laser Assisted Net Shape Engineering 6, Proceedings of the LANE 2010, Part 1, S. 341–348.
- [5] J.del Val, A. Riveiro, R.Comesana: Laser Micro-Cladding- a Novel Laser Additive Technique to Produce Hard Micro-Coatings. Proceedings of the ICALEO 2010, 29th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics, Anaheim/Ca., September 26-30, 2010, USA, paper#M306.
- [6] Erler, Martin: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Verfahren Micro Cladding; Masterarbeit 2011; Hochschule Mittweida; Fakultät Mathematik, Naturwissenschaften, Informatik
- [7] M. Erler, R. Ebert, S. Klötzer, H. Exner: Erhöhung der Baurate beim Micro Cladding durch gezielte Mikrostrukturierung, 22th International Scientific Conference Mittweida, Oktober 24-25, Scientific Reports Nr. 2, 50-53 (2012).
- [8] S. Klötzer, M. Erler, L. Hartwig, R. Ebert, B. Steiger, H. Exner: Micro-cladding using a pulsed fibre laser and scanner, Proceedings of the 11th International Symposium on Laser Precision Microfabrication (LPM), 07.-10.06.2010, Stuttgart, Germany, 1-5
- [9] Coating through high-speed laser material deposition (2014). Fraunhofer Institute for Laser Technology ILT, Online verfügbar unter http://www.ilt.fraunhofer.de/content/dam/ilt/en/documents/annual_reports/ar13/AR13_P78.pdf, checked on 01.10.2015

HOCHRATE-LASERMIKROBEARBEITUNG

Udo Löschner, Jörg Schille, Frank Ullmann, André Streek, Lars Hartwig, Sascha Klötzer
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Jüngst verfügbare brillante Strahlquellen mit hohen Leistungen und exzellenter Strahlqualität wie im kontinuierlichen Betrieb arbeitende Monomode-Faserlaser als auch hochrepetierende Ultrakurzpulsquellen hoher mittlerer Laserleistung ermöglichen eine beträchtliche Steigerung der Effizienz und Produktivität von Laserprozessen in der Mikrobearbeitung. Solche Hochrateprozesse sind durch hohe Bearbeitungsgeschwindigkeiten, hohe Flächenraten oder hohe Volumenabtragraten gekennzeichnet. Die Kombination der Laserquellen mit leistungsfähigen Strahlablenkensystemen wie schnelle Galvanometerscanner oder ultraschnelle Polygonspiegelscanner führt zu einer effektiven Umsetzung der hohen Laserstrahlleistungen im Bearbeitungsprozess. Mit dieser Anlagentechnik werden derzeit eine ganze Reihe zukunftssträchtiger Technologieansätze erforscht, wie beispielsweise das schnelle großflächige Texturieren von Materialoberflächen oder der selektive präzise Abtrag dünner Schichten. Mit Polygonspiegelscanner und hochrepetierenden Pikosekunden-Laserpulsen wurden so bereits Flächenraten von einigen hundert cm^2/min erreicht. Das Hochrate-Bohren und der Hochrate-Materialabtrag in der Mikrobearbeitung sind ebenfalls Gegenstand dieser Studie. Bis zu 100.000 Löcher in der Sekunde bohrte ein extrem schnell geschalteter monomodiger Faserlaser mit einer Laserleistung von 3 kW in Edelstahl. Materialabträge von bis zu $15 \text{ mm}^3/\text{min}$ wurden mit hochrepetierenden Pikosekunden-Laserpulsen hoher mittlerer Laserleistung von 187 W in Edelstahl erzielt. Durch sinkende Prozesskosten werden diese Hochrate-Laser-Mikrobearbeitungstechnologien zukünftig stärker mit konventionellen Mikrobearbeitungsverfahren konkurrieren und ein breites Feld industrieller Anwendungen erobern.

1. Einleitung

Die Lasertechnologie hat sich in vielen Industriezweigen zur Fein- und Mikrobearbeitung als echte Alternative zu mechanischen Fertigungsverfahren etabliert. Bislang jedoch sind die Mikrobearbeitungsprozesse als Folge geringer mittlerer Laserleistungen und moderater Pulswiederholfrequenzen industrietauglicher Laserquellen meist auf kleine Flächen beschränkt und durch vergleichsweise geringe Durchsätze gekennzeichnet. Mittlerweile werden durch leistungsfähigere Laserquellen und spezielle optische Setups beträchtliche Effizienzsteigerungen möglich. Beispielsweise sind mit der Excimerlaser-Annealing-Technologie bei der Herstellung von Flüssigkristall- und LED-Backplanes sogar Flächenraten von $100 \text{ cm}^2/\text{s}$ bei einer eingesetzten mittleren Laserleistung von 600 W möglich [1]. Um eine höhere Resistenz gegen abrasiven Verschleiß zu erreichen, texturiert man mit CO_2 -Laserstrahlung große Stahlwalzen mit napfförmigen Vertiefungen auf der gesamten Mantelfläche. Die Vertiefungen weisen einen Durchmesser von ca. $140 \mu\text{m}$ auf, wobei die nähere Umgebung der Struktur durch eine wesentlich höhere Härte von bis zu 900 HV im Vergleich zum unbestrahlten Material charakterisiert ist. Die schnellen Strahlablenkgeschwindigkeiten von bis zu 5 m/s wurden einerseits über einen relativ komplexen optischen Aufbau mit Hilfe eines Choppers [2] oder andererseits durch den Einsatz eines Polygonspiegelscanners [3] erreicht.

In der Photovoltaik ist an vielen Stellen das schnelle selektive Entfernen von dünnen Schichten von großem Interesse. Es wurde gezeigt, dass sich die Oxidschicht entlang einer Fingerstruktur mit einem rechteckigen flat-top-verteilten Slab-Laserstrahl mit einer Emissionswellenlänge von 532 nm, einer maximalen Repetitionsrate von 50 kHz und einer Pulsdauer von 10 ns vollständig entfernen lässt [4]. Mit einer Scangeschwindigkeit von 7 m/s konnten 50%

der Gesamtfläche eines 5"-Wafers entlang der vorgegebenen Geometrie in 14 s abgetragen werden, woraus eine Flächenrate von $335 \text{ cm}^2/\text{min}$ resultiert.

Mit den kürzlich kommerziell verfügbar gewordenen hochrepetierenden Ultrakurzpuls-Lasersystemen hoher mittlerer Laserleistung von mehr als 20 W stehen dem Anwender nun Strahlquellen bereit, mit denen hervorragende Bearbeitungsqualitäten bei gleichzeitig hoher Prozessgeschwindigkeit erreicht werden können. Untersuchungen mit einem Femtosekunden-Laser höherer mittlerer Laserleistung zeigten, dass die Abtragraten pro Puls zunächst mit der Repetitionsrate skaliert. Bei einer höheren Anzahl von pro Zeiteinheit eingestrahlenen Pulsen beeinflussen aber auch Wärmeakkumulations- und Partikelabschirmungseffekte den Abtragprozess signifikant [5,6]. Entsprechend konnten mit höherer Pulsrepetitionsrate und unter Voraussetzung, dass die beaufschlagte Pulsenergie größer der Abtragschwelle ist, weit höhere Abtragraten bis zu mehreren mm^3/min erreicht werden [7,8]. Die Ergebnisse bestätigen, dass die Applikation hoher mittlerer Ultrakurzpuls-Laserleistungen von mehr als 180 W in Kombination mit schneller Strahlablenkung wesentlich höhere Abtragraten ermöglicht und somit der Mikrostrukturierungsprozess beträchtlich beschleunigt werden kann.

Bereits 2008 gelang es den Forschern am Laserinstitut Hochschule Mittweida (LHM) weltweit erstmals, durch die anlagentechnische Verknüpfung von brillanten Hochleistungs-Laserquellen mit ultraschnellen Strahlablenkeneinheiten, Hochrate-Mikrobearbeitungsprozesse im makroskopischen Bereich anwendbar zu machen [9-13]. Die sich in kontinuierlicher Fortwicklung befindliche eigene Polygonspiegelscannertechnik fungiert als ultraschnelles Strahlablenkensystem für meist flächenhafte Bearbeitungsaufgaben in vielen Hochrate-Prozessen in der Mikrobearbeitung.

In diesem Artikel wird ein Überblick zu Hochrate-Mikrobearbeitungstechnologien gegeben, die derzeit am Laserinstitut Hochschule Mittweida (LHM) untersucht werden. Für die verschiedenen Prozesse: Hochrate-Texturierung, Hochrate-Dünnschichtabtrag, Hochrate-Volumenabtrag und Hochrate-Bohren kommen sowohl brillante Hochleistungs-Faserlaserquellen als auch Ultrakurzpuls-Laserquellen zum Einsatz. Unter dem Begriff „Hochrate-Prozesse“ sollen Technologien verstanden werden, die durch eine hohe Materialvolumenabtragsrate (mm^3/min), eine hohe Flächenrate (cm^2/min) oder eine hohen Bohrrate ($1/\text{min}$) gekennzeichnet sind. An exemplarischen Beispielen wird sowohl die anlagentechnische als auch die prozesstechnische Leistungsfähigkeit von Hochrate-Mikrobearbeitungstechnologien verdeutlicht und ein Ausblick auf zukünftige Potenziale gegeben.

2. Experimentelle Aufbauten für Hochrate-Prozesse

Hochrate-Prozesse sind durch hohe Durchsätze pro Zeiteinheit gekennzeichnet. Dieser Anspruch stellt besondere Anforderungen an die Laseranlagentechnik. Zunächst sind leistungsfähige Laserquellen eine Grundvoraussetzung für solche effektive Lasertechnologien. Für die Hochrate-Mikrobearbeitung eignen sich Laser mit kontinuierlicher (cw), gütegeschalteter (q-switched) und modengekoppelter Betriebsart. Zudem müssen die Laserquellen über exzellente Strahlqualität verfügen, um kleine Strahlflecken und damit eine hohe Ortsauflösung als eine essentielle Bedingung für Mikrobearbeitungsprozesse sicherzustellen. Die erzielbare Prozessgeschwindigkeit als Hauptbewertungskriterium für die Hochrate-Mikrobearbeitung wird bei gütegeschalteten und modengekoppelten Systemen signifikant durch die Pulsrepetitionsrate bestimmt. Dementsprechend werden für diesen Anwendungsfall hochrepetierende Laserquellen mit Pulsrepetitionsraten von einigen bis einigen zehn Megahertz ausgewählt. Unter der Maßgabe, ausreichend hohe Energieflussdichten bei geeigneter Strahlfleckengröße für den Prozess verfügbar zu haben, müssen diese Laserquellen mittlere Laserstrahlleistungen von einigen zehn bis zu einigen hundert Watt emittieren. Bei kontinuierlich strahlenden Lasern sind neuerdings Faserlaserquellen mit Laserstrahlleistungen von bis zu 10 kW bei gleichzeitig exzellenter Strahlqualität

Tabelle 1: Zusammenstellung hochrate-geeigneter Laserquellen (Laserleistung bezieht sich auf den Laserausgang)

Lasertyp	cw-Laser		Ultrakurzpuls laser		
	Laserleistung P_{cw}, P_{av} [W]	400	3.000	50	100
Pulsdauer τ_H [ps]	-	-	0,35	10	
Repetitionsrate f_P [kHz]	10	2,3	20.000		
Strahlqualität M^2	1,1	1,2	1,2	1,3	1,3

zugänglich. Tabelle 1 enthält ausgewählte Laserquellen, die in Untersuchungen zu Hochrate-Prozessen am LHM eingesetzt werden.

Die Laserquellen müssen mit sehr schnellen Strahlableinheiten kombiniert werden, um hochraterelevante Prozessgeschwindigkeiten zu erreichen. Für die erforderliche sehr schnelle Relativgeschwindigkeit zwischen Laserstrahl und Material kommen im Wesentlichen nur scannende Systeme in Betracht, die in den verschiedenen Prozessen universell eingesetzt werden können: schnelle Galvanometerscanner und ultraschnelle Polygonspiegelscanner. Die Scansysteme verfügen über große freie Aperturen sowie Abmessungen der optischen Komponenten, um große Rohstrahldurchmesser zu formen zu können. Damit werden gleich zwei positive Effekte vereint: einerseits ist die Belastung auf den optischen Komponenten bei den hohen Laserstrahlleistungen bedingt durch die großen Rohstrahlabmessungen reduziert. Andererseits lassen sich dadurch die für die Mikrobearbeitung erforderlichen kleinen Strahlflecken auch mit langbrennweitigen Fokussieroptiken erzeugen, die sich an die laserstrahlscannende Systeme anschließen. Gleichzeitig skalieren auch die Ablenkgeschwindigkeit des Strahlflecks auf dem Material und das Scanfeld mit steigender Brennweite der Fokussieroptik. In Tabelle 2 sind Kennwerte ausgewählter scannender optischer Systeme aufgeführt.

Tabelle 2: Kennwerte ausgewählter scannender optischer Systeme

Brennweite [mm]	163	255	420	1.200
Apertur [mm]	30			
Strahlfokusdurchmesser [μm]	15	31	50	120
Scangeschwindigkeit Galvanometerscanner [m/s]	14	17	43	104
Scangeschwindigkeit Polygonspiegelscanner [m/s]	283		1.000	2.087
Scanfeld [mm x mm]	84	110	325	700

Die kleinen Strahlflecken Durchmesser, die extrem hohen Ablenkgeschwindigkeiten sowie die Scanfelder als Maß für die Größe der bearbeitbaren Fläche verdeutlichen das enorme Hochrate-Potenzial dieser neuartigen optischen Strahlableitensysteme im Bereich der Mikrobearbeitung.

Um die Vorzüge hochbrillanter cw-Laserstrahlung in schnellen Mikrostrukturierungsprozessen auch bei vorgegebenen diskreten örtlich begrenzten Wechselwirkungsbereichen, wie beispielsweise aus Einzelstrukturen bestehende Raster, vollumfänglich nutzen zu können, reicht jedoch die maximale Schaltfrequenz des laserinternen Duty cycles dieser Quellen von einigen Kilohertz bei weitem nicht aus. Mit eigenentwickelten schnellen optischen Strahlaltern auf der Basis von akustooptischen Modulatoren, die sich wahlweise in den laserexternen Strahlengang integrieren lassen, können diese Limi-

tationen überwunden werden. Aktuell sind zwei schnelle Strahlschalter aufgebaut, die an die cw-Laserquellen mit 400 W beziehungsweise mit 3 kW Laserleistung angepasst sind. Für die Variante mit der geringeren Laserleistung wird eine maximale Schaltfrequenz von 10 MHz erreicht, vergleichbar mit einer Pulsdauer von 100 ns. Der für 3 kW Laserleistung ausgelegte Strahlschalter kann bis zu einer cw-Laserleistung von 2 kW belastet werden und eine maximale Strahlschaltfrequenz von 2 MHz, gleichbedeutend mit einer Pulsdauer von 500 ns, generieren.

Mit Hilfe von eigenentwickelten schnellen Elektronikbausteinen ist es möglich, Strahlauftreffpunkt auf dem Material und Laseraktivität auch bei extrem hohen Prozessgeschwindigkeiten beim Einsatz von Polygonspiegelscannern mit einer Triggerfunktion zueinander zu synchronisieren. Dabei agiert der Polygonspiegelscanner mit seiner konstanten Drehzahl als Master und der Laser muss bei geforderter Position auf dem Material respektive Polygonfacettenstellung zu- und auch wieder abgeschaltet werden. Bei cw-Lasern mit schneller Strahlschaltung ist somit eine zeitlich und örtlich absolut punktgenaue Laseraktivität möglich, weil die Strahlschaltung frei triggerbar ist und nahezu verzögerungsfrei anspricht. Bei gütegeschalteten und modengekoppelten Laserquellen ist die Pulsrepetitionsrate oft fest vorgegeben und besitzt somit auch Masterfunktion, d.h. die Laserpulse kommen in fester, zeitlich nicht wählbarer Abfolge. Dies hat zur Folge, dass die Laserpulse bei einer Triggeranforderung vom Polygonscanner mit einer zeitlichen und damit auch örtlichen Unschärfe auf dem Material auftreffen, die im Maximum dem Reziprokwert der Repetitionsrate, nämlich der Periodendauer zwischen zwei Pulsen entspricht.

3. Hochrate-Mikrobearbeitungstechnologien

3.1 Hochrate-Oberflächentexturierung

Im Bereich der Oberflächentexturierung gewinnt die Veränderung der Eigenschaften von Materialoberflächen zunehmend an Bedeutung. Effekte wie beispielsweise Benetzbarkeit, Reibverhalten oder das fluidische Verhalten von Oberflächen können mit Texturierungsprozessen definiert beeinflusst werden. Entscheidendes Kriterium für die spätere Anwendbarkeit dieser Technologie ist die Prozesseffizienz sowie die Umsetzung auf großen Flächen. Die Herausforderung besteht darin, Mikrobearbeitung mit hoher Prozessgeschwindigkeit zu verknüpfen und auf großen Flächen zu applizieren. Die Untersuchungen zu den Hochrate-Texturierungsprozessen sind in zwei Richtungen aufgeteilt: Strukturdimensionen im Mikro- und Submillimeterbereich erzeugt mit hochbrillanter cw-Laserstrahlung und Strukturabmessungen im Mikro- und Submikrometerbereich generiert mit hochrepetierender Ultrakurzpuls-Laserstrahlung.

In einer ersten Parameterstudie wurde hochbrillante cw-Laserstrahlung mit einem Galvanometerscanner mit verschiedenen Linienabständen rasternd über

ein Edelstahlblech der Qualität 1.4301 geführt und mit einer Optik mit einer extrem langen Brennweite von 1200 mm auf die Oberfläche fokussiert. Mit diesem optischen Aufbau können Flächen mit einer Abmessung von bis zu 700 mm x 700 mm in einem Texturierungsengang bestrahlt werden. In den Bildern 1 und 2 sind ausgewählte Texturierungsergebnisse

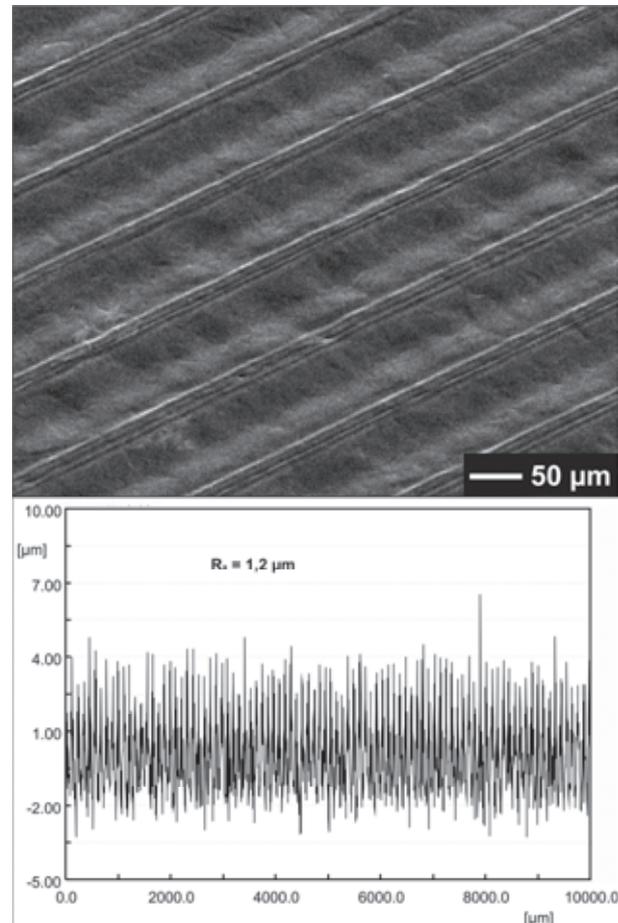


Bild 1: oben) rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer lasertexturierten Edelstahl-1.4301-Oberfläche, Parameter: cw-Laserleistung 0,5 kW, Rasterlinienabstand 110 µm, Scangeschwindigkeit 10 m/s, Flächenrate 660 cm²/min; unten) gemessenes Rauheitsprofil senkrecht zur Linienrasterrichtung über eine Länge von 10 mm.

dargestellt. In der rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme in Bild 1 ist mit einem gewählten Rasterlinienabstand von 110 µm eine Formation aus äußerst regelmäßig angeordneten erhabenen und vertieften Bereichen von wenigen Mikrometern entstanden, die auf eine Kombination von Schmelzbad-dynamik und möglicherweise einem kleinen Verdampfungsanteil auf der Materialoberfläche zurückzuführen ist. Die mittlere Rauheit wurde quer zur Ausrichtung der Textur gemessen und betrug 1,2 µm. Die Flächenrate belief sich auf 660 cm²/min. Wie Bild 2 zeigt, ergibt sich mit der dreifachen Laserleistung und einem Linienabstand von 20 µm ein vollkommen anderes Erscheinungsbild. Die Textur erscheint zerklüftet und es kann kaum ein Bezug zum abgearbeiteten Raster hergestellt werden. Bei den Kügelchen scheint es sich um erstarrte Schmelztröpfchen zu handeln. Vielmehr könnte man

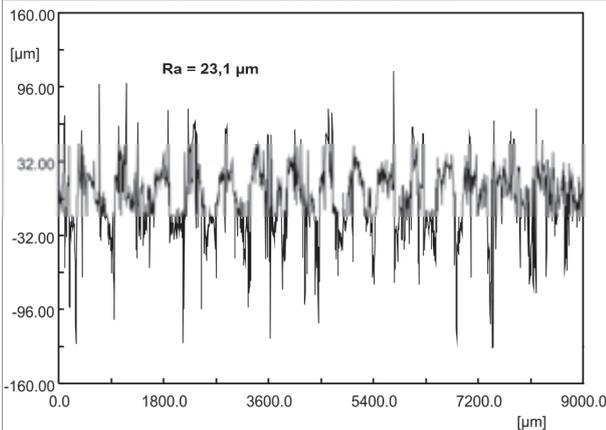
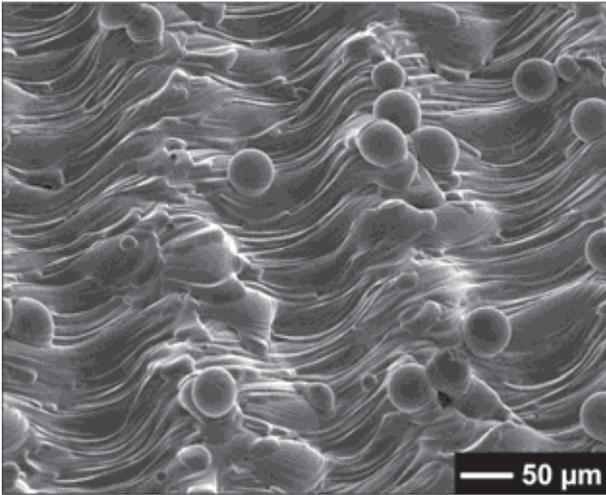


Bild 2: oben) rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer lasertexturierten Edelstahl­oberfläche (1.4301), Parameter: cw-Laserleistung 1,5 kW, Rasterlinienabstand 20 µm, Scangeschwindigkeit 10 m/s, Flächenrate 120 cm²/min; unten) gemessenes Rauheitsprofil senkrecht zur Linienrasterrichtung über eine Länge von 9 mm.

das Erscheinungsbild wiedererstarteter Schmelze mit einer Selbstorganisation von Mikrostrukturen beschreiben. Erwartungsgemäß ist die Textur rau und liefert eine mittlere Rauheit von 27,8 µm. Die Flächenrate betrug 120 cm²/min.

Die optischen Eigenschaften von Oberflächen können beispielsweise durch laserinduzierte periodische, sich selbstorganisierende Oberflächenmikro- und -nanostrukturen, wie Ripple und konische Mikrostrukturen, sogenannte micro cones, verändert werden, die insbesondere bei der Bestrahlung mit ultrakurzen Pulsen entstehen. Ripple-Formationen weisen Perioden im Bereich der eingestrah­lten Laserwellenlänge auf und wirken als optische Beugungsgitter, die in Abhängigkeit der Art und Richtung der Beleuchtung mit Weißlicht brillante Far­b­efekte im sichtbaren Spektralbereich hervorru­fen. Eine schnelle und dabei zugleich großflächige Texturierung erfordert entsprechend leistungsfähige Anlagentechnik. Für die in Bild 3 gezeigte Fläche wurde ein hochrepetierender Femtosekunden-Laser mit einer Pulsdauer von 350 fs und einer mittleren Laserleistung von 50 W am Laserausgang mit einem schnellen Galvanometerscanner kombiniert. Durch Bestrahlen einer Edelstahlprobe der Qualität 1.4301 mit Femtosekunden-Pulsen entstand eine homoge-

ne Ripple-Formation auf einer Fläche von 80 mm x 80 mm. Der Zeitbedarf lag bei 157 s, woraus eine Flächenrate von 25 cm²/min resultiert.

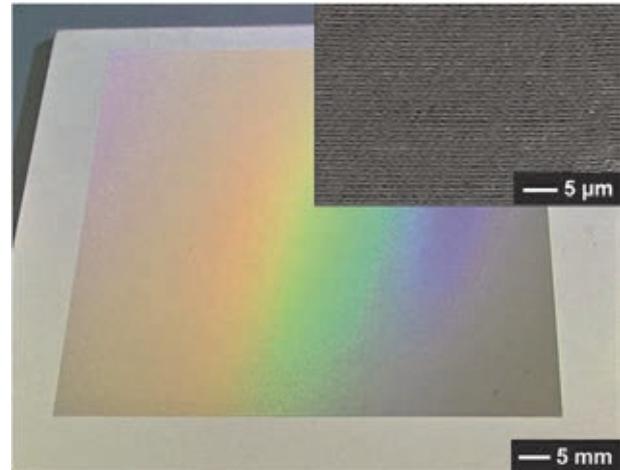


Bild 3: mit Ripple lasertexturierte Edelstahl­oberfläche (1.4301) unter Tageslichtbestrahlung; Parameter: Energieflussdichte 1 J/cm², Pulsdauer 350 fs, Pulsrepetitionsrate 3,2 MHz, 1 Überfahrt, Flächengröße 80 mm x 80 mm, Flächenrate 25 cm²/min.

3.2 Selektiver Hochrate-Schichtabtrag

Das selektive Abtragen dünner Schichten stellt hohe Anforderungen an den Laserprozess. Generell wird gefordert, dass das schichttragende Substratmaterial durch den Abtrag mechanisch unversehrt bleiben und möglichst auch keine thermisch induzierte Schädigung oder Veränderung erfahren soll. Des Weiteren muss das Schichtmaterial selbst in den zu strukturierenden Bereichen häufig präzise und vollständig entfernt werden. Abzutragende oder auch verbleibende Geometrien können dabei Einzelstrukturabmessungen von wenigen Mikrometern, in Einzelfällen auch darunter aufweisen. Dabei ist zu gewährleisten, dass durch die Laserinteraktion ein Ablösen der Schicht durch beispielsweise thermische Einflüsse oder induzierte Spannungen vermieden wird. Ein Ansatz besteht in einem wohldosierten Energieeintrag, indem der Abtragprozess in schneller zeitlicher Abfolge auf möglichst große Bereiche der Oberfläche verteilt wird. Diese Forderung setzt voraus, dass entsprechend schnelle Strahlablenksysteme die Laserstrahlung punktgenau und sehr schnell über das Material führen. Zudem müssen die Laserstrahlquellen über ausreichend Laserleistung verfügen und sich hinreichend schnell schalten lassen. Diese Anforderungen können mit der eigenentwickelten Polygonspiegelscannertechnik hervorragend erfüllt werden. Im sogenannten Pixel-Modus wird in der Steuerelektronik ein Triggersignal zum Zu- und Abschalten des Laserstrahls beziehungsweise zum Auslösen von Laserpulsen auch innerhalb der mit dem Polygonrad extrem schnell erzeugten Linie generiert, wobei beim Einsatz einer Fokussieroptik mit einer Brennweite von 420 mm Positionsauf­lösungen kleiner 10 µm erreicht werden. Die Integration einer zweiten Ablenkeinheit in den Polygonspiegelscanneraufbau ermöglicht eine flächenhafte rasternde Laserbearbeitung. Die Steuerelek-

tronik ist in der Lage, ganze Bilder im Pixel-Format zu verarbeiten und anschließend einen entsprechenden Materialabtrag durchzuführen. Die Leistungsfähigkeit der Technologie wurde unter anderem anhand eines selektiven Dünnschichtabtrags einer Siliziumnitrid-Schicht von einem Siliziumwafer aus der Photovoltaik demonstriert. Auf dem 6"-Wafer wurde das Logo des Laserinstituts Hochschule Mittweida vielfach aufgebracht, in dem die dünne Schicht an den entsprechenden Stellen lokal abgetragen wurde. Mit Hilfe eines schnellen Strahlschalters konnte die Laserstrahlung mit einer cw-Leistung von 400 W am Laserausgang auf Anforderung der Polygonspiegelscannerelektronik punktgenau geschaltet und die Bildinformation auf die gesamte Waferfläche übertragen werden, wie Bild 4 zeigt.

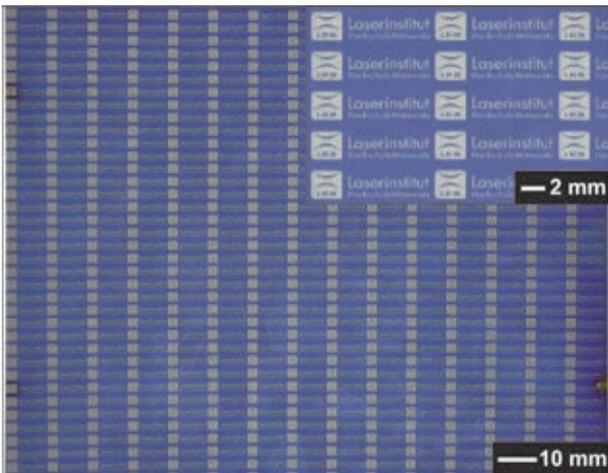


Bild 4: schneller selektiver Abtrag einer SiN-Schicht von einem 6" Siliziumwafer mithilfe eines eigenentwickelten im Pixelmode betriebenen Polygonspiegelscanners; Parameter: Laserleistung 400 W, Scangeschwindigkeit 200 m/s, Linienabstand 30µm, Flächenrate 840 cm²/min.

Die Schaltgeschwindigkeit des schnellen Strahlschalters respektive die Pulsrepetitionsrate betrug 6,7 MHz. Die gesamte Fläche des Wafers wurde in weniger als 18 s bearbeitet, woraus eine effektive Flächenrate von 840 cm²/min resultiert. Anzumerken ist, dass die effektive Flächenrate auch die unproduktiven Zeitintervalle beim Durchlauf der Facetten des Polygonspiegelsrades berücksichtigt, die sich aus mechanischen und optischen Zwangsbedingungen des Polygonspiegelscanneraufbaus ergeben und somit eine reale Prozessrate darstellt.

3.3 Hochrate-Volumenabtrag mit ultrakurzen Pulsen

Die Kombination von leistungsfähigen Ultrakurzpulslasern höchster Strahlqualität mit schnellen Strahlablesystemen erlaubt wesentlich effizientere Abtragprozesse unter Beibehaltung der Vorzüge dieser Laserquellen. In den Untersuchungen wurden mit bis zu 20 MHz repetierende Pikosekunden- und Femtosekunden-Laser genutzt, die mit mittleren Laserleistungen von 187 W beziehungsweise 32 W auf das Material fokussiert wurden. Die Volumenabträge erfolgten sowohl mit schnellem Galvanometer-scanner und bei höheren mittleren Laserleistungen auch mit dem wesentlich schneller strahlablesken-

den Polygonspiegelscanner. In Bild 5 sind die erreichten Volumenabtragsraten in Edelstahl als Funktion der Pulsrepetitionsrate für drei verschiedene Ultrakurzpulsquellen dargestellt. Prinzipiell steigt die Volumenabtragsrate mit zunehmender Pulsrepetitionsrate. Mit Femtosekunden-Laserpulsen konnte bei einem Leistungseinsatz von 32 W eine maximale Volumenabtragsrate von 6,81 mm³/min bei einer maximalen Repetitionsrate von 19,3 MHz gemessen werden. Für die beiden Pikosekunden-Quellen beliefen sich die Raten bei einer Repetitionsrate von 20 MHz auf 5,41 mm³/min bei einem Leistungseinsatz von 76 W und auf 15,04 mm³/min mit einer Leistung von 187 W. Auffällig ist die höhere Volumenabtragsrate bei Bestrahlung mit Femtosekunden-Laserpulsen gegenüber den Ergebnissen mit 76 W Pikosekunden-Laserstrahlung, obwohl weniger als die Hälfte an Laserleistung eingesetzt wurde. Dies lässt auf eine höhere Abtrageffizienz beim Einsatz Femtosekunden-Pulsen schließen.

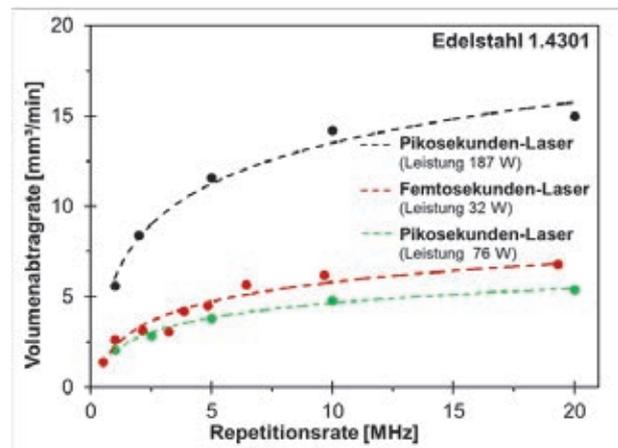


Bild 5: Volumenabtragsrate als Funktion der Pulsrepetitionsrate für Edelstahl 1.4301, erzeugt mit verschiedenen Ultrakurzpulsquellen mit mittleren Laserleistungen 32 W/50 W, 76 W/100 W und 187 W/270 W am Laserausgang/auf dem Material, vgl. Tabelle 1.

Volumenabtragsraten für Kupfer sind in Bild 6 dokumentiert. Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass mit Pikosekunden-Laserpulsen mit einer Leistung von 187 W ein 3,5-fach höherer Volumenabtrag von 21,4 mm³/min gegenüber den Ergebnissen mit einer mittleren Femtosekunden-Laserleistung von 32 W erzielt wurde. In Anbetracht der 6-fach höheren Leistung lässt sich auch bei Kupfer ein effizienterer Abtrag mit Femtosekunden-Laserpulsen feststellen. Die höchsten Volumenabträge wurden mit 3,2 MHz bzw. 2 MHz mit Pikosekunden- bzw. dem Femtosekunden-Laserpulsen erzeugt. Dieser Effekt ist durch die höhere Ablationsschwelle von Kupfer begründet, wobei bei noch höheren Pulsrepetitionsraten die mittleren Laserleistungen nicht mehr ausreichen, um bei Beibehaltung des optischen Aufbaus für den Abtrag genügend Energieflussdichte bereitzustellen.

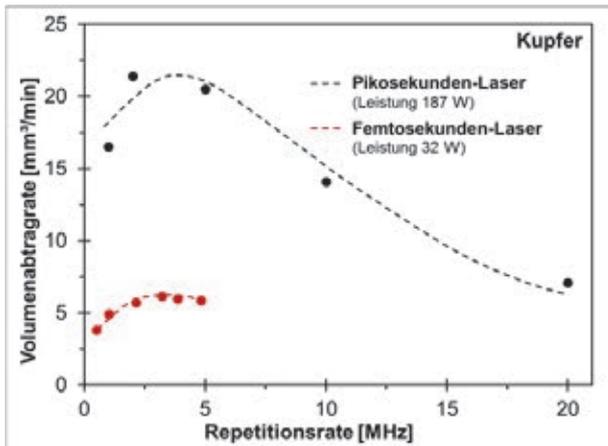


Bild 6: Volumenabtragrate als Funktion der Pulsrepetitionsrate für Kupfer, erzeugt mit verschiedenen Ultrakurz-pulsquellen mit mittleren Laserleistungen 32 W/50 W, 76 W/100 W und 187 W/270 W am Laserausgang/auf dem Material, vgl. Tabelle 1.

3.4 Hochrate-Laserbohren

Unter Hochrate-Laserbohren soll die Locherzeugung mit nur einem Puls in Kombination mit einer schnellen Scanbewegung verstanden werden. Als Laserquelle diente die cw-Laserstrahlquelle mit einer maximalen Leistung von 3 kW. Die für den Bohrprozess zur Verfügung stehende Photonenenergie im Puls resultiert aus applizierter Leistung und Pulsdauer. Demzufolge sinkt die Pulsenergie mit steigender Pulsrepetitionsrate, die zwangsweise mit sinkender Pulsdauer einhergeht. Mit der internen Laserpulsmodulation konnten Bohrraten im Bereich der maxi-

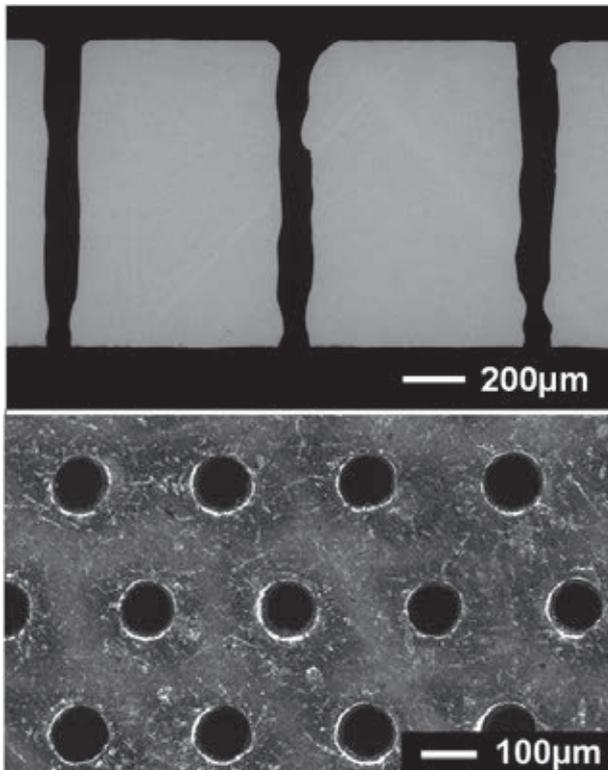


Bild 7: Bohrungen in 1 mm dicken Edelstahl 1.4301, (oben) Querschliffpräparation (Parameter: Laserleistung 2,3 kW, Pulsdauer 350 µs, Pulsenergie 805 mJ), (unten) Bohrungseintrittsseite (Parameter: Laserleistung 1,8 kW, Pulsdauer 80 µs, Pulsenergie 144 mJ).

malen Pulsrepetitionsrate von bis zu 2,3 kHz erzeugt werden, wobei ein sogenanntes step-and-repeat-Regime Anwendung fand: während des Bohrprozess stand der Laserstrahl still und wurde anschließend mittels Galvanometerscanner schnell zur nächsten Bohrposition bewegt. Mit dieser Methode konnten vergleichsweise lange Pulsdauern von bis zu einigen hundert Mikrosekunden appliziert und damit größere Materialdicken bis 2 mm bei cw-Laserleistungen von bis zu 2,76 kW mit einem Puls durchbohrt werden, wobei die maximale Bohrrate bedingt durch die maximale interne Pulsmodulationsfrequenz auf 2300 Löcher/s begrenzt war. Bild 7 zeigt einen Bohrungsquerschliff sowie einen Ausschnitt eines Bohrungsrasters in einem 1 mm dicken Edelstahlblech. Die Bohrungseintrittsdurchmesser liegen bei diesem Parametersatz im Mittel bei 80 µm und sind kreisrund, wobei die Bohrungsaustrittsdurchmesser ca. 50 µm betragen. Es wurde ein Aspektverhältnis von 1:12,5 erzielt. Bohrunter-suchungen in Aluminiumnitrid-Keramik lieferten vergleichbare Ergebnisse. Die Bohrlochwände verlaufen zwar zum Austritt hin konischer als im Falle von Edelstahl, sind aber wesentlich ebener.

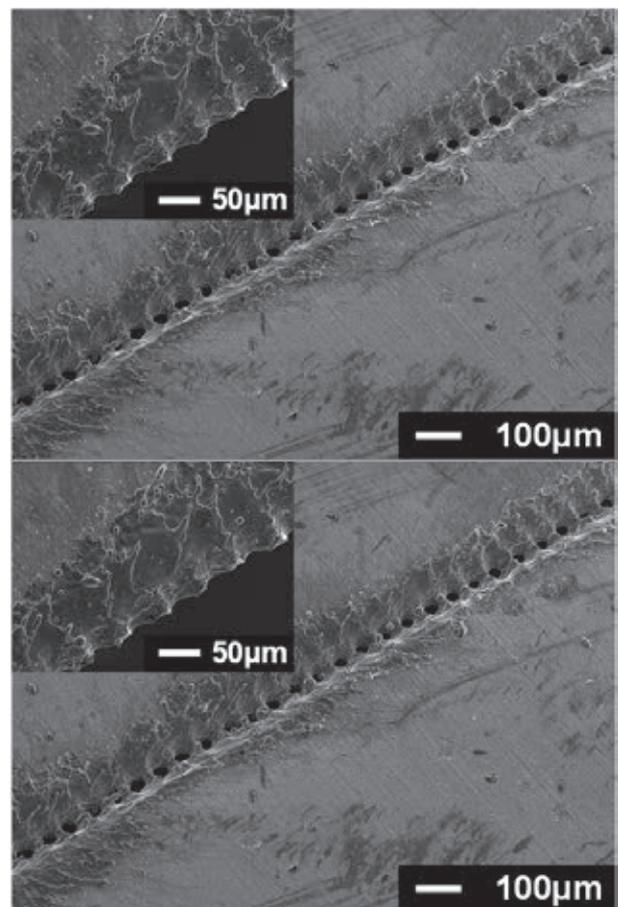


Bild 8: Eintritt (oben) und Austritt (unten) von Bohrungen, erzeugt mit einer Bohrrate von 100.000 Löchern/s in 50 µm dicker Edelstahlfolie 1.4301 (Parameter: Laserleistung 2,4 kW, Pulsdauer 6 µs, Pulsenergie 14,5 mJ).

Höhere Bohrraten erfordern den Einsatz schneller optischer Strahlschalter. Die damit verbundenen geringeren Pulsdauern reduzieren jedoch die durchbohrbare Materialstärke erheblich. Außerdem muss

nun während der Strahlbewegung durch den Galvanometerscanner gebohrt werden, um beträchtlich höhere Bohrraten zu erzielen. Je nach benötigter Pulsenergie respektive Pulsdauer bewegt sich der Laserstrahl bereits während des Bohrprozesses mehr oder weniger weit in Vorschubrichtung über das Material. Dies hat zur Folge, dass sich der Bohrlöcheintritt in Vorschubrichtung gegenüber seiner dazu senkrechten Ausdehnung vergrößert. Mit Akzeptanz einer vergrößerten Bohrlöcheintrittsausdehnung in Vorschubrichtung konnte eine Bohrlöcheintrittsperforationslinie mit einer maximalen Bohrrate von 100.000 Bohrungen pro Sekunde in einer 50 µm dünnen Edelstahlfolie hergestellt werden, wie Bild 8 demonstriert. Durch die Bohrlöcheintrittsausdehnung entstehen sich überlappende Bereiche in Vorschubrichtung, die zusätzlich zu einem grabenförmigen Abtrag führen.

4. Zusammenfassung

Dieser Artikel gibt einen Überblick zu Potenzialen und Anwendungsmöglichkeiten von Hochrate-Mikrobearbeitungstechnologien, die am LHM erforscht werden. Leistungsfähige Laserquellen, wie kontinuierlich strahlende Hochleistungs-Faserlaser mit mehreren Kilowatt Laserleistung als auch hochrepetierende Ultrakurzpulsquellen mit mittleren Laserleistungen von wenigen hundert Watt wurden mit schnellen Strahlablesensystemen, wie Galvanometerscanner oder Polygonscanner, kombiniert, um hohe Durchsätze zu erreichen. An vier verschiedenen Mikrobearbeitungsverfahren werden Möglichkeiten und Anwendungspotenziale aufgezeigt, die diese Hochrate-Technologie ermöglicht: Hochrate-Oberflächentexturierung, selektiver Hochrate-Schichtabtrag, Hochrate-Volumenabtrag mit ultrakurzen Pulsen und Hochrate-Laserbohren. Anhand von ausgewählten Ergebnissen werden konkrete erreichte Raten und Geschwindigkeiten verdeutlicht, die als Ansätze für potenzielle Anwendungsfälle der vorgestellten Hochrate-Technologien dienen sollen.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (FKZ: 03IPT506X).



Literatur

[1] R. Delmdahl: „The Excimer Laser - Precision engineering“, Nature Photonics, Vol. 4, May 2010, p.286.

[2] D.-P. Wan, H.-B. Liu, Y.-M. Wang, D.-J. Hu, Z.-X. Gui: „CO2 laser beam modulating for surface texturing machining“, Optics & Laser Technology 40, (2008), pp.309-314.

[3] X. Luo, Y. Wang, P. Chen, L. Zhou: „Investigation of CO2 laser beam modulation by rotating polygon“, Optics and Lasers in Engineering 49, (2011), pp.132-136.

[4] S. Eidelloth, T. Neubert, T. Brendemuhl, S. Hermann, P. Giesel, R. Brendel: „High speed laser structuring of crystalline silicon solar cells“, Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 2009 34th IEEE, 7-12 June 2009, Philadelphia, PA, USA, pp. 2389-2394.

[5] J. Schille, L. Schneider, M. Mueller, U. Loeschner, N. Goddard, P. Scully, H. Exner: „Highspeed Laser Micro Processing using Ultrashort Laser Pulses“, Journal of Laser Micro/Nanoengineering Vol.9, No.2, June 2014.

[6] J. Schille, L. Schneider, L. Hartwig, U. Loeschner: „High-rate laser processing of metals using high-average power ultrashort pulse lasers“, Proceedings of The 38th International MATADOR conference, March 2015, Huwei (Taiwan), p. 88-96.

[7] U. Loeschner, J. Schille, A. Streek, T. Knebel, L. Hartwig, R. Hillmann, C. Endisch: „High-rate Laser Micro Processing Using a Polygon Scanner System“, J. Laser Appl. 27 , S29303 (2015); <http://dx.doi.org/10.2351/1.4906473>.

[8] J. Schille, L. Schneider, U. Loeschner: „Process optimization in high-average-power ultrashort pulse laser micro-fabrication: how laser process parameters influence efficiency, throughput and quality“, Applied Physics A, September 2015, Volume 120, Issue 3, pp. 847-855; doi 10.1007/s00339-015-9352-4.

[9] R. Ebert, U. Löschner, A. Streek, J. Schille, T. Süß, L. Hartwig, S. Klötzer, H. Exner: „Rapid Microtooling mit laserbasierten Verfahren“, Lasermagazin Nr. 2/2007, S.26-27.

[10] R. Ebert, U. Löschner, A. Streek, J. Schille, T. Süß, L. Hartwig, S. Klötzer, H. Exner: „Rapid Microtooling mit laserbasierten Verfahren – anlagentechnische Realisierung“, Lasermagazin 5/6 2007, S.22-23.

[11] R. Ebert, U. Löschner, A. Streek, J. Schille, T. Süß, L. Hartwig, S. Klötzer, H. Exner: „Rapid Microtooling with laser based methods“, Proceedings of ISL 2008 - 2nd International Symposium on Laser-Micromachining November 2008, Germany.

[12] L. Hartwig, R. Ebert, S. Klötzer, S. Weinhold, J. Drechsel, F. Peuckert, J. Schille, H. Exner: „Material processing with a 3kW single mode fibre laser“, Proceedings of, Kobe, Japan, June 29 – July 2, TuPH-3(#153).

[13] R. Ebert, L. Hartwig, T. Hagemann, F. Peuckert, S. Klötzer, J. Schille, S. Wischmann, H. Exner: „High rate ablation with 3 kW single mode fibre laser“, Proceedings of the 5. Int. WLT-Conference on Laser in Manufacturing, June 2009, Munich, Germany, pp.565-570.

3D-OBERFLÄCHENSTRUKTURIERUNG VON FREIFORMFLÄCHEN MIT UKP LASERN

Max Groenendijk

Lightmotif B.V., Pantheon 12, 7521 PR Enschede, The Netherlands

Ultrakurzpulslaser haben sich in den vergangenen Jahren als ausgezeichnete Werkzeuge zur Strukturierung von Oberflächen erwiesen, mit denen einzigartige Mikro- und Nanostrukturen auf diversen Werkstoffen erstellt werden können. Derzeit werden verschiedene Anwendungen erforscht, bei denen es um eine Verbesserung der funktionalen Eigenschaften von Oberflächen geht. Die Umsetzung dieser vielversprechenden Anwendungen in der Industrie erfordert oftmals dass die feinen Strukturen auch auf 3D-Freiformoberflächen angebracht werden können.

Diese Präsentation zeigt die Maschinenteknik die Lightmotif entwickelt um diese Aufgabe zu meistern, und erläutert anhand von einigen Beispielen welche Applikationen hiermit ermöglicht werden. Eine hochgenaue 5-Achs Maschine und die zugehörige Control-Software werden vorgestellt, die speziell entwickelt wurden um große und schwere Bauteile wie zum Beispiel Spritzgussformen zu strukturieren. Anhand von einigen Applikationsbeispielen wird gezeigt wie diese Technik eingesetzt werden kann um komplexe Produkte mit neuen funktionalen Oberflächen zu erstellen.

HIGH EFFICIENCY LASER PROCESSING IN PHOTOVOLTAIC INDUSTRIES

Rico Böhme, Ernst Hartmannsgruber

InnoLas Solutions GmbH, Pionierstraße 6, 82152 Krailling

Introduction

It is about 15 years ago when the production of crystalline Silicon (c-Si) solar cells and thin film modules moved from small quantities to a mass production scale. A review of the evolution in process technology of this young industry reveals laser processing to play an ambiguous role.

The first process step suitable for laser processing was via drilling for Metal/Emitter Wrap Through (MWT/EWT) solar cells, which however could only reach a limited market volume as MWT/EWT never took off to become a mainstream solar cell technology. The second one was the laser edge isolation (LEI) process, which became the leading technology to isolate the front and rear sides of the industrial standard c-Si solar cells. Only a few years later it was gradually replaced by a single sided wet chemical etching process yielding higher cell efficiencies. In parallel to the laser processes for c-Si solar cells, laser scribing technologies (P1, P2, and P3 patterning) for thin film solar modules were developed and introduced to the market. Surely the laser scribing processes were a very successful and enabling technology for thin film modules, however, always limited by the smaller market share of the thin film compared to the c-Si technology. From 2005 industry started to work on new technologies for standard c-Si solar cells like laser-doped selective emitter (LDSE) and laser contact opening (LCO). LDSE became another short hype around the year 2010 and was superseded by a continuously optimized printing technology rendering the benefits of a selective emitter unnecessary. So we saw a lot of up and downs for laser processing in the PV industry over more than a decade, and today it looks like LCO is about to establish itself as a mainstream process in the manufacturing of industrial standard solar cells. The reason can easily be found in the international technology roadmap for PV (ITRPV). According to the ITRPV the passivated emitter rear cell (PERC) is becoming a dominating technology in the area of c-Si solar cells during this and the next two years wherein LCO is a necessary process step. So far there is no suitable metal paste to be fired through the deposited passivation layer. Consequently, laser ablation is the most cost effective method to locally open the area to be contacted by the fully covering Aluminum paste on the rear side of the solar cell. Going a little bit further in the ITRPV to next generation technologies we find the LCO process not only on the rear side. The front side dielectric (usually SiN) can be opened by lasers as well to enable direct plating on Silicon (PoSi). As long as the Cu printing technology is lacking the ability to provide the inevitable diffusion barrier between Cu and the Si wafer, the PoSi technology is the main road to replace the costly Ag metal grid

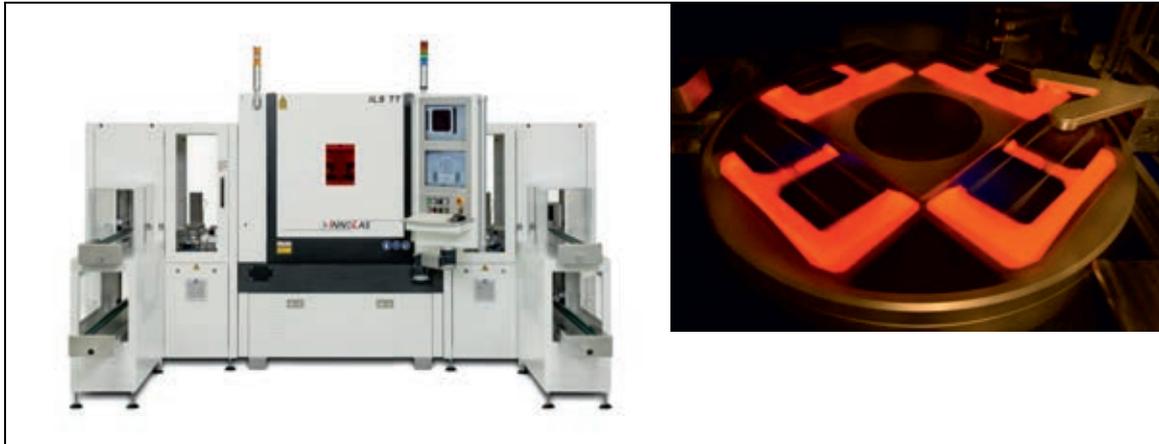
with the much cheaper Cu, since it can plate a stack of Ni, Cu, and Ag or Sn, which is required to embed the harmful Cu in between a diffusion inhibiting and a surface passivating layer. And going one more step further in the ITRPV we find again a very promising LCO process, namely in the technology of interdigitated back contact (IBC) solar cells, which are predicted to enable the jump over 23% efficiency.

Requirements on laser machines for high speed / high throughput mass production

A laser source, a scanner, some optical components, and a controlled x/y stage: that makes a laser machine. Everything is available off the shelf and it looks like it can be built by anyone. This fundamental misunderstanding often led to frustration and jeopardized the success of laser machines as a highly cost effective and even enabling technology in the PV industry. A variety of unavoidable influencing factors from outside, such as e.g. temperature variations, vibrations, pollution, amongst others, lead to degradation of the laser beam quality and alignment and must be eliminated by proper countermeasures in the machine design. Insufficient exhaust causes a so-called clouding effect, which is a cloud of dust generated from removed material during a laser ablation process. And laser sources exhibit certain power degradation over time by nature, which must be compensated for. InnoLas looks back onto 20 years of experience in building machines for laser applications in the PV, electronics, semiconductor, and printed circuit board industries. Over this time period InnoLas continuously developed its unique platform strategy to the point of a standardized machine base with all fundamental features of a laser production machine, which can be equipped with the applications-specific laser source and optics. High speed galvanometer scanners, automatic vision alignment and machine calibration systems, assure a very high accuracy and stability in a 24/7 production environment as well as extremely high throughputs up to 3600 solar cell wafers per hour for various process applications. Other than wet chemical, CVD, or printing processes, the laser processing is almost free from consumable costs. Main contributors to the cost of ownership (CoO) of a laser machine are capital investment per throughput, maintenance cost, and operating cost. Therefore the task of the laser equipment provider is to design a system, which is based on a standardized and proven industrial platform such as InnoLas ILS-TT, and avoids any fancy and unnecessary optical features. A few examples: nanosecond laser sources are cheaper than picosecond laser sources and can be superior in performance for LCO through their ability to create

a melting zone at the Si surface. They can achieve the highest throughput through very high repetition rates and can provide enough power for supplying two process heads with one laser source, presuming the right laser source is chosen by the machine vendor. Maintenance and spare part cost can be minimized by choosing a laser source with a diode lifetime greater than 40.000 hours and with no need

for an external cooling system. Stationary processing with conventional scanner technology is by far more reliable and cost effective than so called on-the-fly processing with polygon scanners. System uptime can be optimized by automatic calibration routines, which avoid stopping the production machine for mechanical adjustments. There is still a variety of system parameters, which contribute to an optimized laser production tool with lowest cost of ownership.



Picture 1: InnoLas ILS-TT production machine with fully automatic loading and unloading (left) and view into the laser process chamber (right)

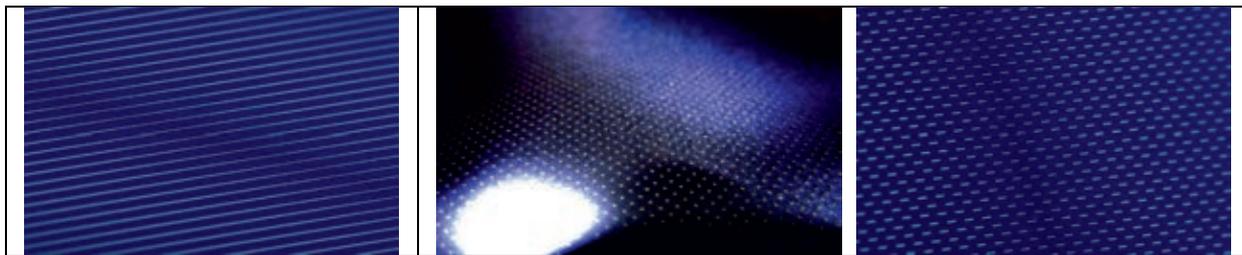
Processes and tool solutions for PERC

From a process integration point of view, a line pattern represents the easiest and most common way to implement LCO for PERC. Today, the standard process is a line opening with 30-50 μ m wide lines, and a line-to-line distance of 1 mm. Such a relatively wide opening in the passivation layer presents a good interface for the subsequent contact formation during the co-firing of the screen printed metal layer. The larger the local surface opening is the faster and more homogeneously the Aluminum-Silicon alloying process can start. This has a direct influence on the formation of the local back surface field (BSF) during the alloying and affects the final open circuit voltage (Voc) of the later solar cell. On the other hand, from the perspective of the PERC solar cell design, the wide opening lines restrict the final cell efficiency, because more open area reduces the passivated area leading to lower current (Isc) and voltage (Voc). In order to extract the whole electrical current from a typical PERC solar cell the required cross-section-equivalent opening ratio is 1% \pm 0.2%. For a line opening pattern, the opening ratio is in the range of 3% to 6%. Increasing of the line to line distance would help to reduce the opening ratio and therefore increase the Voc and Isc, but the series resistance (Rs) and consequently the fill factor (FF) of the solar cell will suffer. Especially for high ohmic wafer material the effect can become dramatic.

It is sometimes believed that an optimum contact design combining the opposing requirements of opening ratio and series resistance would be a dot

pattern with equidistant dot-to-dot spacing. The drawback of this design, however, is that contact formation during the co-firing process is made difficult. While a line represents a one-dimensional opening which allows for compensating local inhomogeneity of the local BSF (e.g. voids), every dot is a single event which contributes significantly to the final cell performance. If the contact formation process is not applied perfectly, some of the dots may fail and the solar cell significantly suffers from loss in Voc and Rs/FF, despite an almost optimal opening ratio of 1% to 1.6%. As of today, there are not many users known who could manage this tricky process in mass production.

A loophole from the described restrictions of the line opening and the dot opening designs is given by the so-called dash pattern. Such a dashed line pattern consists of scattered lines with an asymmetric relation of the length of the dash and the gap in between two dashes. The ratio between dash and gap is determined by the aluminum paste and the co-firing conditions used, and allows for a wide range of parameter combinations. Consequently, the complexity of finding the optimized dash pattern is higher than for a line or dot pattern, but is rewarded by an excellent PERC solar cell performance. The contact formation behavior is comparable to a line pattern and an opening ratio of 1.4% - 3% is achieved, which is close to a dot pattern. Additionally, if the rear side bus bar pads, which do not contribute to the electrical contact and BSF formation, are kept free from the LCO process the opening ratio can be optimized further.

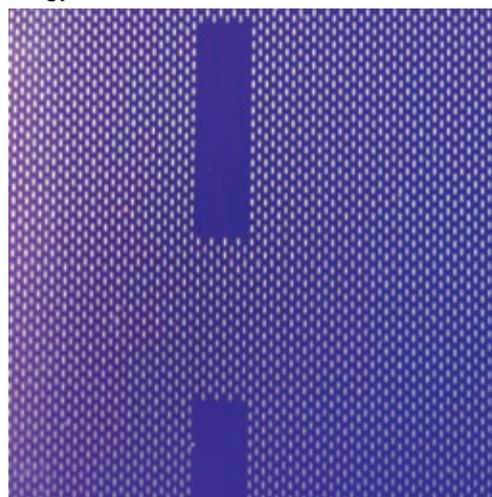


Picture 2: Line (left), dot (middle), and dashed pattern (right) for PERC

Considering the various factors contributing to the performance of the rear side of PERC solar cells, it becomes obvious that the future direction of optimization will be to manage the increasing complexity of the dash pattern design, leading to a layout with changing dash and gap lengths across the wafer. This is related to connected upstream and downstream processes in the production line and will become necessary to achieve the optimum current yield for the solar cell rear side. Although the performance of PERC solar cells today is often limited by their front side design, it is clear that only with this complexity of the rear contact design, PERC solar cells will reach their efficiency optimum in the future. There are not only a few technologists, who believe that optimization of the PERC solar cell rear side comes along with a revival of the LDSE technology or the implementation of new metallization schemes such as PoSi in order to overcome the actual limitations of the front side.

From a laser machine point of view the line opening process is a relatively simple approach. The laser is switched on and the laser beam moves from the desired starting point of the line to its ending point, where the laser is switched off. Repeating this procedure over the entire wafer surface leads to the specified line pattern. InnoLas has developed this process already 10 years ago and has been continuously improving it along with equipment for highest throughput and precision as unique in the industry. Scanning speeds up to 25m/s using a robust and well-developed galvanometer scanner technology together with InnoLas' ILS TT tool platform supports customer requirements on throughput of up to 3600 wafers per hour either as fully automated stand-alone or inline solution. Guided by its outstanding know how in the more difficult laser processing of IBC solar cell architectures, about two years ago InnoLas was able to introduce a high speed dash pattern technology to the market, utilizing its outstanding scanner technology and control software to run highly complex dash patterns with the same high scanning speed as a simple line pattern without losing accuracy. In order to meet the requirements of the more and more complex dash pattern, the design of the layout has to be done with CAD software. InnoLas' novel software directly converts the CAD layout into a machine-compatible script and recipe package, which optionally can be downloaded via MES from an external workstation directly to the production machine. Meanwhile, a production

capacity of over 3 GW of PERC solar cells is rolled out with InnoLas' high speed dash pattern technology.

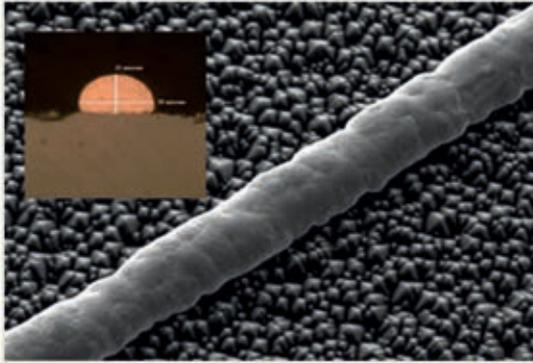


Picture 3: Detail of InnoLas high speed dash pattern with bus bars staying clear from LCO

Future trends in laser processing for the PV industry

There is no more doubt, that PERC technology is becoming a mainstream in standard industrial solar cell production. The question arising is "what is next?"

A good candidate to make the race to become a new standard process is Cu metallization to replace the costly Ag printing, which accounts for almost 50% of the solar cell production cost. RENA Technologies, the pioneer in the PV industry for wet chemical processing equipment, and chemical vendor MacDermid together with InnoLas developed an electroplating process to directly deposit a stack of Ni, Cu, and Ag on laser opened areas of the Si substrate (Plating on Silicon, PoSi). The technology package developed by the three partners comprises of a front side LCO process followed by subsequent PoSi and post annealing processes, which can be directly integrated into existing production lines as an upgrade.



Picture 4: Plated Ni-Cu-Ag stack directly on Si after LCO of the front side passivation layer

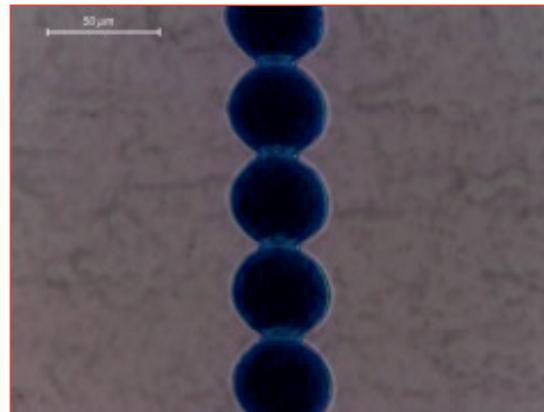
With this package for the first time a proven industrial solution is being offered where the formerly well known adhesion problems of the metal stack after soldering have been solved. The key to this technology is the choice of the right laser process together with a perfect adaption of the plating method and chemistry. In contrast to the rear side LCO process for PERC, the front side LCO process for PoSi does not allow any melting of the textured Si surface and damage to the sensitive junction, while the passivation layer must be removed thoroughly with no residues hindering the onset of the metal growth process. The technology developed by RENA, MacDermid, and InnoLas works for standard as well as PERC solar cells and does not require any changes to the standard module assembly and soldering process. Module reliability tests have already been passed successfully with excellent results and no degradation of the module performance after heat cycling testing.

Laser fired contacts (LFC) are commonly dealt as next generation PERC technology, whereby the Al printing and co-firing steps are substituted by a layout of an Al foil directly onto the passivated rear side, which is locally fired and subsequently cut out by lasers, all being processed within one single laser equipment. A significant cost reduction compared to the actual LCO, Al printing, and co-firing processes will be enabled. As the exclusive partner of the patent owning technology developer Fraunhofer ISE, InnoLas has already developed the required laser processes as well as prototype equipment for the foil layout. Challenges still to be solved are on the industrial maturity of the technology and passing the module reliability testing.

IBC or IBC-related solar cell concepts are starting to become more and more relevant for companies, who managed to exceed a certain level of cell efficiency performance. IBC cell architecture represents a more revolutionary step in the efficiency roadmap than evolutionary steps like PERC, PoSi, or n-type bifacial cells. There is a significant gap between the requirements of e.g. a standard production line with PERC upgrade and a fully blown IBC production line in terms of process stability, reliability, and precision, and the equipment

for IBC production must fulfill specifications close to semiconductor standards. E.g. an alignment accuracy of down to $\pm 10 \mu\text{m}$ with an absolute precision of $\pm 5 \mu\text{m}$ in 24/7 production must be achieved. The complete control of all functions of a leading-edge ultra-short pulse laser source is only one of the required enhanced features next to an integrated analytics for inline characterization of the laser process result to close the feedback loop with the machine and to assure that the process result is always within a tight process window.

The most obvious application for laser processes on IBC cell architectures is again an LCO process substituting the cost-intensive photo-lithography and wet etching processes, which were needed to create the metal pattern of the interdigitated fingers. Besides LCO, there are a couple of other possible applications for laser processing on IBC, such as laser patterning of dielectric layers or local doping similar to the LDSE process.



Picture 5: LCO of a dielectric layer for an IBC

Summary

The historical role of laser processing for the fabrication of industrial standard c-Si solar cells is ambiguous. Several applications for lasers such as via drilling, laser edge isolation, laser doped selective emitters emerged and vanished. Laser contact opening is about to establish itself as a mainstream technology in the PV industry and is indispensable from PERC solar cells. State-of-the-art laser machines for mass production must dispose of automatic routines to compensate for misalignments and laser degradations over time, and must be able to run sophisticated patterns at a very high speed and throughput in order to achieve optimum efficiency at affordable cost. In future, the laser contact opening will play an increasingly important role, e.g. for electroplated Cu metallization or IBC solar cells.

POLYGONSCANTECHNIK FÜR DIE LASERMIKROBEARBEITUNG

André Streek, Sascha Klötzer

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Höher, schneller, weiter gilt durch die rasante Entwicklung der Laserquellen auch in zunehmenden Maße für die Lasermikrobearbeitung. Die Scantechnik, welche die präzise und wiederholbare Ablenkung und Positionierung des Laserstrahls für die Mikrobearbeitung vollführen muss, hinkt dieser rasanten Entwicklung hinterher. Aus diesem Grund entwickelt das Laserinstitut der Hochschule Mittweida zweidimensional arbeitende Polygonscanner als vielversprechende Alternative zu den bisherig eingesetzten Strahlablenkensystemen. In den vergangenen Jahren wurden mehrere Versuchsmuster auf ihre Einsetzbarkeit für die Mikrobearbeitung aufgebaut, getestet und bewertet. Die vorliegende Arbeit präsentiert die aktuellen Ergebnisse dieser Entwicklungen vor allem im Hinblick auf die Anforderungen einer hochpräzisen und wiederholgenauen Lasermikromaterialbearbeitung. Unterschiedliche Bearbeitungsergebnisse erzeugt mittels schneller Polygonscantechnik werden präsentiert und analysiert.

1. Einleitung

Die präzise und „schnelle“ Führung von Laserstrahlung über ein zu bearbeitendes Werkstück wird bislang mittels Strahlablenkung durch verkippbare Spiegel, welche nach dem Servoprinzip sog. Galvanometern arbeiten durchgeführt. Je nach gewähltem Arbeitsabstand dieses Dreh- bzw. Kippunkt (bedingt durch die angebrachte F-Theta-Optik) ergeben sich maximale Relativgeschwindigkeiten zwischen Laserstrahl und Werkstück von bis zu einigen Metern pro Sekunde.

Für die, im Hinblick auf die Mikromaterialbearbeitung, bislang industriell verfügbaren Laserquellen im Leistungsbereich mehrerer Watt waren derartige Ablenkgeschwindigkeiten hinreichend, um die gewünschte Modifikation des Werkstückes durchzuführen. Vor allem jedoch durch die neue Faserlaserkonzepte mit enormer Leistungssteigerung der Laserquellen im nahen Infrarot Bereich (NIR), kann die durch den Laser bereitgestellte Energie mit vorhandenen Scanlösungen nicht mehr auf der Werkstückoberfläche umgesetzt werden, um ein adäquates Bearbeitungsergebnis zu erhalten. Eine Reduzierung der Leistung des Lasers rechtfertigt wiederum nicht die Kosten eines solchen Gerätes. Aus diesem Grund wurden derartige Laserquellen industriell ausnahmslos für die Makrolaserbearbeitung eingesetzt.

Es ist nun eines der vorrangigen Ziele von Forschung und Entwicklung die Scantechnologie an den neuen Leistungsbereich der Laserquellen anzupassen, damit diese auch den Einzug in die Mikromaterialbearbeitung finden können.

2. Technik

Schnelle Strahlablenkung mittels eines rotierenden Polygons ist in der Drucktechnik bereits seit vielen Jahren bekannt. Es handelt sich hierbei um Zeilenscanner, die durch das synchrone Ansteuern einer zusätzlichen Bewegungseinheit indirekt in der Lage zweidimensionale Abbildungen zu erzeugen. Nach diesem Prinzip existieren mittlerweile auch Lösungen für die Lasermaterialbearbeitung [1,2]. Am Laserinstitut der Hochschule Mittweida wurde schon mit dem Aufkommen der ersten Hochleistungsfaser-

laser mit der Entwicklung direkt zweidimensional arbeitender Polygonscanner begonnen.

Grundsätzlich sind zwei optische Konzepte für das zweidimensionale Scannen mittels rotierenden Polygonspiegels vorstellbar (Abb. 1).

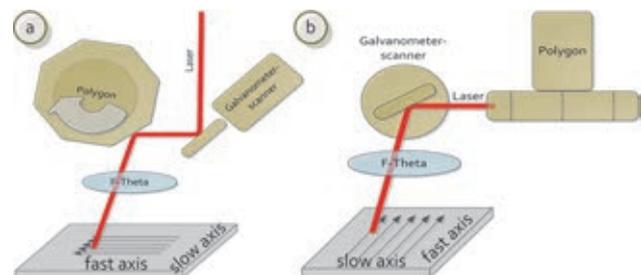


Abb 1: optische Konzepte für das 2D-Polygonscannen, mit (a) vorgeschaltetem (b) nachgelagertem Galvanometer.

Im ersten Fall (Abb. 1(a)) wird der einfallende Laserstrahl auf der Facette des Polygonspiegels verschoben. Dies hat zur Folge, dass die Dicke des Polygonrades eine entsprechende Verschiebung des Laserstrahls zulassen muss, was je nach gewünschter Auslenkung in zweiter Achse zu relativ breiten und somit schwereren Polygonrädern führt. Bei Scanlösungen mit nachgeschaltetem Galvanometer kann das Polygon entsprechend der gewählten freien Apertur schmal gehalten werden. Hingegen muss nun der Galvanometerspiegel in einer Länge gewählt werden, welche die gewünschte Strahlablenkung zulässt.

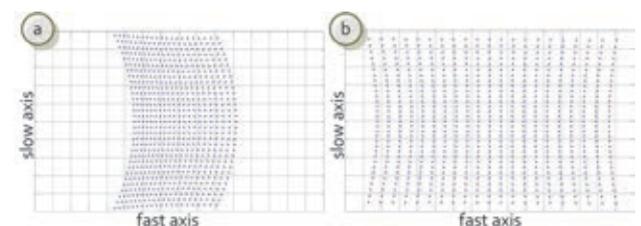


Abb 2: resultierende Scanfelder (ohne F-Theta-Optik) bei $\pm 10^\circ$ Auslenkung beider Achsen.

Der optische Aufbau mit vorgelagertem Galvanometer verspricht aufgrund des kleineren Galvanometer-

spiegels eine höher Dynamik in zweiter Achse, jedoch zeigt sich das resultierende Scanfeld stark gekrümmt (Abb. 2(a)). Auch im anderen Fall ist das Scanfeld mehr oder minder stark verzeichnet (Abb. 2(b)). Scheinbar liegt eine Spiegelsymmetrie zum Mittelpunkt vor, was den Einsatz und die Korrektur einer angebrachten F-Theta-Optik mit Rotations-symmetrie zur optischen Achse prinzipiell ermöglichen würde.

Bei genauerer Betrachtung wird jedoch ersichtlich, dass mit zunehmender Auslenkung des Polygons (fast axis) die Abstände gekrümmte Kurvenfunktionen zueinander variieren (vgl. Abb. 2(b) Punktabstände rechts zu links bei konstanter Galvanometerstellung(slow axis)). Der Grund hierfür ist die Variation des Reflexionspunktes bei Durchlauf einer Spiegelfacetten. Dies lässt sich dadurch verdeutlichen, dass die Facetten lediglich Tangentenfunktionen am Innenkreis des Polygons darstellen und sich somit stetig eine radiale Verschiebung des Reflexionspunktes zwischen Innen- und Außenkreis des Polygons beim Durchlauf einer Facette einstellen muss.

Genau aus diesem Grund wurde ein modifizierter Polygonspiegel entwickelt, welcher genau dieses Verhalten beseitigt.

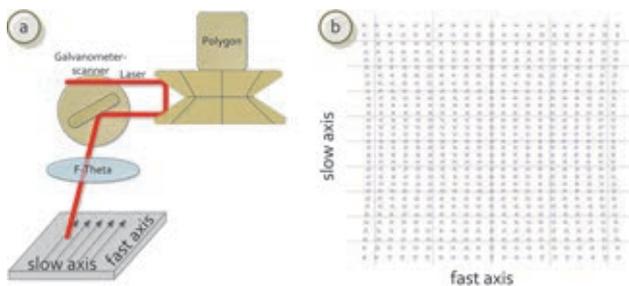


Abb 3: doppelt umspiegelnder Polygon, (a) Prinzipskizze (nicht Maßhaltig) (b) berechnetes Ablenkprofil (ohne F-Theta-Optik) bei $\pm 10^\circ$ Auslenkung beider Achsen.

Die zumindest orthogonale Achssymmetrie (Abb. 3(b)) ermöglicht es jeweils, dass die Verzerrung einer der beiden Achsen durch die F-Theta-Optik gut kompensiert wird. Dies wird logischerweise primär für die Krümmung entlang der slow axis durchgeführt, da Positionskorrektur entlang der fast axis auch auf elektronischen Wege erfolgen kann.

Neben dem optischen Konzept ist vor allem das Rechenwerk des Polygonscanners von großer Bedeutung. Bei Ablenkgeschwindigkeiten von mehreren hundert Metern in der Sekunde und den gewünschten Ortsauflösungen für die Lasermikrobearbeitung von wenigen Mikrometern müssen eine Vielzahl von Berechnungen in wenigen Nanosekunden durchgeführt werden. Eine sequentielle arbeitende Rechenmaschine (CPU) kann dies trotz der hohen Taktraten im Bereich mehrerer GHz nicht erreichen, Somit muss im Polygonscanner ein schnelles und vor allem parallel arbeitendes Rechenwerk in Form eines FPGA(field programmable gate array) zum Einsatz kommen. Und auch beim Einsatz der schnellsten und höchstintegriertesten

FPGAs ist die Synthese der Hardwaremaschine eine große Herausforderung.

Im vorliegenden Fall wurden zwei FPGA-Serien der Firma Xilinx® für den Einsatz im Polygonscanner getestet. Zum einen die 45nm-Serie „6“ und die 28-12nm-Serie „7“, die gegenwärtig die höchste Entwicklungsstufe an FPGAs darstellt. Nach der ersten Implementationen schied bereits die Serie „6“ aufgrund der begrenzten Rechen-tiefe/breite der integrierten DSP-Einheiten (digital signal processing units) aus.

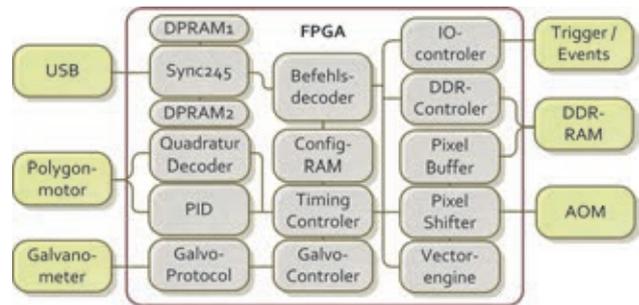


Abb 4: Prinzipdarstellung und Verknüpfungen elementarer Einheiten der Hardware-synthese des Polygonscanners.

Jede Einheit innerhalb des FPGA arbeitet autark und soweit die, durch das USB-Interface zwangsweise sequentiellen Datenströme dies zulassen als Struktureinheiten parallel zu den anderen. Aber auch innerhalb der Struktureinheiten wurde ein Höchstmaß an paralleler Verarbeitung implementiert.

Als Beispiel für den Grad an erreichter aber auch notwendiger Parallelisierung soll hier nur kurz die Vectorengine herangezogen werden. Die Vectorengine ermöglicht es neben 2D Vektoren auch aus einem, in den Polygonscanner geladenen STL-File (surface tessellation language) Schnitt-vektoren entlang der aktuell auszugebenden fast axis zu generieren. Die Ausgabe nach Vollendung eines kompletierten 2D-Scans (n-„fast axis“ Durchläufe) entspricht somit dem Slice des geladenen 3D-Modells in der gewählten z-Ebene.

Die Berechnungsgeschwindigkeit bei diesem Hardware-Echtzeitslicer beträgt $100 \cdot 10^6$ Verticeschnitte/s in der gewünschten z-Ebene (Vertex - durch das STL definierte Dreieckfläche im Raum). Dies entspricht einem Datendurchsatz von 1,6 Gbyte/s allein in dieser Struktureinheit und könnte bei Bedarf noch erhöht werden. Die erzielten Vertexrechengeschwindigkeiten entsprechen somit denen aktueller Grafikkarten für PC-Systeme. Der Vorteil dieser hochgradigen Parallelisierung liegt klar auf der Hand er ermöglicht es die Mikrobearbeitung nicht nur mit hoher Genauigkeit sondern quasi auch in Echtzeit mit nahezu sofortiger Reaktion auf externe Ereignisse durchzuführen. Genauer gesagt können sich zwischen zwei Scanlinien der fast axis sämtliche Parameter verändern dennoch wird das benötigte Bearbeitungsverhalten korrekt errechnet. Aber auch innerhalb von Scanlinien wird noch auf Ereignisse, wie z.B. der Verschiebung des Werkstücks reagiert.

Zu den in Abb. 1 dargestellten optischen Konzepten existieren jeweils teillösere und größere Laboraufbauten. Für das optische Konzept nach Abb. 3 ein wurde kleiner (integrierter) Prototyp (Abb. 5(a)) in den Abmaßen konventioneller Galvanometerscanköpfe entwickelt.

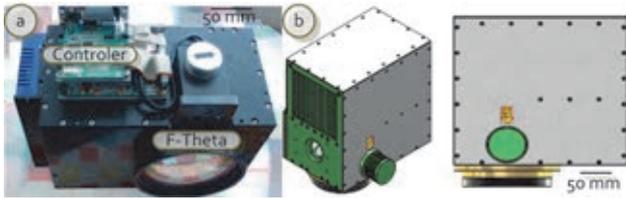


Abb 5: (a) momentaner Prototyp des kompakten Polygon-scanners für den Laborgebrauch. (b) Die bereits im Aufbau befindliche vollintegrierte Nullserie zum Test der industriellen Einsetzbarkeit.

Trotz der Kompaktheit des Scankopfes(Abb. 5(a)) sind die technischen Daten bemerkenswert. So beträgt die freie Apertur des Scansystems 30 mm und ermöglicht somit den Einsatz langbrennweitiger F-Theta-Optiken bei kleinen erzielbaren Fokusbrenndurchmessern. Bei der häufig verwendeten Brennweite von $f = 420$ mm (Abb. 5) lässt sich ein Fokusbrenndurchmesser von $35 \mu\text{m}$ erzielen. Die momentan erzielbare Ablenkgeschwindigkeit des Systems beträgt bei dieser Optik 1 km/s bei Positionsaufösungen kleiner $10 \mu\text{m}$. Aber auch kürzere Brennweiten z.B. $f = 250$ mm und $f = 167$ mm wurden mit diesem Scansystem erfolgreich getestet. Der Polygonscanner verarbeitet bis zu 1GByte große Bitmap- und Vektordaten.

Das Konzept wird gegenwärtig in eine vollintegrierte Nullserie überführt (Abb. 5).

3. Notwendige optische Korrekturen

Wie die ersten Untersuchungen zeigten, sind die Fertigungstoleranzen des Polygonrades, hinsichtlich des Tangentialfehlers(tan) und Pyramidalfehlers(pyr) trotz der gewählten Präzisionsfrästechnik nicht hinreichend genau für die Lasermikrobearbeitung mittels eines Polygonspiegels.

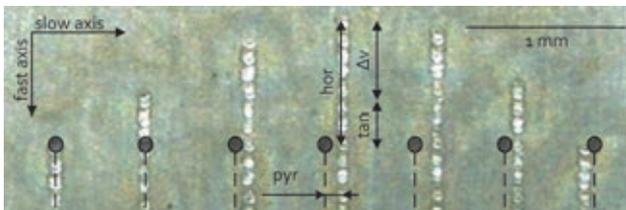


Abb 6: Das resultierende Beschußbild einer Edelstahloberfläche bei konstanten Linienabstand von 0,5 mm und errechnetem gleichen horizontalen Beginn.

Die resultierenden Abweichungen aus der pyramidalen Fertigungstoleranz betrug bei der eingesetzten $f = 420$ mm Brennweite bis zu $60 \mu\text{m}$.

Dieser Fehler konnte durch die Vermessung des Polygonrades und einer an die jeweilige Facette angepasste Positionierung (eigene Konfiguration für

jede Facette) des Galvanometerscanners komplett behoben werden.

Viel gravierender hingegen waren die horizontalen Abweichungen (vgl. (hor) in Abb. 6) von bis zu $700 \mu\text{m}$, welche nicht allein auf die tangentiale Fertigungstoleranzen des Polygonspiegelrades zurückzuführen waren. Vielmehr setzt sich dieser Fehler aus dem fertigungsbedingten Tangentialabweichungen und einer geschwindigkeitsabhängigen Komponente(Δv) zusammen (vgl. Abb. 7).

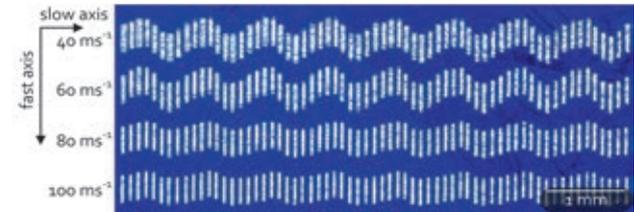


Abb 7: Die Abtragsspuren auf $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-Si}$ zeigen erhöhte Gleichlaufschwankungen bei geringeren Geschwindigkeiten durch nachlassende Trägheit des Massesystems bestehend aus Motor und Polygonrad.

Die Geschwindigkeitsabhängigkeit rührt vom Motoraufbau und dessen Ansteuerung selbst her. Um die Geschwindigkeit gleich zu halten werden die Spulen des Motors mit konstanten Regelparametern (PID-Regler) je nach ermittelter Geschwindigkeitsabweichung bestromt. Die Konstanz der Ansteuerung trägt jedoch nicht der Massenträgheit des Polygons Rechnung, die eine „rapide“ Beschleunigung bei hohen Drehzahlen behindert bei geringen aber leichter ermöglicht. Die Entwicklung eines angepassten Motortreibers, welcher den variablen Lastfällen durch Bestimmung der Momentanbeschleunigungen gerecht wird ist hierbei das Mittel der Wahl und wird gegenwärtig umgesetzt.

Um jedoch kurzfristig Mikrobearbeitungen mit hoher Genauigkeit durchzuführen, wurde parallel ein weiteres Konzept zur rein rechnerischen Korrektur eines mit variabler Drehzahl laufenden Polygons implementiert. Hierzu wird je nach Drehzahl eine variable Tiefpassfilterung der Encodersignale durchgeführt und die Momentanbeschleunigung geschätzt. Hierdurch lässt sich das Erreichen einer gewünschter Positionen, z.B. zur Laserausgabe trotz hoher Gleichlaufschwankungen recht gut vorherbestimmen.

Durch diese „vorläufigen“ Maßnahmen und einer, analog zur Pyramidalkorrektur eigenen Konfiguration jeder Facette hinsichtlich des Tangentialfehlers, konnte die Genauigkeit bereits ab einer Geschwindigkeiten von 20ms^{-1} auf $< 10 \mu\text{m}$ verbessert werden.

4. Effekte bei hohen Scangeschwindigkeiten

Bei schneller und ultraschneller Strahlableitung gilt es zu bedenken, dass sich die Wechselwirkungszeiten der Laserstrahlung mit dem Werkstück stark verkürzen. Selbst für kurze Laserpulse ändern sich die Wechselwirkungszeiten bzw. Wechselwirkungszonen (vgl. Schraffur in Abb. 8) deutlich.

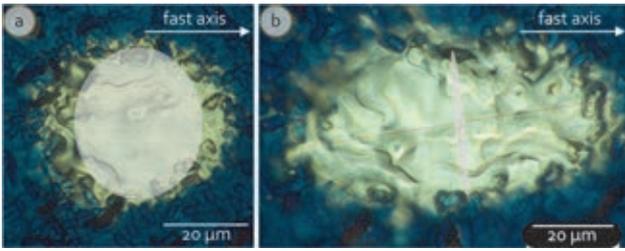


Abb 8: Einzelpulse ($\tau_H = 30 \text{ ns}$, $w_{86} = 18 \text{ }\mu\text{m}$) gleicher Parameter auf SiN bei (a) 100 ms^{-1} und (b) 1000 ms^{-1} Scangeschwindigkeit. Die Schraffur in den Bildern verdeutlicht den Bereich der Materialoberfläche, welche noch mit der nominellen Pulsdauer wechselgewirkt hat.

Wie in Abb. 8(a) zu erkennen kann bei hinreichend kurzen Pulsen die Elongation (in Abb. 8(a) = $3 \text{ }\mu\text{m}$) der Wechselwirkungszone vernachlässigt werden. Das resultierende Materialverhalten sollte in diesem Fall nicht vom Verhalten eines Einzelpulses mit statischem Laserstrahl abweichen.

Nicht so in Abb. 8(b) (Elongation = $30 \text{ }\mu\text{m}$) die Wechselwirkungszone ist durch die hohe Ablenkgeschwindigkeit stark vergrößert und die wirkende Fluenz sinkt stark ab. Hierbei ist mit großen Abweichungen des Materialverhaltens zu rechnen. Wäre in Abb. 8(b) ein kontinuierlich strahlender Laser mit einer mittleren Leistung gleich der Pulsspitzenleistung eingesetzt worden. Ergäbe sich für das Wechselwirkungsverhalten zwischen Laser und Material wiederum das eines gepulsten Systems mit einer Pulsdauer[in ns] gleich des Fokussdurchmessers[in μm] bei 1 km/s Ablenkung.

5. Resultate der schnellen Mikrobearbeitung

Mittels des entwickelten Polygonscanners lassen sich großflächige Oberflächenmodifikationen mit hoher Präzision durch die Bitmapausgabe erzeugen.



Abb 9: Entschichten (Si_3N_4) eines $6''$ -Silizium-Wafers (Linien: $30 \text{ }\mu\text{m}$, P_{cw} : 400 W , v : 200 ms^{-1} , w_{86} : $40 \text{ }\mu\text{m}$) (a): Prozeßzeit: 20 s (b): Auflösungstest: „DIN A4“ auf 10 mm .

Durch die hohen Scangeschwindigkeiten und die hieraus resultierenden kurzen Wechselwirkungszeiten (vgl. Pkt. 4) lassen sich selbst durch die Vectorengine 2.5D-Gravuren mittels eines kontinuierlich strahlenden Lasers ohne Verschmelzen der Mikrostruktur realisieren (Abb. 10).



Abb 10: 2.5D-Mikroabtrag in Edelstahl mittels cw-Laser (Linien: $10 \text{ }\mu\text{m}$, P_{cw} : 400 W , v : 200 ms^{-1} , 40 Zyklen, w_{86} : $10 \text{ }\mu\text{m}$) Abtrage rate: $2\text{-}3 \text{ }\mu\text{m}$ pro Zyklus

Die effektive Wechselwirkungszeit des Laserstrahls mit der Materialoberfläche beträgt lediglich 100 ns . Dies entspricht Pulszeiten konventioneller gütegeschalteter Laser. Bemerkenswert ist die dennoch hohe Abtrage rate, hierzu werden gegenwärtig noch Untersuchungen durchgeführt.

Mit gepulsten Laserquellen lassen sich mittels Polygon wie gewohnt Abtragstrukturen erzeugen. Aufgrund der begrenzten Schaltgeschwindigkeit und Repetitionsrate dieses Lasers musste eine relativ langsame Ablenkgeschwindigkeit von lediglich 25 m/s gewählt werden (Abb. 11).

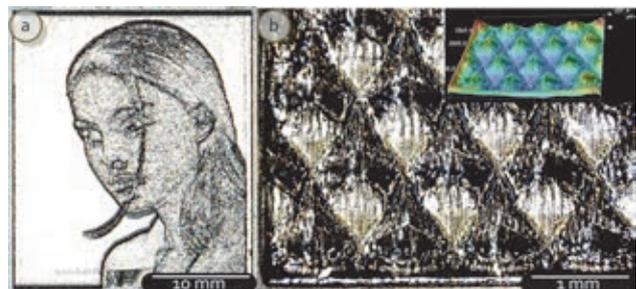


Abb 11: 2.5D-Mikroabtrag in Edelstahl mittels pw-Laser (Linien: $25 \text{ }\mu\text{m}$, P_{pw} : 500 W , v : 25 ms^{-1} , 250 Zyklen, w_{86} : $40 \text{ }\mu\text{m}$, $\tau_H = 30 \text{ ns}$, $w_{86} = 18 \text{ }\mu\text{m}$) (a) Tiefengravur eines Graustufenbildes (b) Tiefengravur eines STL-Files. Abtrage rate: $0.1\text{-}1 \text{ }\mu\text{m}$ pro Zyklus

Danksagung

Die Autoren danken dem BMBF für die Unterstützung der Forschung im Rahmen des Projects "IN-NOPROFILE - Transfer".

Literaturverzeichnis

- [1] Scanlab AG; „Polygon-Scanner macht UKP-Laser zu Sprintern“, Press Release, 23.06.2014
- [2] B. Jaeggi, et al. "High-throughput and high-precision laser micro-machining with ps-pulses", Proc. SPIE 8967, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XIX, 89670Q

NEW PRODUCTION TOOLS FOR ENERGY-EFFICIENT JOINING TECHNOLOGY

Klaus Krastel

IPG Laser GmbH, Siemensstr. 7, D-57299 Burbach

The high-volume production environment in the automotive industry is one specific example where resistance spot welding and laser welding are well-established technologies. Both technologies have pros and cons. For laser welding, especially in the case of laser remote welding, the main advantage is the significant cycle-time reduction due to almost complete elimination of idle times and the advantages of laser-welded seams. For resistance spot welding, one of the pros compared to laser welding is the integrated clamping technology, which comes nearly for free.

Both advantages can be combined in a fast laser-welding production tool that provides robust, process-secure, integrated clamping of components: the Laser-Seam-Steppers in various designs (LSS manually guided and LSS robot guided) from IPG Laser GmbH.

The new tool is a Class 1 laser device under specific restrictions, meaning it can be used on production lines without the need for additional laser-safety mechanisms. This is a distinct advantage over traditional laser welding, which typically takes place behind safety enclosures, adding cost and consuming valuable space.

Modern laser welding has been used in auto body plants and in the production of sheet metal components with the following advantages:

- Higher process speed (shorter cycle times).
- Increased component strength via longer seams and resulting higher torsional stiffness.
- Effort and cost comparable to today's resistance-welding systems.
- Realization of higher job safety requirements with reduced costs.

1. Introduction

Laser welding technology has for many decades an integral part of the technical joining in the areas of automotive and precision engineering. The laser could be used for joining of precise pre-manufactured components in the powertrain and in the production of tailored blanks.

In the body shop the use of lasers, however, was difficult to achieve because an accurate clamping technology and a flexible seam tracking was necessary. Furthermore, laser safe cabins are required, which does not facilitate the handling of complete car bodys in the current production line. Higher CO₂-Standards lead to weight reduction of the body shell. For this purpose, high-strength steel or aluminum materials are used while reducing flange widths at the same time.

The new tool, LaserSeamStepper (LSS) offers here an alternative to the standard laser welding processes such as laser remote welding and to standard resistance spot welding. The LSS-system combined with IPG's high efficiency fiber lasers is a step forward for saving energy and investment costs.

2. Laser Seam Stepper System

The laser welding gun, named as Laser Seam Stepper by IPG, provides a number of various advantages, which simplifies the use of lasers inside the car body shop.

At the LSS the plates are placed between two clamping pieces and are pressed together with a controlled clamping force up to 3kN. After that, the parts are welded together within the integrated laser shielded housing.

Up to 40mm long weaved welding seams can be achieved. The weaving frequency, the welding speed and the weld length are programmable and can be adjusted from weld to weld.

Normally, the resulting welding fumes inside the upper pressure element were suppressed by compressed air and are sucked away near the welding position. For welding of stainless steel, aluminum or titanium, shielding gases can be used for keeping the surfaces clean and free of oxidation.

3. Installation in the car body shop

The implementation of press-hardened steels in modern car body designs and the increasing demand for higher stiffness and rigidity require much higher interfacing at the joining area which cannot be achieved by standard resistance spot welding in most cases.

This is partly due to the recommended minimum distance between the resistance welded spots and on the other hand due to the high heat input, which influences the material specifications negatively.

For the car body of the Volkswagen Golf VII joining technologies which can provide high joining interfaces will have big advantages. This is shown in Figure 1 at the triangle window at the A-pillar and at the cross connection of B-pillar with the rocker panel.



Fig. 1: Car body of Volkswagen Golf VII. Triangle window is welded with LaserSeamStepper

While at the triangle window the increasing of the connection interfaces is important, also savings in the processing time can be achieved at the cross connection of B-pillar with the rocker panel. 26 resistance spot welds were eliminated by 9 laser weld seams, at the roof application 10 RSW points were replaced by 4 weaved laser welded seams (see figure 2.)

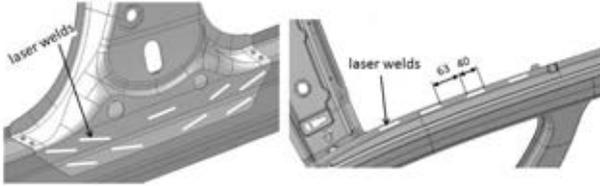


Fig. 2: left: cross connection b-pillar to rocker panel; right: roof frame

Further advantages of laser spot welding can be found in welding outer skin panels and hang-on parts. Here, the seam length is reduced and a fiber laser with a better beam quality is used. The required laser power can be less than 1kW. So called micro steps with a weld length of 12 mm were created (see figure 3) and can be placed near the cutting edges.

The micro-welding step only requires a flange width of 6mm and is especially important for sensitive components such as shown in Figure 4 at the upper window frame.

Contrary to resistance spot welding, the sheets at laser welding are fixed just before the welding process, and were not deformed during or after the process.

The pressing of the electrodes into the material during the resistance spot welding leads to an elongation of the sheet in the area around the welding point and will lead to a distortion of the complete component. Here, especially the forceless laser beam welding holds a big advantage.



Fig. 4: LSS welded outer skin panel with micro-steps (length: 12mm) placed near the cutting edge

For components, which are welded only in small numbers or with high variability, the hand-held system is the right tool. In this case, the laser welding gun (weight: 38 kg) will be installed at a balancer and articulating support and can be moved by an operator to the welding position. The operator starts the welding manually. The servo driven gun is closing and clamping the parts together. After that the laser is triggered and selects the required laser power automatically for a complete penetration weld.



Fig. 3: Welding of 6mm flanges at door frame

4. Single Side Access Applications

4.1 Shipyard Industry

In many technical designs frame structures were planked with metal sheets, or sheet metal constructions are reinforced with steel profiles. Herein, technical solutions are necessary for joining the panels with highest reliability to the substructure without introducing deformations and distortions. Here, laser welding holds a big advantage due to its single side access.

With a picker version boat hulls are made out of aluminum. Stiffening structures were welded from the inside to the outer skin panel.

Figure 5 shows such a boat hull, wherein the outer skin has no distortion and no visible defects caused by the heat effected zone. This reduces the rework and produces a product with much higher quality.

The realized welds are widened by the beam oscillating function of the LaserSeamStepper. The reinforcing stringers have a thickness of 3mm, the outer skin panel 8mm.

The goal is to achieve a maximum of a cross section interface and a minimum of visible surface defects on the outer skin. To reach a welding speed of 6mm/min a laser power of 3.5kW is required. The weld length is approximately 30mm, the width 4mm and the penetration measured from the top 5mm.

Due to the implementation of the laser welding gun, the welding quality improved with less preparation work and less refinishing operations. Costly jigs a nearly eliminated. Therefore, this method is rated significantly better than the MIG welding and is used instead.

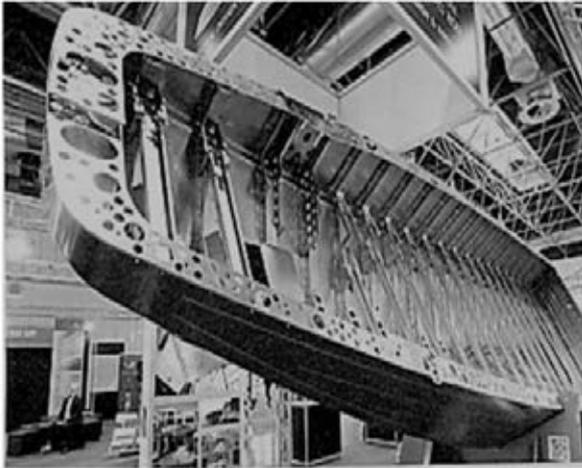


Fig. 6: Aluminum boat hull, welded with LaserSeamStepper in picker version

4.2 Railway Vehicle Manufacturing

In the railway vehicle manufacturing, the railway carriages are mostly designed of sheet panels with reinforcement profiles. Materials can be mild steel, stainless steel or aluminum. Today these reinforcement profiles are attached to the planking sheets by using the gas metal arc welding technology (GMAW), but with a clearly visible and significant distortion at the outer skin panels. An additional complex straightening process is necessary. Figure 6 shows a complete side panel which is laser welded by the LaserSeamStepper (picker version).

For this manufacturing process, the side panel is placed in a counterpart and the reinforcement parts were aligned and fixed with a set of simple toggle clamps. The picker is supported by a gantry system and moves the welding device to the welding position. The picker then is pressing the reinforcement parts onto the skin panels and starts the welding process inside the light-tight pressure piece. The pressure piece serves as a hold-down device for minimizing the welding gap between the two parts and at the same time as a safety enclosure for deflected laser radiation. The design of the laser welding station for such huge parts does not need any laser safety cell with a complete enclosure. Easy loading by a crane from top to down is possible and high investment costs are extremely reduced.

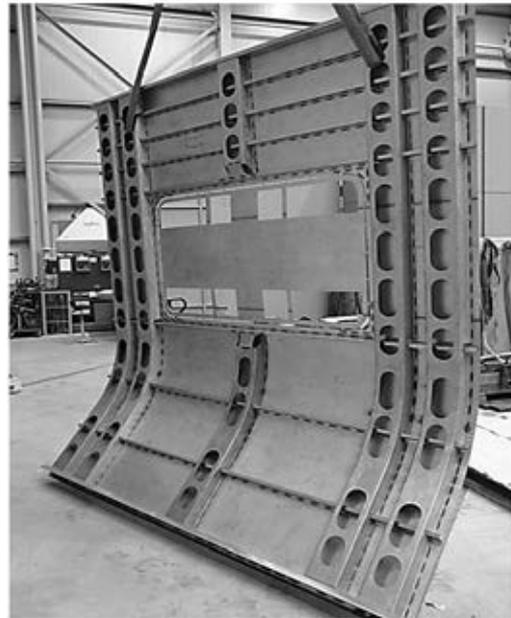


Fig. 5: LaserSeamStepper (picker) welded side panel of a passenger train

5. Summary

The introduction of the LaserSeamStepper (laser welding gun) into the manufacturing process by IPG is a new laser welding tool which is comparable with a standard resistance spot welding gun. The components are initially pressed together and then welded by laser radiation. The integrated laser safety function facilitates the use of the laser material processing extremely and keeps down high investment costs. Manual guided laser welding and one-sided accessibility extends the range of applications and manufacturing processes.

Overlap joints in the automotive industry (car body) as well as planking of space frame structures can be done very cost-effectively in a normal shop floor.

A continuous improvement process has taken place since the beginning of car series production with the LSS, the result of close cooperation with different car manufacturers. This results in a highly reliable laser welding tool with an availability of 99.9 percent. Due to the high repeatability of the complete system (fiber laser and LSS module), a very high continuous production quality can be guaranteed without any rework at the manufactured part itself.

CONVENTIONAL AND LASER WELDING A COMPARATIVE STUDY: MECHANICAL AND CORROSION BEHAVIOR MATERIALS WELDING EFFECT

Part I- Gas metal arc welding, gas tungsten arc welding and laser welding for stainless steel 316L

Ahmed .M. El-Aziz^{1,2}, Jan Drechsel³, Horst Exner³

¹German University in Cairo, Materials Science Department, 11835 New Cairo, Egypt

²Department of Physical chemistry, National Research Centre, 12622 Cairo, Egypt

³Hochschule Mittweida (FH), Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida, Germany

A wide variety of welding processes are available and used to join metals in today technologies. These processes as classified by the American Welding society (AWS) may be performed by different methods like arc welding, resistance welding, gas welding, gas metal arc welding, gas tungsten arc welding, sub-merged arc welding, energy beam welding and laser beam welding. The characteristics of the microstructures through weld zones and the size and the extent of heat-affected zones (HAZ) will primary depend on: (1) the type of metals being joined, (2) the heat treatability of the material and welding velocity, (3) the classes of welding or joining processes used. The microstructure changes arising from welding will significantly affect the mechanical and the corrosion behavior of the welded metals. A review of recent literature indicated a lack of consensus among researchers, regarding the best method of welding. In view of contradictory opinions regarding efficiency of different welding techniques, the present study has been undertaken to evaluate the mechanical and corrosion behavior using different welding techniques, laser welding and conventional welding. One case study is presenting in this study:

Case (I) gas metal arc welding, gas tungsten arc welding and laser welding for stainless steel 316L

The welding parameters, materials microstructure, hardness and corrosion behavior are discussed and explained in this work aiming to evaluate the efficacy of laser and conventional welding.

1. Introduction

Welding is a process critical to our present state of civilization and technical development. Welding is the most economical and efficient way to join metals permanently. Most of things we use in our daily life is welded or made by equipment that is welded. There are many ways to make a weld and many different kinds of welds. Some processes cause sparks and others do not even require extra heat [1, 2].

Among the available welding techniques, laser welding has received increasing attention [1]. One of the reasons for this is rapid development in recent years in high-energy density beam technology [3–5]. Many of the advantages and limitations of laser welding, compared to other welding processes, depend on focused beam properties. The high power density permits welding based on the keyhole principle, and the reduced energy transfer to the material produces a very narrow heat affected zone (HAZ) with low residual stress and small distortions [6].

Additionally, laser welding has various advantages over conventional welding techniques; many types of materials and different thicknesses are weldable with high flexibility in geometry to obtain high weld seam quality. If adjustable energy supply in relation to the material is used, high welding velocities can easily be converted to automatic operation. It was [7] proved that cold metal transfer welding (CMT) is more robust in comparison to conventional gas metal arc welding technique (GMAW), where the welding velocity could be increased. Additionally, it was [8] found that spot weld ability of the coated steel is excellent and shows better corrosion resistance than uncoated steels, resulting from the coating layer

which may form an alloy on the surface plays a good role on the corrosion resistance. However, a significant change in the weld profile has been produced when altering the laser spot size. The weld became narrower and the size of the HAZ was reduced when a smaller laser spot was used [8]. The characteristics of the microstructures through weld zones and the size and the extent of heat-affected zones (HAZ) will primary depend on: (1) the type of metals being joined, (2) the heat treatability of the material and welding velocity, (3) the classes of welding or joining processes used. In this paper we are going to discuss and compare between conventional and laser welding by considering two welding-technique cases: Case (I) gas metal arc welding (GMAW), gas tungsten arc welding (GTAW) and Laser for stainless steel 316L. Microstructure, corrosion and mechanical behavior will be our matter of study.

Stainless steels 316L can be joined by most welding processes [9-10], but with some restrictions. The weld joint efficiency depends upon the ability of the welding process and procedures to produce nearly uniform microstructure in the weld metal and heat-affected zone which, should not differ than the base metal in the un-welded areas, is needed. However may or may not that using GTAW and GMAW will change the stainless steel 316L properties. To examine this hypothesis the stainless steel sample was cut carefully so as not to change the metallurgical structure and then welded by either GTAW or GMAW. Finally microstructure, corrosion and mechanical were examined. More details about surface preparation, welding processes and testing are present [11-12].

The micro-hardness was measured by using

SHIMADZO micro-hardness tester at load of 500 gm for 10 sec. after grinding, polishing and etching to reveal the microscopically measuring areas. Figure 1 shows the location of measuring points at different areas.

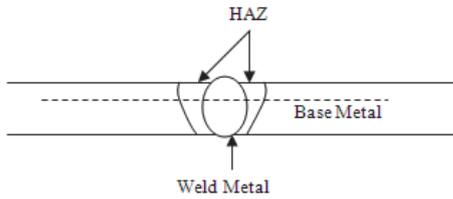


Fig. 1: Schematic diagram for the location of the hardness measuring points

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Base Metal		HAZ		Weld Metal		HAZ		Base Metal						

Figure 2 shows the measured hardness values across the weldment in case of GMAW process. Obviously, the HAZ is characterized by relatively higher hardness than the weld metal. However, the measured hardness values at HAZ in case of GTAW process is lower than the measured values at weld metal, as shown in Fig. 3. On the other hand, the hardness of HAZ in case of Laser welding samples, showed higher values than the weld metal as shown in Fig. 4. The recorded changes in hardness values at different welding processes (cooling rate) may be attributed to the changes in microstructure as a function of heat input and/or cooling rate. It is well known that the microstructure of the base metal-stainless steel is typically austenitic grains. The microstructure of HAZ in case of GTAW process consists of two main regions, as shown in Fig. 5:

- Region one: just adjacent to the fusion line which is characterized with small grains (re-crystallized grain. This region is very small
- Region two: the base metal which is characterized by large grain size.

This microstructure is related to the effect of high cooling rate in this case which allowed the formation of fine equiaxed grain just adjacent to the fusion line. However, the second region exhibited the effect of low heat transfer coefficient of stainless steel.

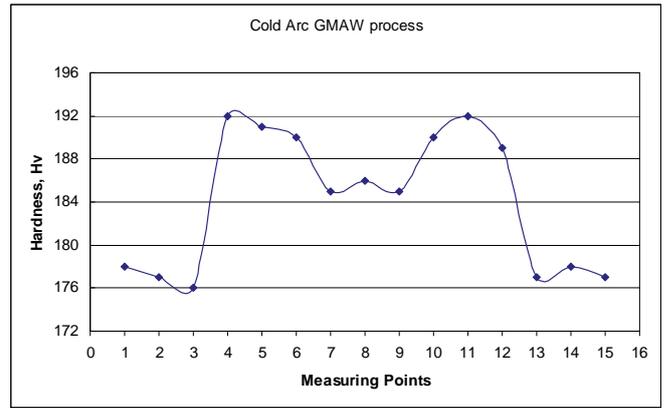


Fig. 2: Hardness distribution in case of GMAW

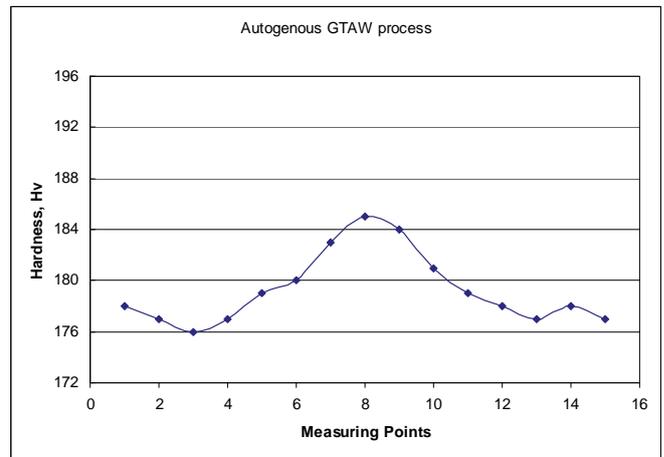


Fig. 3: Hardness distribution in case of GTAW

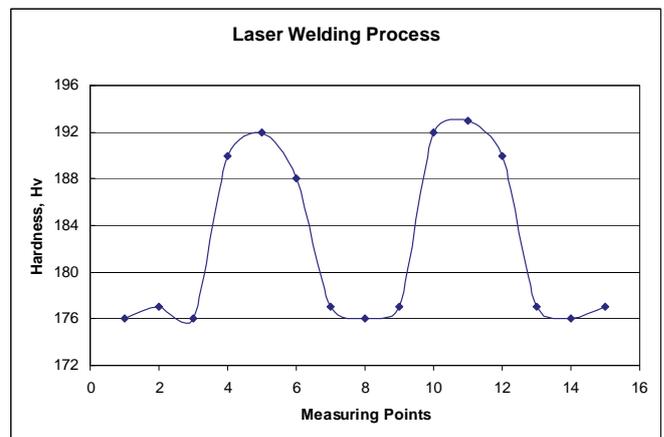


Fig. 4: Hardness distribution in case of Laser Welding

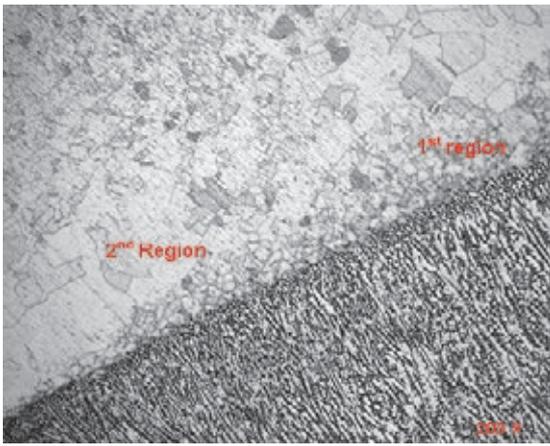


Fig. 5: HAZ of GTAW sample

Figure 6 shows the microstructure of HAZ in case of GMAW. The microstructure is characterized by intermediate grain size with some precipitates of carbides, this may explain the increase in the hardness of HAZ as observed previously. Complete analysis of the observed carbides was carried by using EDX analysis and SEM, as shown in Fig. 7.

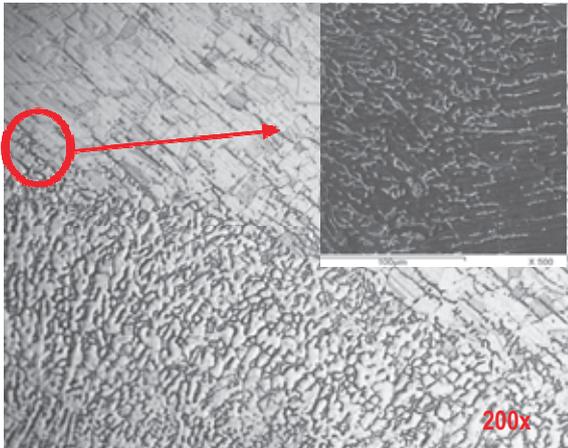


Fig. 6: HAZ of GMAW sample

The microstructure of HAZ in case of laser welding process (Fig. 8) is characterized by fine size austenitic grains. These may be related to the faster cooling rate



Fig. 8: HAZ of laser sample

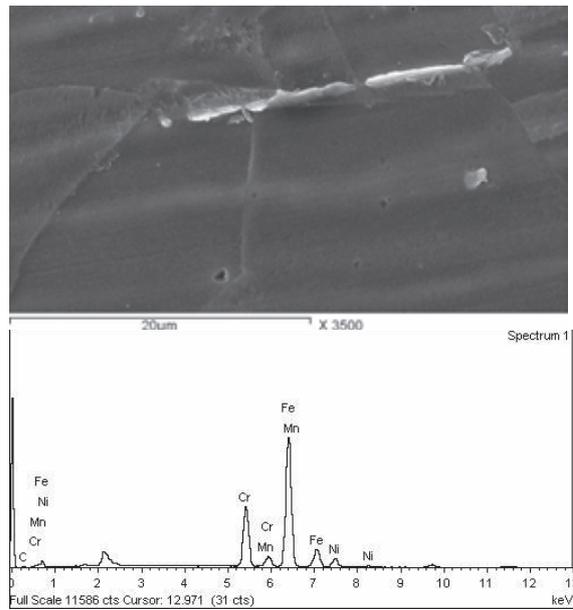


Fig. 7: SEM micrograph of the observed carbides attached with EDX analysis of these carbides

The development of weld metal microstructure [13] in austenitic stainless steels is explained in Fig. 9. The weld metal ferrite can have three different types of morphology: interdendritic (Fig. 9a), vermicular (Fig. 9b), and lathy (Fig. 9c). Figure 9d shows a schematic vertical (isoplethal) section of the ternary phase diagram (pseudo-binary phase diagram).

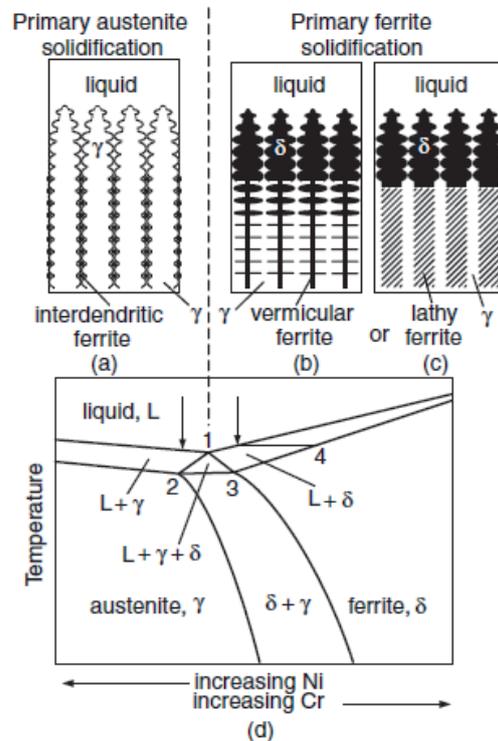


Fig. 9: Schematics of solidification and post solidification transformation in Fe–Cr–Ni welds: (a) interdendritic ferrite; (b) vermicular ferrite; (c) lathy ferrite; (d) vertical section of ternary-phase diagram at approximately 70% Fe.

Primary Austenite: The Ni-rich alloy (left-hand), austenite (γ) is the primary solidification phase (light dendrites in Fig.9a), while the dark particles (interdendritic ferrite) between the primary dendrite arms are the δ -ferrite that forms when the three-phase triangle is reached during the terminal stage of solidification.

Primary Ferrite: The Cr-rich alloy (right-hand), δ -ferrite is the primary solidification phase. It is the dark dendrites- δ -ferrite which are shown in Fig. 9b. The core of the δ -ferrite dendrites, which forms at the beginning of solidification, is richer in Cr (point 4), while the outer portions, which forms when temperature decreases, have lower chromium contents. Upon cooling into the ($\delta + \gamma$) two-phase region, the outer portions of the dendrites having less Cr transform to austenite, thus leaving behind Cr-rich “skeletons” of δ -ferrite at the dendrite cores. This skeletal ferrite is called vermicular ferrite. Additionally, primary δ -ferrite dendrites can also transform to lathy ferrite (Fig. 9c) dependant on cooling condition into the ($\delta + \gamma$) two-phase region.

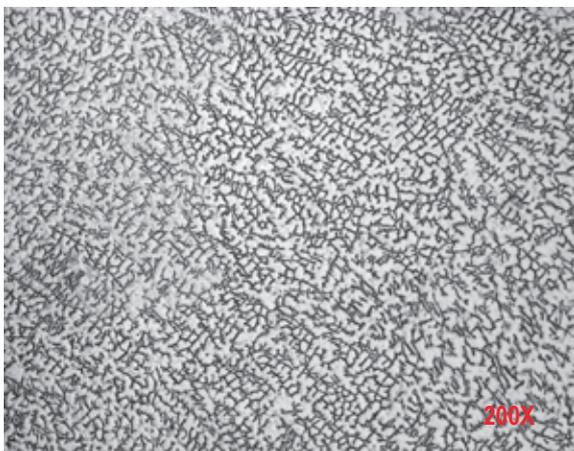


Fig. 10: Weld metal of GTAW

Based on the above the following microstructure of weld metal can be explained as follows:

- 1- Weld microstructure in case GTAW: Figure 10, shows the solidification structure at the center-line of an autogenous gas-tungsten arc weld of the investigated type of stainless steel sheet, which contains approximately 16 wt% Cr, 10 wt% Ni. The composition lies just to the Cr-rich side of the apex of the three-phase eutectic triangle, and solidifies as primary δ -ferrite. The microstructure consists of vermicular ferrite (dark etching) in an austenite matrix (light etching) similar to those shown in Fig. 9b. The columnar dendrites grow essentially perpendicular to the teardrop-shaped pool boundary as revealed by the columnar dendrites.

The obtained results were confirmed by EDX analysis of weld metal microstructure, as shown in Fig. 11.

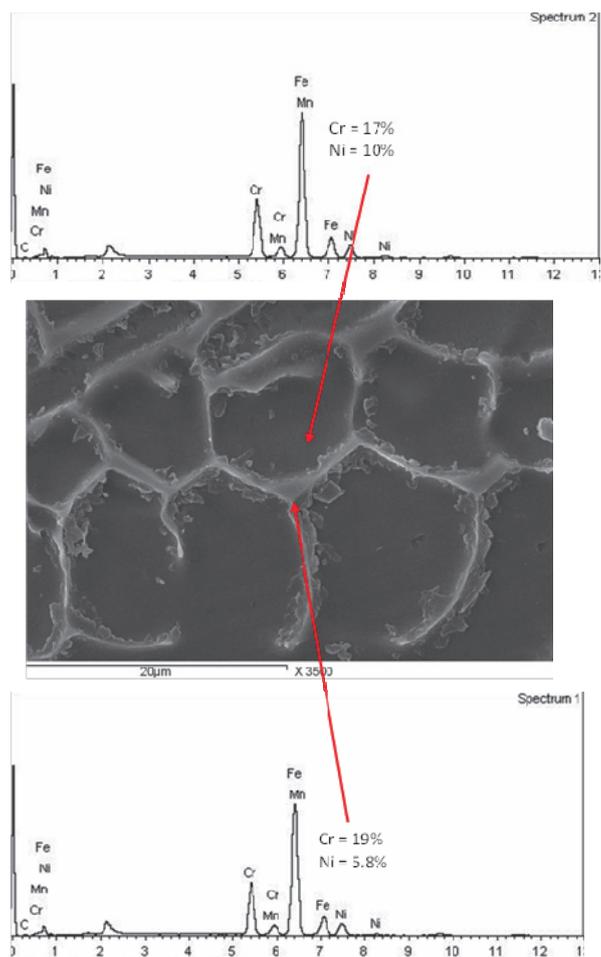


Fig. 11: EDX analysis of both delta ferrite area (lower Ni content) and austenitic matrix (high Ni content).

- 2- Weld microstructure in case GMAW: Figure 12 shows the solidification structure at the center-line of an GMAW with ER316 filler wire. The microstructure consists of vermicular ferrite (dark etching) in an austenite matrix (light etching) similar to those observed in case of GTAW. However, the increased Ni content in the filler wire has a relatively measurable effect on the decreasing the amount of δ -ferrite. Also, the columnar dendrites space is much wider than that in case of GTAW. These may be attributed to the effect of higher heat input in this case, which lead to increase the cooling rate.

Detail investigation of the microstructure was carried out by using SEM and EDX analysis (figures are not shown here). The differences in the compositions between the delta ferrite and austenitic matrix could be distinguished. However, due to the higher content of Ni in the filler wire the amount of Ni in the formed delta ferrite is relatively higher (10 wt%) than that of GTAW welding.

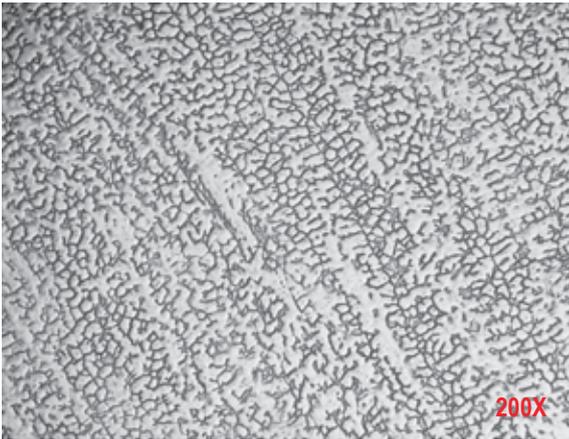


Fig. 12: Weld metal of GMAW

- 3- Weld microstructure in case Laser welding: Figure 13 displays the solidification structure at the centerline of a Laser weld. Depending on the higher cooling rate, primary austenite was observed along the centerline. The higher cooling rate in this case prevent the segregation of either Cr or Ni near the weld centerline to cause the change in the primary solidification phase, as observed in the case of both GTAW and GMAW samples.

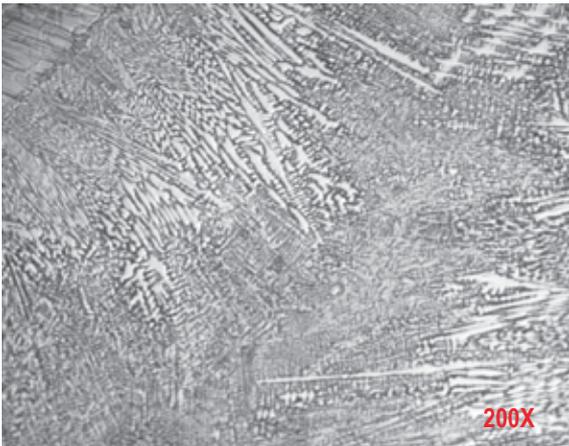


Fig. 13: Weld metal of laser weld

The corrosion behavior of base, laser and GTAW heat affected zone (HAZ) is measured in 9.79M (850g/L) of LiBr solution. The corrosion rates were calculated according to Tafel's method [11-12]. The microstructure changes have a significant effect on the corrosion rates. The results obtained reflect higher corrosion rates of GTAW than laser and base metal, where 11, 7.5 and 2.3 mm/yr were recorded respectively.

The potential cyclic voltammetry (PCV) of base metal and HAZ for laser and GTAW welding is present in Fig. 14. From this figure the pitting behaviour can be studied, the most positive potential the highest pitting resistance [14]. As seen the base metal shows the best pitting resistance in comparison to HAZ of laser and GTAW welding. Values of 0.25, 0.2 and 0.17V were estimated for base, laser and GTAW respectively.

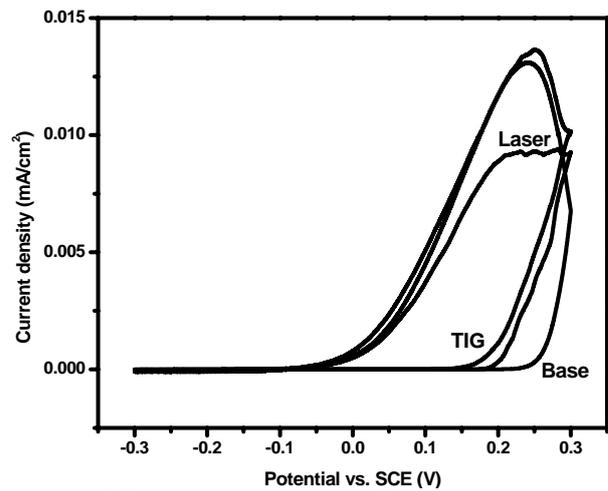


Fig. 14: PCV of base, laser and TIG welding

Conclusion

1. The hardness profiles for GMAW, GTAW and laser welding (HAZ and weld metal) prove clearly change in their microstructure. In all cases the HAZ reflects higher hardness values than base metal.
2. The microstructure of weld metal in case of GMAW and GTAW welding is typically solidified dendritic structure. The dendrite space is relatively large in case GMAW than that of GTAW sample. In general, the microstructure consists of vermicular ferrite in an austenite matrix.
3. In case of Laser Welding, because of rapid cooling rate, primary austenite was observed along the centerline of weld metal. The higher cooling rate in this case prevent the segregation of either Cr or Ni near the weld centerline, this is in contrary of the observation in the case of both GTAW and GMAW samples.
4. In case of GMAW welding, carbides were observed at HAZ due to the higher content of Cr in the filler wire and lower cooling rate. However, no carbides were observed in other welding processes.
5. Generally, the GTAW welding exhibited the proper metallurgical and mechanical properties among the used welding processes.
6. Any changes in the microstructure will have a significant impact on the corrosion resistance of the materials, all welding processes (GMAW, GTAW and laser) the HAZ and weld metal reflected weaker corrosion resistance than the base metal.

References

- [1] Welding Handbook, Vol. 4, "Metals and Their Weldability", American Welding Society, Miami, FL, U.S.A., 1980.
- [2] Metals Handbook, Vol. 6, "Welding, Brazing, and Soldering", American Society for Metals
- [3] E. Folkhard, "Welding Metallurgy of Stainless Steel", Springer-Verlag Wien, New York, 1987.
- [4] Metals Handbook, Vol. 6, "Welding, Brazing, and Soldering", American Society for Metals.
- [5] S. Kou, "Welding metallurgy", John Wiley, and Swis, 1987.
- [6] Welding Handbook, Vol. 2, "Welding Processes", American Welding Society, Miami, FL, U.S.A., 1995.
- [7] J. Larsson, 13th Conference on Laser Materials Processing in the Nordic Countries, Stockholm, Sweden, 27th – 29th June 2011, 269
- [8] M. Suehiro, J. Maki, K. Kusumi, M. Ohgami, T. Miyakoshi, Nippon Steel Technical Report No.88 (2003), 16-21.
- [9] N.A. McPherson, K. Chi, T.N. Baker, Submerged arc welding of stainless steel and the challenge from the laser welding process, J. Mater. Process. Technol. 134 (2003), 174–179.
- [10] R.J. Castro, and J.J de Cadenet, "Welding Metallurgy of Stainless and Heat-resisting Steel", Cambridge University Press, 1975.
- [11] A.M. El-Aziz, A.E. el meleigy, N.V. Benohanian, H. Exner, "Corrosion Behavior of Laser and TIG Welded Austenitic Stainless Steel", Egyptian journal of chemistry 52, 5 (2009), 82-92
- [12] A. Abd El-Aziz, A. Momtaz, A. Klingner, J. Drechsel, H. Exner, "Corrosion Behavior of Laser and TIG Welded Austenitic Stainless Steels 316L in Lithium bromide", Journal of the University applied science Mittweida, 2 (2012), 8-11
- [13] V. Kujanpaa, N. Suutala, T. Takalo, and T. Moisio, "Correlation between solidification cracking and microstructure in austenitic and austenitic-ferritic stainless steel welds", Welding Research International 9, 2 (1979), 55-77
- [14] C.T. Kwok, S.L. Fong, F.T. Cheng and H.C. Man, Pitting and galvanic corrosion behaviour of laser-welded stainless steels, J. Mater. Process. Technol. 176 (2006), 168-178.

OPTIMIERUNG DER LUFTSTRÖMUNGSFÜHRUNG IN BEARBEITUNGSKABINEN ZUM REMOTE-LASERSTRAHLSCHWEIßEN

Madlen Borkmann^a, Achim Mahrle^a, Andreas Wetzig^a, Eckhard Beyer^{a,c},
Jürgen Walter^b, Christian Hennigs^b, Alexander Brodeßer^b,
Michael Hustedt^b, Stefan Kaieler^b

^a Fraunhofer-Institut für Werkstoff- und Strahltechnik, Winterbergstraße 28, 01277 Dresden

^b Laser Zentrum Hannover e.V., Hollerithallee 8, 30419 Hannover

^c TU Dresden (IF/LOT), George-Bähr-Straße 3c, 01069 Dresden

Beim Remote-Laserstrahlschweißen metallischer Komponenten erweisen sich die infolge von Materialverdampfungen entstehenden Prozessemissionen mit einem typischerweise hohen Anteil an feinen und ultrafeinen Partikeln als problematisch für die erzielbare Fertigungsqualität. Für die in jüngster Zeit verstärkt eingesetzten Laserwellenlängen im Nahinfrarotbereich kommt es neben einer gewissen Absorption vor allem zu einer Streuung der Laserstrahlung und damit zu einer Reduzierung der am Werkstück wirksamen Strahlintensität, wodurch aufgrund prozessinhärenter Fluktuationen unregelmäßige Schweißnähte mit variablen Einschweißstiefen bzw. im Extremfall Fehlschweißungen infolge von Prozessabbrüchen beobachtet werden. Empirisch konnte bereits nachgewiesen werden, dass eine Prozessstabilisierung durch global angeordnete Zuluft- und Abluftvorrichtungen erreicht werden kann. Ziel der hier vorgestellten Arbeiten ist, mit Hilfe von experimentellen und numerischen Methoden eine Effizienzsteigerung bestehender Anlagenkonzepte hinsichtlich Wirksamkeit sowie Gas- und Energieverbrauch zu erreichen.

1. Einleitung

Das Remoteschweißen metallischer Komponenten mit Laserstrahlquellen hoher Ausgangsleistung und Strahlqualität ist ein etabliertes Fertigungsverfahren für anspruchsvolle Fügeaufgaben. Hierbei wird der Laserstrahl unter Verwendung langer Brennweiten bzw. großer Arbeitsabstände mit Hilfe dynamischer Spiegelsysteme abgelenkt und entlang der Bearbeitungsbahn geführt [1, 2, 3]. Als problematisch für die erzielbare Fertigungsqualität sind die während des Schweißvorgangs infolge von Materialverdampfungen entstehenden Prozessemissionen mit einem typischerweise hohen Anteil an feinen und ultrafeinen Partikeln anzusehen [4, 5, 6]. Diese führen bei den eingesetzten Laserwellenlängen im Nahinfrarotbereich neben einer gewissen Absorption vor allem zu einer Streuung der Laserstrahlung und damit zu einer Reduzierung der am Werkstück wirksamen Strahlintensität. Aufgrund prozessinhärenter Fluktuationen der Emissionsraten und der Strömungsverhältnisse oberhalb der Prozesszone können unregelmäßige Schweißnähte mit variablen Einschweißstiefen bzw. im Extremfall Fehlschweißungen durch Prozessabbrüche resultieren [7]. Empirisch konnte bereits nachgewiesen werden, dass störende Prozessemissionen durch den Einsatz von global angeordneten Zuluft- und Abluftvorrichtungen aus dem Strahlengang des Lasers abgelenkt werden können und sich eine Stabilisierung des Schweißvorgangs bei deutlich verbesserten Nahtqualitäten und höheren Einschweißstiefen erreichen lässt.

Ziel der hier vorgestellten experimentellen und numerischen Arbeiten ist die Schaffung der Basis für eine signifikante Verbesserung der Schweißnahtqualität, die Erreichung höherer Prozessgeschwindigkeiten und die Reduktion der Schweißspritzerbildung durch die gezielte Erfassung und Absaugung der Prozessemissionen aus dem Strahlengang und die generelle Reinhaltung der Schweißanlagen.

Zusätzlich wird der Wirtschaftlichkeit der zu entwickelnden Systemkomponenten eine entscheidende Bedeutung beigemessen.

2. Experimentelle Untersuchungen

Für grundlegende Untersuchungen zur Optimierung der Strömungsführung beim Remote-Laserstrahlschweißen bzw. der entsprechenden Strömungskomponenten wurde eine kleine Versuchsanlage mit einem Volumen von ca. 1,6 m³ aufgebaut, in der globale und lokale Zuluft- und Absaugsysteme variabel eingestellt werden können (Bild 1). Um in der Kabine stabile Prozess- und Strömungsverhältnisse zu gewährleisten, wird die Schweißung ortsfest mit einem fixierten Laserbearbeitungskopf und bewegten Metallproben durchgeführt. Mit diesem System wird der Laserstrahlschweißprozess derzeit hinsichtlich der Einschweißtiefe und der Prozessstabilität untersucht und optimiert.



Bild 1: Anlagenmodell mit Zuluft- und Abluftsystemen sowie Mess- und Kamertechnik

Die zur Beurteilung der Wirksamkeit der erzeugten Luftströmungen eingesetzten Messmethoden und -systeme sind in einfacher Weise in das Anlagenmodell implementiert. Hierzu zählen die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung mit aerodynamischen

Durchmessern zwischen $0,03\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$ mittels eines elektrischen Niederdruck-Kaskadenimpaktors (ELPI), die Erfassung der emittierten Gesamtaerosole anhand der gravimetrischen Vermessung von mit Partikeln aus einem Teilvolumenstrom belegten Planfiltern und die Strömungsmessung mittels eines thermischen Anemometers (Hitzdrahtsensors) in einer speziellen Messzelle im Abluftkanal. Eine typische Partikelgrößenverteilung, die mit dem ELPI unter isokinetischen Bedingungen während der Laserbearbeitung von legiertem Stahl (1.4301) in der Abluft gemessen wurde, zeigt Bild 2. Dabei wird unterschieden zwischen der relativen Massenhäufigkeit und der relativen Anzahlhäufigkeit. Die gemessenen Verteilungskurven sind insofern charakteristisch, als der Hauptteil der Partikel aerodynamische Durchmesser unter $400\ \text{nm}$ hat, während die Hauptmasse in relativ wenigen großen Partikeln mit Durchmessern über $5\ \mu\text{m}$ vereint ist.

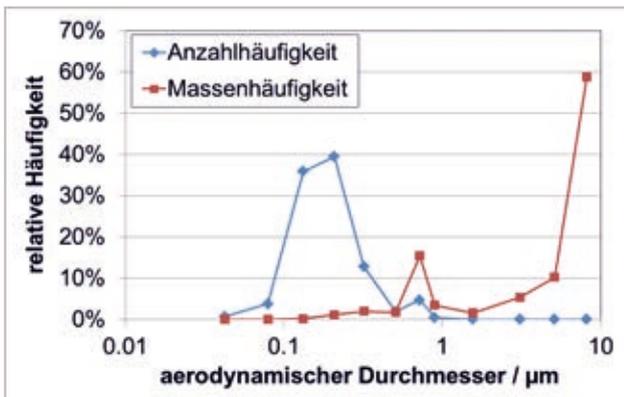


Bild 2: Gemessene Partikelgrößenverteilung in der Abluft einer Blindschweißung in einem legierten Stahl (1.4301) mittels Faserlaser (Leistung 400 W, Vorschub 1 m/min)

Im Inneren der Kabine, speziell im Bereich des Laserstrahlengangs, lassen sich die Strömungsverhältnisse mit weiteren Hitzdrahtsensoren analysieren. Zur Beurteilung der Ablenkung und Entfernung der aus der Prozesszone freigesetzten Rauche aus dem Strahlengang steht außerdem eine Standardvideokamera zur Verfügung.

Speziell zur Bestimmung der Trajektorien der aus dem Keyhole geschleuderten, heißen und folglich für kurze Zeit leuchtenden Schweißspritzer wurde ein stereoskopisches Kamerasystem aus zwei High-speed-Kameras inkl. Auswertesoftware entwickelt und implementiert (Bild 3).



Bild 3: Kamerasystem zur Bestimmung der 3D-Trajektorien von Schweißspritzern (das links erkennbare Schachbrettmuster dient der Kalibrierung der Auswertesoftware)

Unter Nutzung der Software werden offline die in den einzelnen Bildsequenzen sichtbaren Lichtflecke der Schweißspritzer detektiert, die räumlichen und zeitlichen Positionen mit den beiden Kameraperspektiven korreliert und die Trajektorien (Flugbahnparameter und Geschwindigkeiten) der einzelnen Spritzer errechnet. Bild 4 zeigt zwei Aufnahmen des gleichen Schweißprozesses aus unterschiedlichen Perspektiven. Die grünen Kreise heben die detektierten Schweißspritzer hervor. Die nachträglich in die Bilder eingebrachten schwarzen Rechtecke dienen der Maskierung der sehr hellen Prozesszone.

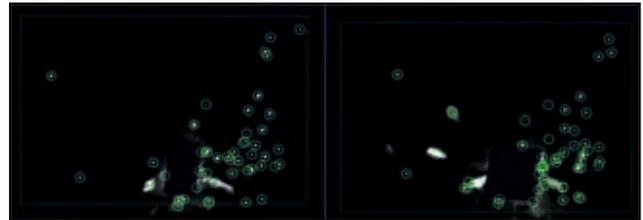


Bild 4: Schweißspritzer in einer Momentaufnahme der Highspeed-Kameras aus zwei Perspektiven

Erste Untersuchungen zeigten, dass sowohl globale als auch lokale Zuluftsyste me zum effektiven Freihalten des Strahlengangs von emittierten Rauchen erforderlich sind, um so Störungen durch Rayleigh-Streuung und Absorption an kleinen Partikeln zu vermindern. Weiterhin konnte die Relevanz eines Verhältnisses der Volumenströme von Zuluft und Abluft < 1 und damit eines leichten Unterdrucks in der Kabine bestätigt werden. Überdruck würde bedeuten, dass aus der Prozesszone freigesetzte Rauche unkontrolliert aus Öffnungen der Kabine gedrückt werden. Bei Unterdruck kann die in die Kabine einströmende Luft mit geeigneten Komponenten zur Strömungsführung dagegen weitgehend definiert in die Abluftöffnungen gelenkt werden.

Aktuell werden systematische Schweißexperimente durchgeführt, um die Einflüsse der variierten Strömungsverhältnisse auf die Entfernung der Emissionen aus dem Strahlengang sowie die Ausbildung der Schweißnähte zu quantifizieren und somit das Prozessverständnis zu erhöhen. Das Hauptbewertungskriterium stellt dabei die erzielte Einschweißtiefe im Vergleich zu Probeschweißungen ohne aktive Kabinenströmung dar (siehe Bild 5, links). Die Einschweißtiefe wird mit den unter Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit gewonnenen Ergebnissen für die Partikelgrößenverteilung und die Massenkonzentration der Gesamtaerosole, den Trajektorien der Schweißspritzer, den unmittelbaren (visuellen) Beobachtungen des Bearbeitungsprozesses sowie den Strömungsbedingungen korreliert. Außerdem werden die experimentellen Untersuchungen mit den parallel durchgeführten CFD-Simulationen abgeglichen. Für eine möglichst gute Vergleichbarkeit der gemessenen Emissionsraten müssen die Erfassungsgrade für die unterschiedlichen Einschweiß-tiefen bestimmt werden, da die freigesetzte Emissionsmenge von der Schmelzbadgröße im Metall abhängt. Bild 5 (rechts) zeigt beispielhaft eine im

Vergleich zur Referenz dreimal höhere Einschweißtiefe, die mit einer gerichteten Luftströmung horizontal zum Baustahlblech (Strömungsgeschwindigkeit oberhalb der Prozesszone ca. 1 m/s) erzielt wurde.

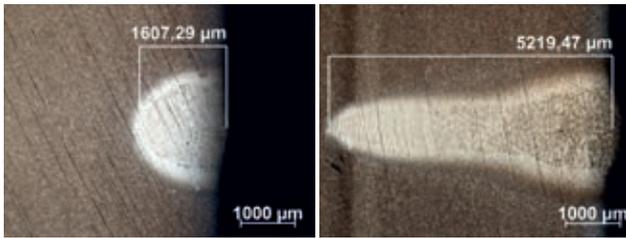


Bild 5: Lichtmikroskopische Aufnahmen von Querschliffen zweier Blindschweißungen in Baustahl (S235), erzeugt mit einem Faserlaser (Leistung 3 kW, Vorschub 1,5 m/min). Links: keine aktive Kabinenströmung, rechts: gerichtete Luftströmung parallel zum Baustahlblech (Strömungsgeschwindigkeit oberhalb der Prozesszone ca. 1 m/s)

Im Anschluss an die Optimierung der Strömungsführung für das betrachtete Anlagenmodell zwecks Verbesserung der Schweißnahtqualität ist die Übertragung der gewonnenen Erkenntnisse auf exemplarische industrielle Anlagen geplant, um einen breiten Nutzen für interessierte Anwender der Remote-Laserstrahlschweißtechnologie sicherzustellen.

3. Numerische Untersuchungen

Parallel zu den experimentellen Untersuchungen wurde ein Simulationsmodell unter Nutzung der Funktionalitäten des kommerziellen Software-Programmpaketes ANSYS Workbench und FLUENT entwickelt. Die Parametrisierung von Geometrie und Netzerstellung sowie die automatisierte Durchführung des gesamten Simulationsprozesses ermöglicht die Realisierung zahlreicher Parametervariationen im Rahmen einer statistischen Versuchsplanung. Die geometrische Auslegung erfolgte auf Basis der installierten Modell-Versuchsanlage, um die Validierung der numerischen Ergebnisse mit den gemessenen Strömungsverhältnissen zu ermöglichen (Bild 6).

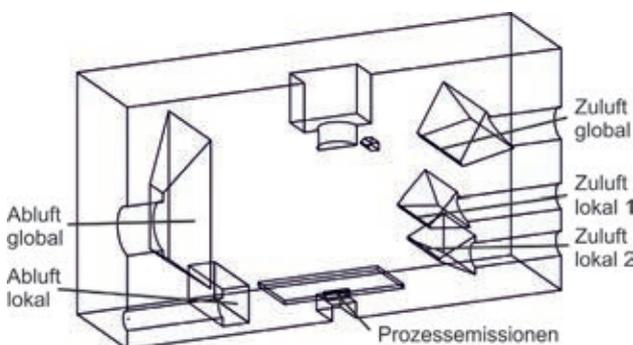


Bild 6: Geometrisches Modell der Bearbeitungskammer

Darüber hinaus verfügt das numerische Modell über vielfältige Variationsmöglichkeiten, die im realen Anlagenmodell nicht oder nur mit erheblichem Aufwand durchgeführt werden können.

Bereits bei der räumlichen Diskretisierung wird den gasdynamischen Wechselwirkungen zwischen den lokal konzentrierten Prozessemissionen, die durch hohe Temperaturen und Geschwindigkeiten gekennzeichnet sind, und der Raumluftströmung mit ihren moderaten physikalischen Eigenschaften Rechnung getragen. Um eine hinreichende Auflösung von Bereichen mit großen Konzentrations-, Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten zu gewährleisten, ohne den Aufwand für die Simulation unnötig zu erhöhen, beträgt das Verhältnis von maximaler zu minimaler Elementgröße im Modell typischerweise 300. Zur Berücksichtigung der Unterschiede in den thermophysikalischen Eigenschaften wurde ein Mehrkomponentenmodell verwendet. Die Zuluft wird als Luft bei Umgebungsbedingungen modelliert, während die Prozessemissionen als Eisendampf mit Verdampfungstemperatur in das Berechnungsgebiet eingeführt werden. Im verwendeten Mehrkomponentenmodell werden der Transport der Spezies durch die Bearbeitungskabine sowie Wärmetransportvorgänge berücksichtigt; nicht modelliert werden Phasenübergänge, Partikelbildungsmechanismen und chemische Reaktionen. Exemplarisch sind in Bild 7 die berechneten Strömungsverhältnisse in der Modellanlage für den Einsatz aller Zuluftkomponenten gezeigt.

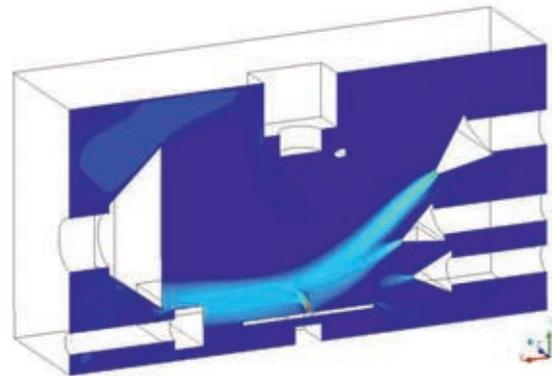


Bild 7: Exemplarisches Geschwindigkeitsprofil in der Symmetrieebene bei Einsatz aller Zuluftkomponenten

Zur Definition der Quellstärke der Prozessemissionen wurde eine Bilanzierung der zu erwartenden Metallemissionsrate beim Remote-Laserstrahlschweißen durchgeführt. Ausgehend von einer Laserleistung von 4 kW wurde damit der Bereich der Ausströmgeschwindigkeiten der Prozessemissionen auf 100 – 200 m/s festgelegt.

Zur qualitativen und quantitativen Beurteilung unterschiedlicher Parameterkonstellationen wurde als modellspezifische Kenngröße eine „1%-Grenze“ definiert. Diese 1%-Grenze kennzeichnet den Abstand zwischen der Prozesszone und dem Punkt auf der senkrecht auf dem Material stehenden Laserstrahlachse, an dem die Konzentration der Modellgaskomponente des Eisendampfes auf 1% abgenommen hat.

Mit dem erstellten Simulationsmodell wurden auf der Grundlage von Methoden der statistischen

Versuchsplanung mehrere numerische Versuchsreihen durchgeführt. Im ersten Schritt zur Identifizierung der Haupteinflussgrößen wurden 19 geometrische und strömungstechnische Faktoren auf ihren Einfluss auf das Systemverhalten untersucht. Der verwendete Minimum-Run-Versuchsplan umfasste 192 Simulationen. Im Ergebnis wurden 6 Faktoren mit signifikantem Einfluss auf die 1%-Grenze identifiziert, bei denen es sich hauptsächlich um die an den Einströmquerschnitten festgelegten Geschwindigkeiten der Zuluft und der Prozessemissionen handelt. Zur Charakterisierung der Effekte und Interaktionen der im ersten Schritt ermittelten signifikanten Faktoren wurden aufeinander aufbauende Versuchspläne mit insgesamt 157 Versuchen durchgeführt. Im Ergebnis kann das Verhalten der 1%-Grenze im Simulationsmodell ausgehend von den 6 identifizierten Haupteinflussfaktoren mit Hilfe eines kubischen Regressionsmodells mit mehr als 40 signifikanten Effekten und Wechselwirkungen beschrieben werden. Zusätzlich wird der Gasverbrauch der Zuluftkomponenten mit einem linearen Regressionsmodell charakterisiert.

Auf der Grundlage der statistisch signifikanten Regressionsmodelle für die 1%-Grenze und den Gasverbrauch wurde eine Optimierung bezüglich der Prozessparameter vorgenommen. Unter Annahme einer prozessseitig akzeptierbaren 1%-Grenze von 20 mm kann für den Gasverbrauch ein deutliches Optimierungspotenzial festgestellt werden. Diese Ergebnisse korrelieren mit den Resultaten der experimentellen Untersuchungen zu den für einen stabilen Schweißprozess notwendigen Strömungsgeschwindigkeiten oberhalb der Prozesszone.

Ergänzend zu den Simulationen der Strömung in der Bearbeitungskammer wurden weiterführende Untersuchungen zu einzelnen Lüftungstechnischen Komponenten durchgeführt. Dabei konnten teils erhebliche Abweichungen zu den angenommenen gleichmäßigen Ausströmbedingungen festgestellt werden (Bild 8). Die Evaluierung und Verbesserung einzelner Komponenten als Eingangsgröße der Simulation der Bearbeitungskammer ist elementar für die Validierung und daher Gegenstand aktueller Untersuchungen.

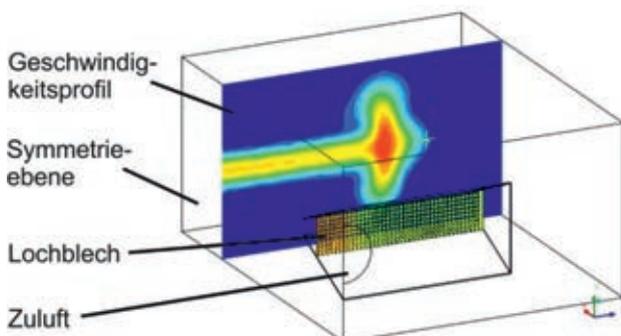


Bild 8: Exemplarisches Geschwindigkeitsprofil einer Lochblech-Zuluftdüse und Druckverteilung auf dem Lochblech

4. Zusammenfassung

Die vorgestellten experimentellen und numerischen Untersuchungen zur Erfassung und Minimierung störender Prozessemissionen oberhalb der Laserstrahl-Werkstoff-Wechselwirkungszone bilden die Basis für eine qualifizierte raumluftechnische Auslegung von Bearbeitungsstationen zum Remote-Laserstrahlschweißen. Ziel ist hierbei die Steigerung der Schweißnahtqualität bei gleichzeitiger Minimierung der Anlagenkosten hinsichtlich des Energie- und Gasverbrauchs.

Danksagung

Das IGF-Vorhaben 18149 BG des Forschungskuratoriums Maschinenbau e.V. (FKM) im VDMA sowie der Forschungsvereinigung Schweißen und verwandte Verfahren e.V. des DVS wurde über die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen „Otto von Guericke“ e.V. (AiF) im Rahmen des Programms zur Förderung der Industriellen Gemeinschaftsforschung und -entwicklung (IGF) vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi) aufgrund eines Beschlusses des Deutschen Bundestages gefördert, wofür die Autoren herzlich danken. Darüber hinaus danken die Autoren der ROFIN-SINAR Laser GmbH, Hamburg, für die Obmannschaft sowie allen beteiligten Industriepartnern für die Kooperation bei den in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen.

Literaturverzeichnis

- [1] Katayama, S., Oiwa, S., Matsumoto, N., Mizutani, M., Kawahito, Y., Proc. 5th International WLT Conference on Lasers in Manufacturing (LiM), München (2009), 829-835.
- [2] Lingner, M., Proc. European Automotive Laser Applications (EALA), Bad Nauheim (2013), 197-206.
- [3] Oefele, F., Dissertation, Technische Universität München, Forschungsberichte IWB, Band 267, Herbert Utz Verlag, München
- [4] Greses, J., Hilton, P.A., Barlow, C.Y., Steen, W.M., Journal of Laser Applications, 16/1 (2004), 9-15.
- [5] Michalowski, A., Heß, A., Ruß, A., Dausinger, F., Proc. 4th International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing (LiM), München (2007), 357-361.
- [6] Kawahito, Y., Kinoshita, K., Matsumoto, N., Katayama, S., Journal of Laser Applications, 21/2 (2009), 96-101.
- [7] Walter, J., Hennigs, C., Hustedt, M., Kaieler, S., Borkmann, M., Mahrle, A., 22. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungstechnik“, Karlsruhe (2014), 49/1-49/8.

INNOVATIVER GÜTEGESCHALTETER CO₂ HOCHLEISTUNGSKURZPULSLASER UND NEUE CW CO₂ LASERFAMILIE

Mathias Busch, Ingomar Krahl

FEHA LaserTec GmbH, Guardianstraße 16, 06766 Bitterfeld-Wolfen OT Thalheim

MICROSTORM™ - ein gütegeschalteter CO₂ Hochleistungs- Kurzpuls laser mit ausgezeichneten Strahleigenschaften eröffnet neue Dimensionen in Pulsspitzenleistung (bis zu 50kW), Pulsweite (typisch 250ns) und Pulsfolgefrequenz im Bereich von cw bis 150kHz. Die mittlere Leistung beträgt bis zu 350W abhängig von der Betriebsart. Alle Parameter sind in einem breiten Bereich zur bestmöglichen Anpassung an Materialbearbeitungsprozesse variierbar.

HYPRICO₂™ – die neue Generation von gleichstrom- angeregten cw CO₂ Lasern. Der diffusionsgekühlte CO₂- Laser hat nach wie vor die besten Strahlqualitätsparameter auf dem Markt. Die Laser sind in allen möglichen Wellenlängen verfügbar. Spezielle Eigenschaften können kundenspezifisch adaptiert werden, wie beispielsweise der Einlinienbetrieb bei 9,3 µm (eine Spektrallinie). Die Laser- Familie bietet die niedrigsten Betriebskosten weltweit.

MICROSTORM™ - a Q-switched short pulse high power high performance CO₂ – laser offers new dimensions in pulse peak power (up to 50 kW), pulse width (typ. 250ns) and pulse frequency in a wide range from cw up to 150 kHz. The average power reaches 350 W depending from the operational mode. All parameters are adjustable in a wide range.

HYPERICO₂™ - the new generation of direct current excited CO₂- laser. The diffusion cooled CO₂ laser still features the highest known beam quality on the market. These lasers are available for different wave lengths here especially for single line mode at 9,3 µm (only one single spectral line) at lowest operating costs of their class – worldwide!

1. Einleitung

Seit der Erfindung im Jahre 1964 haben sich CO₂ Laser als zuverlässige und kosteneffiziente Strahlquellen etabliert. Trotz rasanter Entwicklung von Festkörperlasern und Ultrakurzpulslasern zählen sie nach wie vor zu den am häufigsten industriell eingesetzten Lasern.

Als einer der erfolgreichsten Pioniere in der CO₂ Laser- und Optiktechnologie hat sich FEHA LaserTec zur Weiterentwicklung, Innovation und Produktpflege der CO₂-Lasertechnologie bekannt.

2. MICROSTORM™ - eine innovative gütegeschaltete CO₂ Kurzpuls laserfamilie

Obwohl CO₂-Laser in der Lasermaterialbearbeitung breite Anwendung finden, ist jedoch ein signifikanter Nachteil aller bisher erhältlichen kommerziellen Systeme, die industriell eingesetzt werden, ihre begrenzte Pulsbarkeit. Dies resultiert nicht etwa aus schlechten Voraussetzungen des aktiven Mediums für die Güteschaltung an sich, sondern ist durch die Wellenlänge von ca. 10 µm bedingt. In diesem Bereich ist das Spektrum optischer Materialien, die zur schnellen Leistungsmodulation, speziell zum Q-switch, genutzt werden können, sehr begrenzt [1].

Mit dem **MICROSTORM™** bietet FEHA LaserTec eine neue Laserfamilie an, die die potentiell verfügbare cw-Leistung des Lasers (bis in den kW-Bereich) in gepulste Strahlung hoher mittlerer Leistung optimal umsetzt.

Dabei wird ein Resonator-Konzept verwendet, das eine Aufteilung des Resonators in einen Hochleistungsteil und einen Niederleistungs-Rückkoppelzweig [2] vorsieht – siehe Bild 1. Die Leistung dieses Zweiges kann bei sauberer Güteschaltungsfunktion in jedem Fall unter 20 W gehalten werden, so dass akusto-optische (AOM) und elektro-optische (EOM) Modulatoren mit ihren exzellenten Modulationseigenschaften sogar eingesetzt werden können [1].

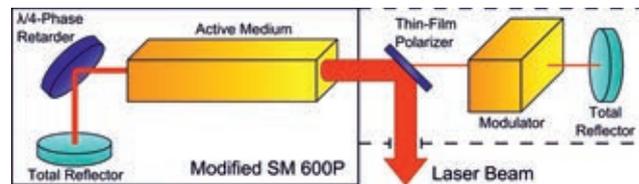


Bild 1: Funktionsprinzip des **MICROSTORM™** [1]

Die Grenze der erreichbaren mittleren Leistung des gütegeschalteten Kurzpuls lasers wird von bisher wenigen Watt in den kW- Bereich gesteigert.

Mit dem **MICROSTORM™ 6-10.6-OR** ist ein erstes Produkt der neuen Laserfamilie lieferfähig, das sich durch völlig neue Dimensionen der Pulsspitzenleistung, Pulsbreite und Pulsfrequenz auszeichnet. Einige ausgewählte Daten sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

FEHA CO ₂ Q-switch Laser: MICROSTORM™		
STRAHLDATEN		Version: 6 -10.6 - OR
Leistung am Strahlaustritt cw min ... max	W	0W...250
max. Pulsspitzenleistung (abh. von Pulsparametern!)	KW	ca. 40
Pulsbreite min. (FWHM)	ns	250
		≤ 200W
maximale mittlere Leistung im Pulsbetrieb	W	bei ca.5kW Impulsspitzenleistung
Pulsfrequenz min ...max	kHz	cw...150kHz
Wellenlänge	µm	10,6µm
Beugungsmaßzahl M ²		1,35
Raum-Richtungs-Stabilität	mrad	ca. 0,15mrad

Tabelle 1: ausgewählte Laserparameter

Weitere Gerätetypen werden für höhere Leistungen und für die anderen Wellenlängen der CO₂ Laser verfügbar sein.

Je nach Art des optischen Schalters im Rückkoppelzweig kann man eine mehr oder weniger hohe Flexibilität in den Pulsparametern des Lasers erzielen. Bei der oben genannten Version wird neben dem optischen Element der Güteschaltung (Steuersignal E1) auch noch ein zweiter optischer Modulator (Steuersignal E2) im Ausgangsstrahlweg des Lasers eingesetzt. Diese Variante realisiert die höchste

Flexibilität an Parametervariationen:

- Variation der Pulsform mit und ohne cw- Anteil (gesteuert über E1) - siehe Bild 2.

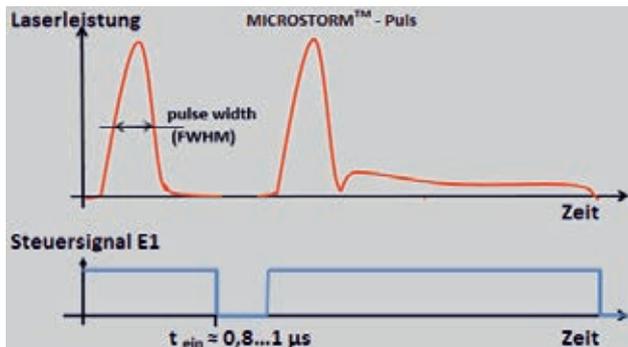


Bild 2: Pulsformvariation

- Variation der Pulsfolgefrequenz von reinem cw-Betrieb bis zu 150 kHz Pulsfolgen einschließlich des „pulse on demand“ (gesteuert über E1).
- Auswahl einzelner Impulse oder Pulsgruppen bei ständig aktiver Güteschaltung des Lasers (gesteuert mit E2) – siehe Bild 3.
- Variation der Pulsamplitude (gesteuert mit E2) – siehe Bild 3.
- Beliebige Kombination dieser Variationen.

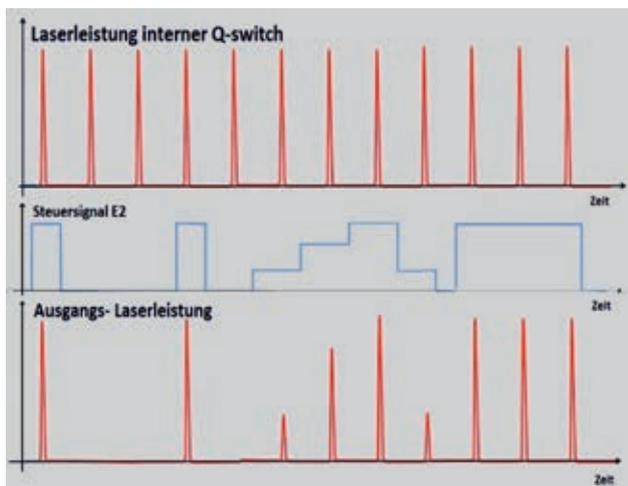


Bild 3: Pulsauswahl und Variation der Pulsamplitude

3. Erste Applikationserfahrungen mit dem MICROSTORM™

Untersuchungen zur Materialbearbeitung werden in dem FEHA eigenen Applikationslabor seit Mai dieses Jahres vorgenommen und stehen unseren Kunden zur Nutzung zur Verfügung.

Bei der Findung der richtigen Prozessparameter haben sich dabei zum Teil unerwartete und überraschende Ergebnisse gezeigt. Bitte beachten Sie, dass die angeführten Beispiele Untersuchungen typischer Materialeigenschaften sind. In dem Beitrag sollen nicht Ergebnisse von Prozessentwicklungen demonstriert werden. Viele der aufgeführten Beispiele haben deshalb Optimierungspotential hinsichtlich des Einsatzes unterschiedlicher optischer

Systeme (z.B. Scanner oder Schneidköpfe) oder von Prozessgasen.

Perforation von Polycarbonat (PC)- Folie: In einer ersten Versuchsreihe wurde mit einer fokussierenden Optik mit einer Brennweite von 100mm und Pulsen ohne cw- Anteil gearbeitet. Die Folie wurde mit Einzelimpulsen unterschiedlicher Leistung bearbeitet – siehe Bild 4.

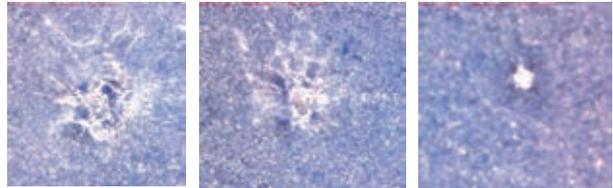


Bild 4: PC-Folie mit 26kW, 20 kW und 10 kW Einzelimpuls bearbeitet (links nach rechts)

Wie deutlich zu erkennen wird bei hoher Impulsleistung großflächig das Material verletzt. Erst bei etwa 12...10kW Pulsspitzenleistung erhält man das gewünschte Ergebnis.

In einer zweiten Versuchsreihe wurde über einen Scanner mit einer 150mm Brennweite gearbeitet. Einzelimpulse führten zu keiner sichtbaren Materialbeeinflussung. Die Behandlung des PC- Materials mit Pulsfolgen von 10 Pulsen führte zu blasenartigen Einschlüssen im Material ohne das Material zu durchbohren– siehe Bild 5.



Bild 5: Pulsfolge von 10 Pulsen mit 20 kW Pulsspitzenleistung

Offensichtlich führt der größere Fokusdurchmesser des Laserstrahles der zweiten Versuchsanordnung zu einer solchen geringeren Energie- Intensität, die die Prozessschwelle für das Bohren des Materials nicht erreicht.

Das Beispiel für das Perforieren von PC- Folie zeigt deutlich, wie begrenzt ein Prozessfenster für die Materialbearbeitung sein kann. Ein Laserwerkzeug wie der MICROSTORM™ mit seiner hohen Flexibilität der Laserpulsparemeter gestattet trotzdem ein (falls überhaupt vorhanden) ein sicheres Prozessfenster zu finden.

Überzeugende Ergebnisse wurden bei der Bearbeitung von unterschiedlichen Glasarten erzielt (Kalk-Natron-Glas, Borsilikat- und Quarzglas). Gut eignet sich der Laser für das Schneiden von dünnen Glasfolien – siehe Bild 6. Das Bild zeigt die Schnittkante einer 200µm dicken Glasfolie im Winkel von etwa 60° aufgenommen. Sichtbare Restpartikel und Glasstaub kann man sicher mit einer Absaugung reduzieren oder beseitigen.



Bild 6: Schnittkante Kalk-Natron- Glasfolie 200µm dick

Die vollständige Absorption des CO₂ Laserlichtes innerhalb weniger Mikrometer Eindringtiefe gestattet die Bearbeitung von ultra-dünnen Glasfolien von 200 µm und dünner.

Bei Kalk-Natron- Glas war die Frage interessant, ob eine Glasstrukturierung ohne thermische Vor- oder Nachbehandlung des Glases möglich ist. Im Bild 7 sind Versuchsergebnisse einer Ablation (links – 200µm tief in einem etwa 500µm dicken Kalk-Natron-Glas) bzw. eines vollständigen Ausschneidens (rechts) aus einem dünnen Kalk-Natron- Glas von 200 µm Dicke.



Bild 7: Ablation bzw. Ausschneiden aus Kalk-Natron- Gläsern

Beide Muster wurden mit einer Metallmaske und flächenmäßigem Abscannen des gesamten Fensters mit dem gepulsten Laserstrahl erzeugt. Zur Minimierung von Verletzungen des Glases wurden die Prozessparameter gemäß des Elementar- Volumen- Abtrages (EVA) eingestellt. Die Theorie besagt, dass mittels genau definierter Impulsparameter dafür gesorgt wird, dass der Materialabtrag pro Einzelimpuls vorrangig „absorptionskontrolliert“ erfolgt und möglichst wenig durch Wärmeleitung beeinflusst wird. Aus dieser Forderung ergibt sich das pro Einzelimpuls abgetragene „Elementarvolumen“. Der Gesamtabtrag ist die Aufsummierung des Einzelabtrags vieler Elementarvolumina. Durch diese Technik lassen sich zahlreiche Aufgaben der Präzisionsbearbeitung mittels CO₂ Lasern mit wesentlich höherer Qualität lösen als bei den üblichen Verfahren [3].

Ein weiteres interessantes Einsatzgebiet des MICROSTORM™ ist das Abtragen von Polymer-schichten auf metallischen oder keramischen Trägern. Dabei ist oftmals die Aufgabenstellung, das Polymermaterial vollständig und restlos abzutragen

ohne die darunterliegende Schicht zu verletzen oder zu erwärmen. Im Bild 8 ist das Entfernen einer Polyurethan- Isolierung von einem Kupferdraht gezeigt.



Bild 8: Laserablation von PU- Isolierung von dünnem Cu- Draht

Scheinbar trivial dagegen scheint das Bohren oder Schneiden von Leder. Bei genauerer Betrachtung ist die Bearbeitung durch einen herkömmlichen CO₂ Laser immer geprägt durch Verbrennungsrückstände an der Schnittkante und einen markanten, unangenehmen Geruch. Geruchsfrei und ohne Verbrennungsrückstände ist die Bearbeitung mit dem MICROSTORM™ möglich. Im Bild 9 die in seitlicher Betrachtung die Schnittkante einer Bohrung in Autoleder gezeigt.



Bild 9: Schnittkante einer Bohrung in Leder

4. Standard cw- CO₂ Laserfamilie mit besonderen Eigenschaften - HYPERICO₂

Die Entwicklung des MICROSTORM™ hat die Weiterentwicklung der klassischen Single Mode CO₂ - Laser von FEHA maßgeblich vorangetrieben, da sie ein wichtiger Bestandteil des KurzpulsLasers sind. Die seit diesem Jahr verfügbare HYPERICO₂- Laserfamilie als Single Mode CO₂- Laser ist ein erstes Ergebnis dieser Modernisierung und löst die bewährte SMxxxE- Laserserie ab.

Die diffusionsgekühlten und gleichstromangeregten

FEHA **HYPERICO₂**- Laser besitzen höchste Strahlqualität. Die Strahlleistung kann von 5% bis maximale Nennleistung (Dauerstrich - cw) geregelt werden, wobei der Laserstrahl seine ausgezeichneten Strahleigenschaften beibehält.

Mit den Lasern wurden hochproduktive Systeme für die hochauflösende Flexogravur realisiert. Für Applikationen mit schnellen Modulatoren liegen umfangreiche Erfahrungen vor.

Die **HYPERICO₂** - Laser sind mit Abstand die betriebskostenärmsten **CO₂**- Laser ihrer Klasse weltweit. Betrachtet man zusätzlich die moderaten Einkaufspreise, so bietet Ihnen der FEHA Laser die niedrigsten Gesamtkosten über die Produktlebensdauer (Total Cost of Ownership). Das Produkt kann für unterschiedliche Wellenlängen bis hin zu einem Lasermode mit nur einer Spektrallinie angeboten werden.

5. Zusammenfassung

Der gütegeschaltete **CO₂** Kurzpulslaser **MICROSTORM™** eröffnet völlig neue Dimensionen der Pulsspitzenleistung, Pulsbreite und Pulsfrequenz. Alle Parameter sind in einem weiten Bereich einstellbar, sodass der Laserprozess auf die entsprechende Anwendung optimal angepasst werden kann. Die Geräte sind bzw. werden auch für die verschiedenen Wellenlängen der **CO₂** Laser verfügbar sein.

Damit steht für die Materialbearbeitung erstmalig ein Werkzeug mit außergewöhnlichen Eigenschaften zur Verfügung. Die besonderen Möglichkeiten von Kurzpulslasern werden durch den **MICROSTORM™** mit der Wellenlänge der **CO₂**-Laserstrahlung verbunden. In Kombination mit den für FEHA **CO₂**-Laser typisch hervorragenden Strahleigenschaften gewährleistet das eine neue Qualität der Materialbearbeitungsprozesse. Die mittlere Leistung von bis zu 350W ermöglicht darüber hinaus eine hohe Prozessproduktivität.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich recht herzlich bei Dr. Gisbert Staupendahl für seine umfangreiche Unterstützung, Ideen und Anregungen. Danke für die fachliche Unterstützung durch L. Osterburg und die Arbeit von H.S. André, H. Steinmetz und A. Aurin in unserem Applikationslabor, ohne die der Vortrag nicht möglich wäre.

Literaturverzeichnis

- [1] Dr. Gisbert Staupendahl, Europäischer Laser Markt 2015, Laser Nr. 4 (2014), 52-56.
- [2] WO Patent No. 2013/113306 A8 (hrsg. Aug. 8, 2013)
- [3] „Einsatz des EVA- Verfahrens“, G. Staupendahl - Friedrich-Schiller-Universität Jena, R. Ullmann- Jenoptik Automatisierungstechnik GmbH Jena, in DVS BERICHT; 230; 183-194; Stand und Perspektiven in der Lasermaterialbearbeitung von DVS Verlag, Düsseldorf; 2004

FEMTOSEKUNDENLASERMIKROSTRUKTURIERUNG MITTELS PHASENMASKEN-PROJEKTION UNTER VERWENDUNG EINES SPATIAL LIGHT MODULATORS

Alexander Kratsch, Frank Ehrenberg, Steffen Weißmantel
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Wir stellen eine Methode zur schnellen Mikrostrukturierung verschiedener Materialien wie Metallen, Halbmetallen aber auch Gläsern und weiteren kristallinen Stoffen vor. Dies geschieht über Direktstrukturierung mittels Femtosekundenlaserpulsen und dem bereits bekannten Verfahren der Maskenprojektion (MP). Anstelle von Absorptionsmasken werden Phasenmasken in Form von computergenerierten Hologrammen (CGH) verwendet, welche sequentiell durch einen Spatial Light Modulator (SLM) dargestellt und mit der Pulsung synchronisiert werden. Es konnte gezeigt werden, dass die Konversionseffizienz bei optimaler Parameterwahl $>50\%$ ist und Strukturen im $<10\ \mu\text{m}$ -Bereich hergestellt werden können. Zusätzlich wurde gezeigt, dass die Homogenität der Ausgangsverteilungen durch eine einfache Modifikation des Fouriertransformationsalgorithmus gesteigert werden kann.

1. Einleitung

Femtosekundenlaser haben sich in vielen Bereichen der Mikrobearbeitung als valides Werkzeug erwiesen. Aufgrund der kurzen Interaktionszeit des Pulses mit der Materialoberfläche ist die thermische Diffusionslänge sehr klein. Die dadurch sehr gering ausfallenden thermischen Beeinflussungen in der Materialoberfläche erlauben einen definierten und sauberen Materialabtrag [1,2,3]. Ultrakurze Pulse besitzen zudem Spitzenleistungen, die eine Multiphotonenabsorption in Wide-Bandgap-Materialien hervorrufen können, wodurch selbst Materialien mit Energiebandlücken oberhalb der Photonenenergie der verwendeten Wellenlänge, wie z.B. Quarzglas, strukturiert werden können [4]. So können Femtosekundenlaser für die Erhöhung der Effizienz von Solarzellen [5], zur Erzeugung von Bragg-Gittern in Wellenleitern [6] oder zur Strukturierung und lokalisierten Magnetisierung von spintronischen Schichten verwendet werden [7]. Alle diese Techniken arbeiten mit einem einzigen Fokus. Die Forschung in jüngster Zeit hat gezeigt, dass eine Verbindung von schnellen Scannersystemen und Hochratepulsung Bearbeitungsgeschwindigkeiten in industriell relevanten Maßstäben erreichen können [8]. Jedoch kann bei derartigen Systemen die Energieausbeute und der Durchsatz durch die Applikation mehrerer Fokusse und die Möglichkeit deren räumliche Verteilung gezielt zu beeinflussen gesteigert werden. Des Weiteren könnten durch derartige parallele Bearbeitung in der Industrie bisher vernachlässigte niederfrequenterer Multipasslaser mit Pulsenergien von $>1\ \text{mJ}$ relevanter werden. Daher zeigen wir im Folgenden ein holistisches System zur flexiblen Strahlformung und -Analyse, basierend auf einem kommerziell erhältlichen SLM.

2. Experimentelles

2.1 Aufbau der Strukturierungsanlage

Als Laserquelle dient der Femtosekundenlaser MXR CPA 2010 der Firma Clark. Dessen maximale Pulsenergie beträgt $1,02\ \text{mJ}$ bei einer Frequenz von $1\ \text{kHz}$. Für alle Strukturierungen wurde die Grundwellenlänge von $775\ \text{nm}$ mit der Bandbreite von $7\ \text{nm}$ verwendet. Die Pulsdauer beträgt $\sim 150\ \text{fs}$.

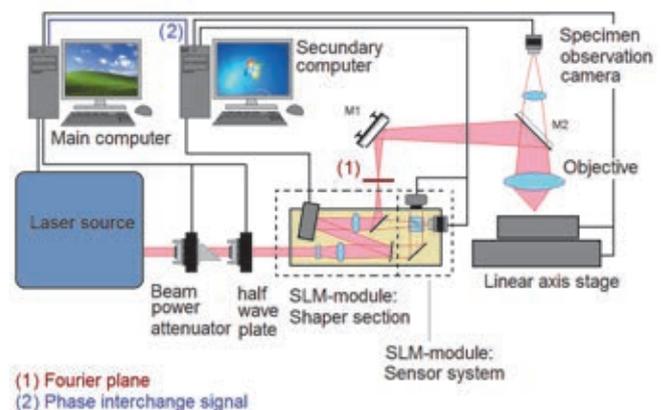


Abb.1: Aufbau der Strukturierungsanlage

Die Abschwächung der Strahlleistung über die relative Stellung der im Abschwächer enthaltenen $\lambda/2$ -Platte zum Brewsterfenster realisiert. Bei dem verwendeten SLM handelt es sich um das Modell X10468-02 der Firma Hamamatsu Inc., welches auf der LCOS-Technologie (engl.: Liquid Crystal on Semiconductor) beruht. Aus diesem Grund muss die eingehende Strahlung linear und in Richtung der Hauptachse der Flüssigkristalle polarisiert sein, um einen Phasenversatz zu generieren. Um die Polarisation korrekt auszurichten, ist eine weitere drehbar gelagerte $\lambda/2$ -Platte nach dem Abschwächer installiert. Bei diffraktiven Phasen entsteht die Zielverteilung im Unendlichen oder in der Brennebene der Linse, welche im SLM-Modul enthalten ist. Die Zielverteilung wird durch ein Objektiv vom Typ SA_{plan} 20x NA0,4 950/0 verkleinert auf der Probenoberfläche abgebildet. Es wurde bewusst ein System mit Zwischenbild gewählt, um die entstehende Nullordnung effektiv eliminieren zu können, sodass es bei Top-Hat-Former Phasen nicht zu ungewollten Interferenzen mit ungebeugten Strahlanteilen kommen kann. Die Optiken wurden so konzipiert, dass Strukturen $<10\ \mu\text{m}$ hergestellt werden können. Phasen werden auf dem SLM-Display sequentiell dargestellt, wobei die Reihenfolge dieser für die jeweilige Strukturierung in einer Datei auf dem Sekundärcomputer hinterlegt ist und der Phasenwechsel durch den Primärcomputer getriggert wird.

2.2 Aufbau des SLM-Moduls

Das SLM-Modul wurde unter der Maßgabe konzipiert, möglichst kompakt zu sein und einfach in einen Strahlengang integrierbar. Gleichzeitig sollten diverse Analysen möglich sein. Daher wurde folgender Aufbau realisiert:

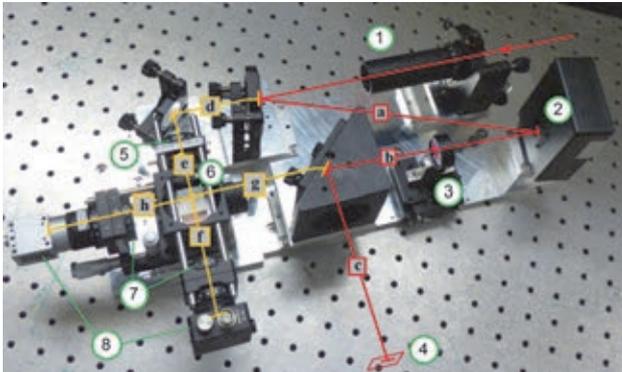


Abb. 2: Aufbau des SLM-Moduls

Zunächst wird der Strahlradius durch einen Aufweitzer (1) auf $w_g = 6$ mm vergrößert. Der Strahl trifft im Winkel von 10° auf das Display des SLM-Kopfes (2). Die Transformationslinse (3) besitzt eine Brennweite von $f_L=300$ mm und ist in einem Flipmount gelagert, sodass auch refraktive Phasen dargestellt werden können oder die Transformation direkt durch das Objektiv der Strukturierungsanlage erfolgen kann. In der Brennebene (4) der Linse entsteht die Zielverteilung der dargestellten Phase. Die in der Strahlformersektion des Moduls (rot) verwendeten Spiegel sind HR-beschichtete Glasscheiben, somit kann der durch diese transmittierte Anteil von den Analysegeräten (8) registriert werden, in dem Fall eine CCD-Kamera und eine Photodiode. Die Strahlen die den Strahlteiler (6) passieren, besitzen dank der $\lambda/2$ -Platte (5) unterschiedliche Polarisierungen. Dieses ermöglicht, anhand der Stellung der Polarisationsfilter (7) zu wählen, ob das Rohstrahlprofil, das Ausgangsprofil oder das Interferenzbild beider Strahlen analysiert werden soll. Um das zu gewährleisten, erfüllen die optischen Weglängen folgende Bedingungen:

$$\begin{aligned} h &= f \\ a &= d+c+f \\ b+c &= f_L = b+g+h \end{aligned}$$

3. Ergebnisse und Diskussion

Zunächst wurden die Eigenschaften der Phasendarstellung des SLM untersucht. Hierfür wurden der am SLM reflektierte Strahl und der Rohstrahl zu Interferenz gebracht und die Spannung mit einer Photodiode (DET10A/M; Thorlabs Inc.) gemessen. Bei dem verwendeten Laser handelte es sich um den cw-Laser StingRay785 der Firma Coherent mit einer mittleren Wellenlänge von 785 nm. Für die folgende Aufnahme wurde der Grauwert (engl. Gray Value = GV) aller Pixel kontinuierlich in einer Schleife von 0 auf 255 in 5GV-Schritten erhöht.

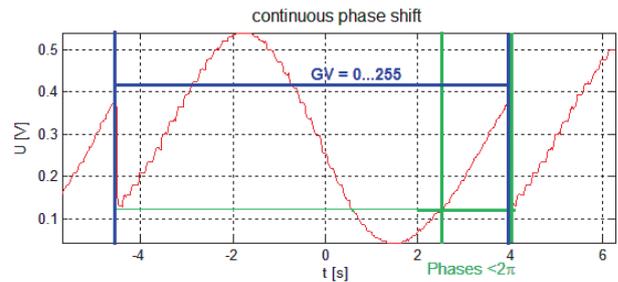


Abb.3: Kontinuierlicher Phasenwechsel

Wie in Abb. 3 deutlich zu sehen, können bei der verwendeten Wellenlänge auch Phasen $<2\pi$ dargestellt werden. Dies liegt daran, dass der optische Weglängenunterschied, der durch die vollständig aufgerichteten Flüssigkristalle hervorgerufen wird, geringfügig größer ist, als die verwendete Wellenlänge. Das bedeutet, dass alle Pixel für die Darstellung einer mit 8Bit aufgelösten Phasenverteilung eine Grauwertdämpfung von $1/GV_{max}$ erfahren müssen, wobei Gv_{max} der Grauwert ist, welcher einen 2π -Phasenversatz repräsentiert.

Im vorliegenden Fall ist $Gv_{max}=210\pm 2$, welcher sich etwa mit den Herstellerangaben deckt. Die entsprechende Anpassung der GV wurde für die Aufnahme von Abb. 4 durchgeführt, wobei hier 2GV-Schritte verwendet wurden. Eine Regression hat gezeigt, dass der dargestellte Phasenfehler $<0,05\pi = \lambda/40$ ist. Dies trifft natürlich nicht auf die Momente zu an denen die Flüssigkristalle sich wieder vollständig in ihre Ausgangslage zurück bewegen, da sie in diesem Zeitraum alle Phasen durchlaufen. Dies ist anhand der zwei markanten Peaks in Abb. 4 erkennbar.

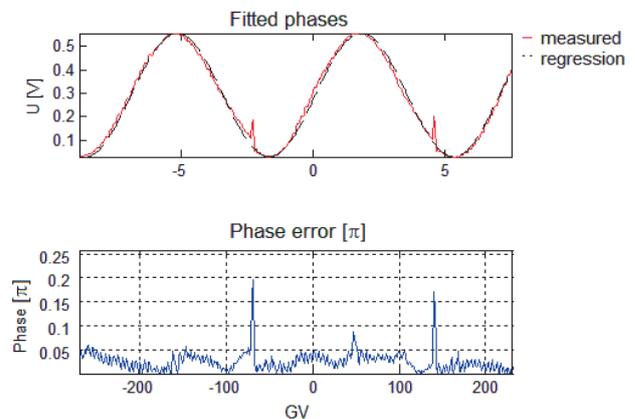


Abb.4: Angepasste Phasen und Phasenfehler (u.)

Für maximale Bearbeitungsgeschwindigkeit bei gleichzeitig guten Bearbeitungsergebnissen, ist es entscheidend zu wissen, mit welcher Geschwindigkeit ein solcher Phasenwechsel stattfindet. Hierfür wurde ebenfalls ein Mach-Zehnder-Interferometeraufbau verwendet. Der Phasenwechsel fand zwischen zwei GV statt, welche alle Pixel gleichzeitig einnehmen sollten. In Abb. 5 ist das an der Photodiode aufgenommene Signal der Phasensequenz $GV= 0 \rightarrow 255$ (blau eingegrenzt); $255 \rightarrow 0$ (grün) zu sehen.

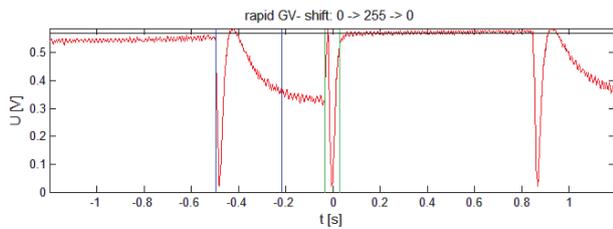


Abb.5: Schneller Phasenwechsel

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Wechsel von hohen GV zu kleinen schneller von statten geht als umgekehrt. Ähnliche Verhältnisse zeigten sich auch bei anderen GV-Wechselsequenzen:

GV-Wechsel	Zeit in [ms]	Frequenz [Hz]
0 → 205	190	5,26
0 → 210	95	10,9
0 → 255	237	3,25
205 → 0	68	14,7
210 → 0	44	22,73
255 → 0	60	16,6

Gemessen wurde immer der Zeitraum zum Erreichen von 90% des asymptotischen Zielwertes der Diodenspannung. Da dieser von der Lage der Scheitelpunkte im Übergangszeitraum abhängt, kommt es zur starken Streuung der Messwerte. Ebenfalls auffällig ist, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Flüssigkristalle beim Wechsel zu hohen GV degressiv ist, was zur Folge hat, dass die Einstellzeiten der entsprechenden Phasen in Bereichen $GV > 200$ zusehends ansteigen. Ein Effekt, der auch bei kontinuierlichem Phasenwechsel erkennbar ist:

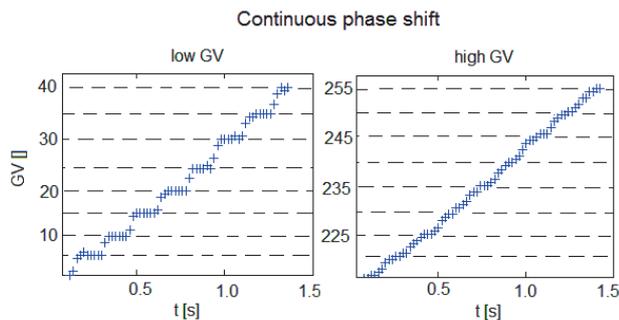


Abb.6: Kontinuierlicher Phasengang (Detail)

Für Abb. 6 wurde der GV jeweils alle 0,17 s um 5 erhöht. Aufgrund der höheren Einstellzeiten (rechts) entsteht ein Tiefpassfiltereffekt. Für die Umsetzung in möglichst schnellen Strukturierungsanlagen bedeutet dies, dass die Anzahl der Phasenwechsel so gering wie möglich gehalten werden sollte. Zudem sollte der Laserstrahl für etwa 200 ms nach dem Phasenwechsel abgestellt sein, um sicher zu gehen, dass diese sich zu mindestens 90% eingestellt haben.

Ebenso wichtig für einen effizienten Einsatz des SLM ist die Kenntnis über dessen Beugungsverhalten. Um dieses zu untersuchen, wurde die mittlere

Strahlleistung P_{av} in der ersten Beugungsordnung (BO) unter verschiedenen Bedingungen gemessen während alle Null- und Nebenordnungen in der Fourierebene des Moduls ausgeblendet wurden. Für alle Tests wurden lineare Phasen verwendet, welche den Strahl, ähnlich einem Blaze-Gitter, in definierte Beugungswinkel (BW) α und β zur xz - bzw. yz -Ebene beugen, wobei die z -Achse die Ausbreitungsrichtung des ungebeugten Strahls ist. Am SLM-Modul konnten zunächst folgende Effizienzen durch Leistungsmessungen bestimmt werden:

Typ	Anteil [%]
Transmissionseffizienz; Eintritt Modul bis Maskenebene	$(82,5 \pm 0,5)\%$
Transmissionseffizienz; Eintritt Modul bis Maskenebene; (ohne Aufweiter)	$(88,9 \pm 0,5)\%$
Beugungseffizienz; Eintritt Modul bis 1.BO bei $\alpha = 0,08^\circ$ und $GV_{max} = 222$; (Nebenordnungen und 0.BO ausgeblendet, mit Aufweiter)	$(75 \pm 0,5)\%$
Beugungseffizienz; Austritt Modul bis 1.BO bei $\alpha = 0,08^\circ$ und $GV_{max} = 222$ (Nebenordnungen und 0.BO ausgeblendet, mit Aufweiter)	$(90 \pm 0,5)\%$

Ursachen für Verluste sind Aperturverluste an der Blende des SLM-Displays, Transmissionsverluste an dielektrischen Spiegeln und Absorptionsverluste an den optischen Komponenten, insbesondere dem SLM. Die in der Tabelle aufgeführte Beugungseffizienz ist exemplarisch, da sie von einer Reihe weiterer Faktoren abhängt. Das folgende Diagramm zeigt die normierte Leistung P_{av} in der 1. BO bei unterschiedlichen α und GV_{max}

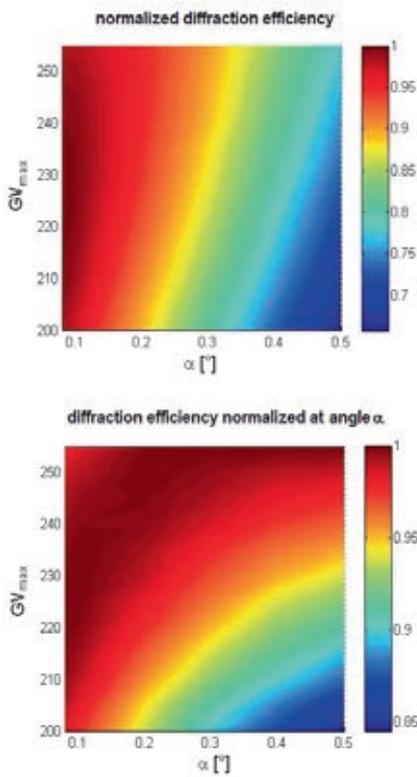


Abb.7: Beugungseffizienzen unter verschiedenen Winkeln

Bei Normierung auf ihren Maximalwert in den verschiedenen BW fällt auf, dass GV_{max} für maximale Beugungseffizienz, entgegen der Theorie, nicht konstant ist für alle BW und zudem deutlich größer als der im Interferenzversuch bestimmte Wert von 210. Eine wahrscheinliche Ursache für dieses Verhalten ist ein Übersprechen zwischen Pixeln des SLM, welches die Phaseninformation benachbarter Pixel angleicht. Die genaue Ursache muss jedoch noch eingehender untersucht werden.

Dieser Effekt tut der Funktion des SLM kein Abbruch, muss jedoch bei der Berechnung der Phasenverteilungen beachtet werden um möglichst homogene Ausgangsverteilungen, bei Stahlteilergittern etwa, zu erhalten. Gemäß gängiger Theorie, können diese über iterative Fouriertransformationalgorithmen (IFTA) berechnet werden, wobei lediglich die Phase eines Gitterelementes berechnet wird und die Pixel der Ausgangsverteilung für den IFTA die Spitzenamplituden der Teilstrahlen widerspiegeln [9]. Gemäß Faltungssatz überlagert sich die berechnete Beugungsverteilung A_z der Amplituden in der Fourierebene multiplikativ mit der Beugungsverteilung S eines einzelnen Pixels. Ein Effekt, welcher durch Division kompensiert werden kann [10]. Somit berechnet sich die Intensitätsverteilung I_z für den IFTA mit:

$$I_z' = \left| \frac{A_z^2}{S^2} \right| \quad (1)$$

Besitzt das Phasenelement rechteckige Pixel mit den Abmessungen $dx \cdot dy$ entspricht S^2 dessen Intensitätsverteilung im Fernfeld:

$$S^2(x, y) = \text{sinc}^2\left(\frac{dx \cdot x}{\lambda \cdot f_L}\right) \cdot \text{sinc}^2\left(\frac{dy \cdot y}{\lambda \cdot f_L}\right) \quad (2)$$

Für das folgende Diagramm wurden lineare Phasen für die Aufnahme der Messungen und die Simulation verwendet, wobei alle mittels SLM dargestellte Phasen mit $GV_{max}=222$ gedämpft wurden und die Samplingdistanz der Simulation 25% der Pixelgröße entsprach. Alle Messwerte wurden auf ihren Maximalwert normiert.

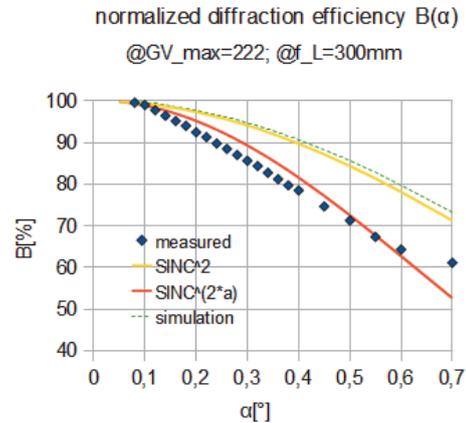


Abb.8: Beugungseffizienz bei $GV_{max}=222$

Es ist deutlich zu erkennen, dass Simulation (grün) und Theorie (gelb) gut übereinstimmen. Abweichungen kommen dadurch zustande, dass der virtuelle Schirm für die Simulation nicht unendlich ausgedehnt ist. Die gemessene Beugungseffizienz (blau) ist niedriger für alle Beugungswinkel, was dem zuvor diskutiertem Verhalten geschuldet ist. Um dennoch eine geeignete Zielverteilung I_z mittels IFTA berechnen zu können, wurde die Potenz der zugrunde liegenden sinc-Funktion aus (2) um den sinc-Korrekturfaktor $a=1,9$ erhöht (rot) und wird somit zu:

$$I_z' = \left| \frac{A_z^2}{(S^2)^a} \right| = \left| \frac{A_z^2}{S^{(2a)}} \right| \quad (3)$$

wobei es sich bei a um einen empirisch ermittelten Wert handelt. Die folgende Abbildung zeigt zwei Markierungen in einem 100-Siliziumwaver mittels der Anlage aus Abb.1.

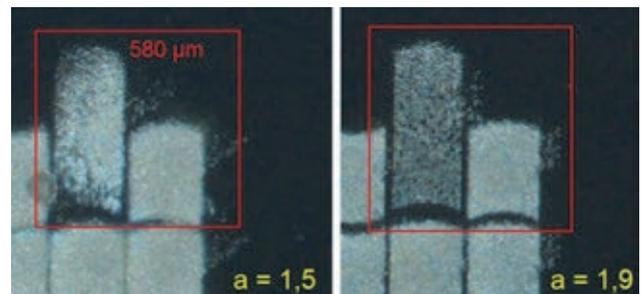


Abb.9: Mikromarkierung des Hochschullogos bei unterschiedlichen a

Jedes Segment des Logos wurde durch eine Phase dargestellt. Die Phasen wurden während der Strukturierung programmseitig gewechselt. Strukturiert wurden mit 0,8 mJ (links) und 0,75 mJ (rechts) gemessen vor dem SLM-Modul. Für jedes Segment wurden 5 Pulse verwendet. Der Bereich der 1.BO in der Abbildungsebene des Objektivs ist rot markiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass ein zu klein gewählter sinc-Korrekturfaktor zu einer abfallenden

Abtragsrate zu den Rändern der Zielverteilung hin führt. Die vollständige Markierungssequenz enthält auch den dazu gehörigen Schriftzug.

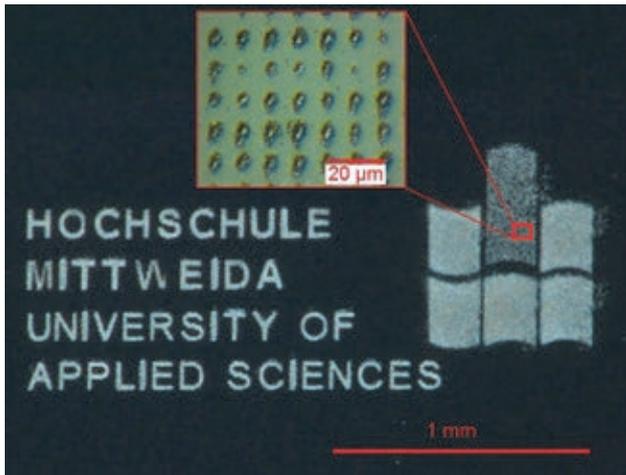


Abb.10: Hochschullogo + Schriftzug

Die Lettern wurden jeweils mit 3 Pulsen und 80 µJ Pulsenergie (gemessen vor dem Modul) erzeugt und sind in der Schriftart UniverseLTpro Größe 16. Die oberen beiden Zeilen sind fett gedruckt. Bei jeder verwendeten Phase handelte es sich um Gitterverteilungen mit 200 µm Teilstrahlabstand in der Fourierebene. Die Nullordnung wurde hier ausgeblendet. In der Detailaufnahme sind die einzelnen Abträge der Teilstrahlen gut zu erkennen. Die gesamte Strukturierung des Schriftzuges dauerte etwa 10s + ~4s Einstellzeit für den Strahlabschwächer zwischen Logo und Schriftzug. Müsste dieser nicht eingestellt werden, entspräche das einer Dauer von ~217 ms pro Zeichen und kommt somit den angestrebten 200 ms sehr nahe. Dieser Zeitraum ist für Achsbewegung und Phasenwechsel vorgesehen.

Eine Überslagsrechnung zeigt: Diese Strukturierung ist schneller als Einzelfokusabtrag mittels Scanner. Die Gesamtfläche beträgt (2,24 x 1) mm², davon sind 0,527 mm² ±10% markiert. Das entspricht ~5270 Einzelbohrungen. Bei 3 Pulsen pro Bohrung und 1kHz Pulsfrequenz erhält man somit eine Bearbeitungszeit von ~15,8s ±10%. Zudem wäre der Prozess energetisch deutlich ineffizienter, da die Pulsenergie auf weit unter 10% der hier verwendeten reduziert werden müsste, um dieselben Bohrungstiefen zu erreichen, was deutlich mehr ist, als der Verlust an Beugungs- und Transmissionseffizienz am SLM-Modul.

Es folgen weitere Beispiele für Strukturierungen mittels Strahlteilerverteilungen. Als Zielverteilung diene das „A“ der Schriftgröße 16 Arial _fett. $G_{V,max}$ betrug 210 und $\alpha = 1,5$. Der Abstand der Teilstrahlen in der Maskenebene betrug ebenfalls 200 µm. Alle im Weiteren aufgeführten Pulsenergien wurden vor dem SLM-Modul gemessen.

Aufnahme	Bemerkungen
<p>Abb.11: Bohrung, taC-Beschichteter Edelstahl</p>	<p>Substrat: taC-Beschichteter Edelstahl (1.2365)</p> <p>Pulsenergie: 80µJ 10 Pulse</p>
<p>Abb.12: Linien, Edelstahl</p>	<p>Substrat: Polierter Edelstahl (1.2990)</p> <p>Pulsenergie: 160µJ</p> <p>8µm Achsenbewegung in y-Richtung mit 2µm Puls-zu Puls-Distanz</p>
<p>Abb.13: Perforation, Edelstahlfolie, Durchlichtmikroskopische Aufnahme</p>	<p>Substrat: Edelstahlfolie (1.4310); 20µm stark</p> <p>Pulsenergie: 80µJ 2000 Pulse</p> <p>Perforation nicht vollständig aufgrund unzureichenden sinc-Korrekturfaktor.</p>

3. Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass eine parallele Mikrobearbeitung, insbesondere Markierungen, mittels SLM generierter Strahlteilerphasen gut möglich ist. Der Prozess ist bei 1kHz Pulsfrequenz zudem energetisch günstiger und schneller als bei der Verwendung von Scannersystemen, auch bei einer hohen Anzahl von Phasenwechseln. Untersuchungen mittels Interferometer am SLM X10468-02 von Hamamatsu haben gezeigt, dass etwa 200 ms für einen Phasenwechsel benötigt werden, was vor allem den längeren Einstellzeiten bei hohen Grauwerten geschuldet ist. Die Übertragungskurve Grauwert → Phasenversatz ist nahezu linear und der Phasenfehler unter idealen Bedingungen $< \lambda/40$. Gegenüber Simulation und Theorie sinkt die Beugungseffizienz mit zunehmendem Beugungswinkel, was vermutlich

einem Übersprechen der Phaseninformation zwischen benachbarten Pixeln der SLM-Anzeige geschuldet ist. Dieser Effekt kann jedoch, durch eine Erhöhung der Potenz der Anpassungsfunktion für Zielverteilungen bei der Berechnung der Phasen mittels IFTA kompensiert werden.

In weiterführenden Versuchen soll das Abtragsverhalten in verschiedenen Materialien untersucht und mit herkömmlichem Fokusabtrag verglichen werden. Ebenso ist vorgesehen, die finale Optik der Anlage durch ein Scannersystem mit F- θ -Optik zu ersetzen, um die Bearbeitungsdauer weiter zu reduzieren. Ebenso soll der Phasenermittlungsalgorithmus weiter verbessert werden.

4. Danksagungen

Wir möchten uns bei allen Mitarbeitern des Laserinstitutes und der Hochschule bedanken, die uns bei diesem Projekt bisher unterstützt haben. Ebenso sei den Geldgebern gedankt, die uns diese Forschung überhaupt erst ermöglichen, allem voran der SAB und dem Freistaat Sachsen.

5. Literaturverzeichnis

- [1] X. Liu, D. Du, G. Mourou, Laser ablation and micromachining with ultrashort laserpulses, IEEE J. Quant. Electron. 33 (1997) 1706–1716
- [2] R.Le. Harzic, D. Breitung, M. Weikert, S. Sommer, C. Fohl, S. Valette, C. Donnet, E. Audouard, F. Dausinger; Pulse width and energy influence on laser micromachining of metals in a range of 100 fs to 5 ps, Appl. Surf. Sci. 249 (2005) 322–331.
- [3] A. Luft, U. Franz, A. Emsemann, J. Kasper, A; study of thermal and mechanical effects on materials induced by pulsed laser drilling, Appl. Phys. A 63 (1996) 93–101.
- [4] Moritz Grehn, Thomas Seuthe, Michael Höfner, Nils Griga, Christoph Theiss, Alexandre Mermilod-Blondin, Markus Eberstein, Hans Eichler, and Jörn Bonse; Femtosecond-laser induced ablation of silicate glasses and the intrinsic dissociation energy; Opt. Mater. Express 4, 689-700 (2014)
- [5] Engel, A. ,Pfeiffer, M., Böttcher, R. Weißmantel, S.; 3D-Mikrostrukturierung von Quarzglas mittels Femtosekundenlaserstrahlung unterschiedlicher Wellenlängen; IWKM Scientific reports S.97, (2012), ISSN 1437-7624
- [6] Jason R. Grenier, Luís A. Fernandes, Peter R. Herman; Femtosecond laser writing of optical edge filters in fused silica optical waveguides," Opt. Express 21, 4493-4502 (2013)
- [7] I. Berthold; M. Müller; R. Ebert; J. Schille; U. Löschner; H. Exner; P. Matthes; M. Albrecht ; Selective realignment of the exchange biased magnetization direction in spintronic layer stacks using continuous and pulsed laser radiation, Proc. of SPIE Vol. 8967, 89671F2014 SPIE
- [8] Schille, J., Schneider, L., Loeschner, U., Ebert, R., Scully, P., Goddard, N., Steiger, B., Exner, H.; Micro processing of metals using a high repetition rate femtosecond laser: from laser process parameter study to machining examples; in Proceedings of ICALEO 30th International Congress on Applications of Lasers & ElectroOptics, Orlando, FL (USA), (2011) .
- [9] Louis A. Romero, Fred M. Dickey ; Progress in Optics Volume 54, 2010, Pages 319–386; E-ISBN: 9780444535290
- [10] M.J. Thomson, M.R. Taghizadeh; Design and fabrication of Fourier plane diffractive optical elements for high-power fibre-coupling applications; doi:10.1109/3CA.2010.5533385

RIPPLE-BILDUNG MITTELS FEMTOSEKUNDENLASERSTRAHLUNG AUF OBERFLÄCHEN VON METALLEN UND HARTSTOFFEN

Andy Engel, Manuel Pfeiffer, Steffen Weißmantel
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Es werden Ergebnisse von Untersuchungen zur Ripple-Bildung auf Metallen und Hartstoffen durch Bestrahlung mit Ultrakurzpuls-Laserstrahlung präsentiert. Für die Versuche wurde eine Femtosekundenlaseranlage mit einem integrierten Clark-MXR CPA 2010 (Lasersystem: Wellenlänge 775 nm, Repetitionsrate 1 kHz, maximale Pulsenergie 1 mJ @ 775 nm mittlere Wellenlänge, Pulsdauer 150 fs) genutzt. Im Fokus dieser Arbeiten stand die Ermittlung der Abhängigkeiten der Ripple-Entstehung von den applizierten Laser- und Prozessparametern. Es wurden grundlegende Untersuchungen zur Entstehung der Ripple-Strukturen durchgeführt. Hierbei wurde insbesondere der Einfluss der Oberflächenmorphologie, der Schichtdicke aufgebrachtener Hartstoffschichten sowie der Pulsanzahl analysiert. Des Weiteren werden Ergebnisse zum Einfluss der Polarisierung der auftreffenden Laserstrahlung auf die Ausbildung der Ripple-Strukturen präsentiert. Auf der Grundlage der durchgeführten Arbeiten können Parameterbereiche und Bearbeitungsregime aufgezeigt werden, welche eine homogene und zeiteffiziente Erzeugung von Ripple-Strukturen in den untersuchten Materialien ermöglichen.

1. Einleitung

Die Funktionalisierung von Festkörperoberflächen bietet in vielen Anwendungsbereichen bis hin zu industriellen Applikationen vielfältige Möglichkeiten zur Erhöhung des Gebrauchswertes oder der Erzielung der gewünschten Produkteigenschaften. Das Einsatzfeld reicht dabei von medizinischen Anwendungen [1], über strukturbedingt hydrophil oder hydrophob wirkende Oberflächen [2-4] bis hin zur gezielten Variation der tribologischen Eigenschaften von mechanisch belasteten Komponenten [5]. Eine Möglichkeit zum Erreichen dieser Funktionalisierung ist die Texturierung von Oberflächenbereichen durch Erzeugung von Strukturen mit Abmessungen von wenigen Mikrometern bis in den Submikrometerbereich. Hierzu werden vorzugsweise gepulste Lasersysteme in Anwendung gebracht. In Folge der Beaufschlagung der Materialoberfläche mit den Laserstrahlungspulsen kommt es bei geeigneten Prozess- und Bearbeitungsparametern zur Ausbildung periodischer Oberflächenstrukturen. Diese werden unter dem Begriff LIPSS (Laser Induced Periodic Surface Structures) zusammengefasst und klassifiziert [6-8]. Im Fokus der durchgeführten Untersuchungen stand die Bildung von Ripple-Strukturen in der Oberfläche von Metallen und Hartstoffen bei Bestrahlung mittels Ultrakurzpuls-Laserstrahlung, welche auch als LSFL (Low Spatial Frequency LIPSS) vom Typ s bezeichnet werden. Die Versuche wurden an Stahl (Wst.-Nr. 1.2990) und Wolframkarbid als Volumenmaterialien sowie an ta-C-Hartstoffschichten auf Stahl- bzw. Glassubstraten und Molybdänschichten auf Glassubstraten durchgeführt. Durch Verwendung eines Ultrakurzpuls-Lasersystems mit einer Pulsdauer von 150 fs ist die Möglichkeit der Bearbeitung der für die mittlere Wellenlänge des Systems ($\lambda=775$ nm) teiltransparenten ta-C-Schichten auf der Grundlage von Multiphotonenprozessen gegeben.

2. Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

Die Strukturierungsversuche erfolgten mittels des Fokusverfahrens unter Verwendung eines Femtosekundenlasers vom Typ Clark-MXR CPA-2010 der Firma Clark-MXR INC. (USA) [2]. Der prinzipielle Versuchsaufbau ist in Abb. 1 dargestellt.

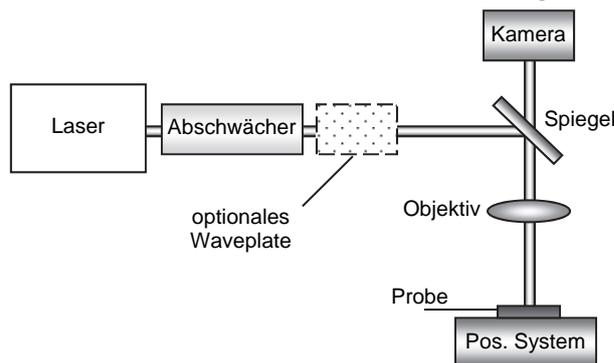


Abb. 1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die Erzeugung von Ripple-Strukturen mittels Femtosekundenlaserstrahlungspulsen.

Die Strukturierung erfolgt durch Relativbewegung der Probe unter dem stationären Laserstrahl. Das hierfür eingesetzte Positioniersystem erlaubt eine laterale Positioniergenauigkeit von $0,1 \mu\text{m}$. Für die Fokussierung der Laserstrahlung auf die Probenoberfläche wurde ein Transmissionsobjektiv mit einer Brennweite von 100 mm genutzt. Dieses liefert einen Fokusdurchmesser \varnothing_{86} von $41,6 \mu\text{m}$ und ist an einer Verschiebeachse (Z-Achse) befestigt, welche eine Einrichtung des Abstandes zwischen Objektiv und Probenoberfläche mit einer Genauigkeit von $1 \mu\text{m}$ zulässt. Zur Einstellung der Fluenz wurde ein nach dem Polarisationsprinzip arbeitender Abschwächer ($\lambda/2$ -Platte mit nachgeschaltetem Dünnpolarisator) genutzt, welcher eine stufenlose Regelung ermöglicht. Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen wurde stets mit linear polarisierter Laserstrahlung gearbeitet. Für die Erzeugung der Ripple-Strukturen wurden Untersuchungen bei

Einzelimpulsbestrahlung bis hin zur flächenhaften Bestrahlung, welche durch linienweises Abscannen der Oberfläche realisiert wurde, durchgeführt. Die Prozess- und Bearbeitungsparameter wurden in weiten Bereichen variiert.

Die Auswertung der strukturierten Probenbereiche erfolgte mittels Lichtmikroskop sowie Rasterelektronenmikroskop.

3. Grundlagenuntersuchungen

In einem ersten Schritt wurden Versuche zur Abhängigkeit der Ripple-Ausbildung von der Anzahl der applizierten Laserstrahlpulse bei stehendem Laserstrahl durchgeführt. Beispielhaft ist diese Abhängigkeit in Abb. 2 aufgezeigt.

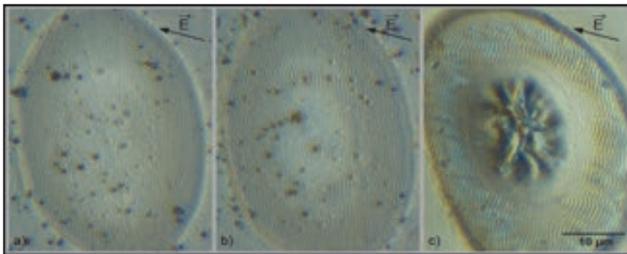


Abb. 2: Lichtmikroskopaufnahme von Ripple-Strukturen auf einer ta-C beschichteten Stahlprobe bei unterschiedlicher Anzahl der applizierten Laserpulse (a = 1 Laserpuls, b = 2 Laserpulse, c = 10 Laserpulse).

Hierbei konnte die Ausbildung von Ripple-Strukturen bereits nach der Bestrahlung der Probenoberflächen mit einem Laserstrahlpulse festgestellt werden. Die Ripple-Ausbildung erfolgt dabei vorwiegend um und entlang von Störstellen. Mit zunehmender Anzahl der Laserstrahlpulse pro Flächeneinheit entstehen flächendeckende Ripple-Formationen. In Abhängigkeit von den gewählten Bearbeitungsparametern können maximale Struktur Tiefen der Ripple von ca. 300 nm erreicht werden. Die Periode der auch als LSFL vom Typ s [7] klassifizierten Ripple ist materialspezifisch und liegt bei senkrechter Bestrahlung im Bereich der Wellenlänge.

Tabelle 1: Mittlere Periode der Ripple-Strukturen in den untersuchten Versuchsmaterialien.

Material	Mittlere Ripple-Periode
ta-C	667 nm
Stahl (Wst.-Nr. 1.2990)	648 nm
Wolframcarbid	706 nm
Molybdän	604 nm

Für die untersuchten Materialien ergaben sich hinsichtlich der resultierenden Gitterperiode der Ripple-Strukturen die in Tabelle 1 aufgeführten Werte. Durch Variation der Polarisationsrichtung der auf die Probenoberfläche auftreffenden Laserstrahlpulse, mittels einer im Strahlengang befindlichen $\lambda/2$ -Platte, kann die Ausrichtung der Ripple-Strukturen definiert beeinflusst werden. Die Ripple-Strukturen richten sich hierbei vorzugsweise senkrecht zum elektrischen Feldstärkevektor der auftreffenden Laserstrahlpulse aus (vgl. Abb. 3).

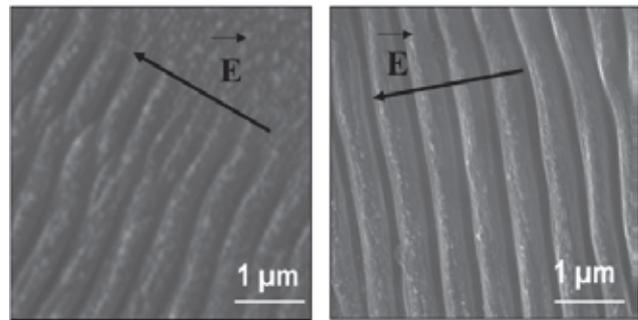


Abb. 3: SEM-Aufnahme von in der Oberfläche einer ta-C-Hartstoffschicht erzeugten Ripple-Strukturen (Strukturierungsparameter: $H = 3,56 \text{ J/cm}^2$, Pulsüberlappungsgrad $\text{ÜP} = 55 \%$).

4. Ripple-Bildung auf beschichteten Proben

Im Rahmen der durchgeführten Versuche wurde des Weiteren die Ripple-Ausbildung bei der Strukturierung von Schichtmaterialien auf verschiedenen Substraten untersucht. Dies waren zum einem Molybdänschichten sowie ta-C-Hartstoffschichten, welche auf Glassubstraten abgeschieden wurden und zum anderen ta-C-Hartstoffschichten auf Stahlsubstraten. Für die Versuche wurden sowohl die Schichtdicke als auch die Strukturierungsparameter in weiten Bereichen variiert.

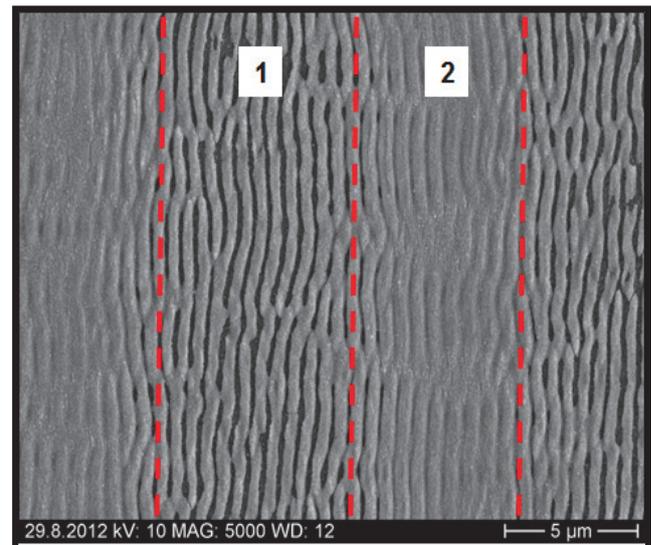


Abb. 4: SEM-Aufnahme von Ripple-Strukturen auf der Oberfläche eines mit 200 nm Molybdän beschichteten Glassubstrates (Strukturierungsparameter: $H = 0,20 \text{ J/cm}^2$, Pulsüberlappungsgrad im Bereich 1 $\text{ÜP} = 97 \%$ und im Bereich 2 $\text{ÜP} = 55 \%$).

Im Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen konnte festgestellt werden, dass die Periode der sich in der Oberfläche der Schichtmaterialien bildenden Ripple-Strukturen signifikant von den Dicken der Schichtmaterialien in Relation zu den Tiefen der Ripple abhängt. Für Schichtdicken größer als die Struktur tiefe der generierten Ripple-Strukturen konnte kein Einfluss der Schichtdicke auf die Ripple-Periode registriert werden. Liegen jedoch die Schichtdicke und die Tiefe der Ripple-Strukturen im gleichen Bereich, zeigten sich deutliche Veränderungen der Gitterperiode der erzeugten Ripple-

Formationen. Beispielhaft ist dieser Einfluss der Schichtdicke auf die Periode der resultierenden Ripple-Strukturen in Abb. 4 gezeigt. Im Bereich 2, welcher aufgrund des geringeren Pulsüberlappungsgrades von 55 % eine Strukturtiefe der Ripple von 150 nm aufweist, wurde eine mittlere Gitterperiode der Ripple-Strukturen von 604 nm gemessen. Für den Bereich 1, in welchem die Strukturierung mit einem Pulsüberlappungsgrad von 97 % erfolgte, wurde eine mittlere Gitterperiode der Ripple-Strukturen von 663 nm ermittelt. Die Tiefe der Ripple-Strukturen beträgt hierbei, ebenso wie die Schichtdicke, 200 nm. Vergleichende Untersuchungen an auf Glassubstraten abgeschiedenen ta-C-Schichten mit einer Schichtdicke von 200 nm, welche mit identischen Strukturierungsparametern bearbeitet wurden, zeigten ebenfalls eine Beeinflussung der Periode der Ripple-Strukturen, wenn deren Tiefe im Bereich der Schichtdicke liegt. Die ermittelten mittleren Gitterperioden änderten sich bei den Ripple-Strukturen in den ta-C-Schichten auf Glas-substraten jedoch im umgekehrten Verhältnis wie dies bei den Molybdänschichten festgestellt wurde. Ripple-Strukturen mit Tiefen im Bereich der Schichtdicke weisen eine mittlere Gitterperiode von 520 nm auf, während bei größeren Schichtdicken bzw. geringeren Strukturertiefen Perioden im Bereich von 660 bis 670 nm gemessen wurden. Die Ursachen dieser festgestellten Periodenänderungen werden derzeit näher untersucht.

In diesem Zusammenhang erfolgten auch Untersuchungen zu den strukturellen Veränderungen der ta-C-Schichten durch die Erzeugung der Ripple an der Oberfläche.

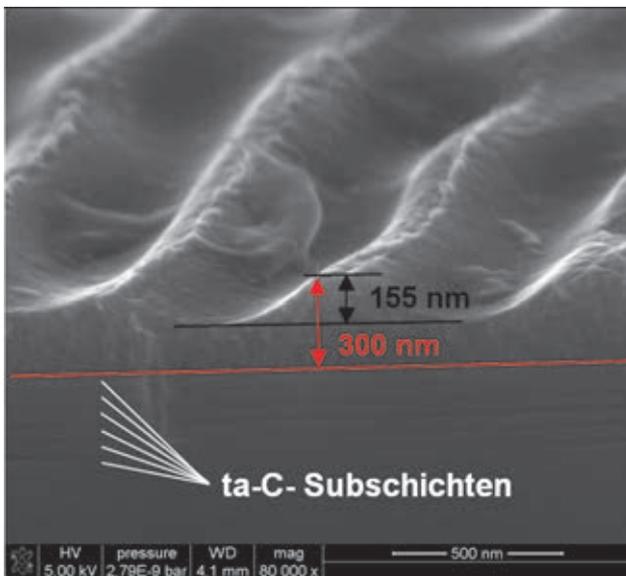


Abb. 5: SEM-Aufnahme einer im Querschnitt präparierten, strukturierten ta-C-Hartstoffschicht (Gesamtschichtdicke: ca. 1 μm ; Strukturierungsparameter: $H = 2,79 \text{ J/cm}^2$, Pulsüberlappungsgrad $\text{ÜP} = 55 \%$).

Hierfür angefertigte, in Abb. 5 dargestellte Querschnittpräparationen zeigten im Sekundärelektronenbild deutliche Kontrastunterschiede zwischen den oberflächennahen Schichtbereichen in welchen sich die Ripple-Strukturen bilden und darunterlie-

genden Schichtbereichen, welche deutlich durch ihren herstellungsbedingten, schichtweisen Aufbau mit Subschichtdicken von jeweils kleiner gleich 100 nm erkennbar sind. Die Dicke der Schichtbereiche mit verändertem Kontrast in den SEM-Aufnahmen zeichnet sich dabei ca. 100 - 150 nm unterhalb der Tiefe der erzeugten Ripple-Strukturen ab.

5. Überlagerung von Ripple-Strukturen

Ziel der durchgeführten Versuche war die Untersuchung der resultierenden Ripple-Strukturen bei Mehrfachbearbeitung der Probenoberfläche mit voneinander abweichender Polarisation der auftretenden Laserstrahlpulse. Hierzu wurden Testfelder gemäß der in Abb. 6 dargestellten Form generiert.

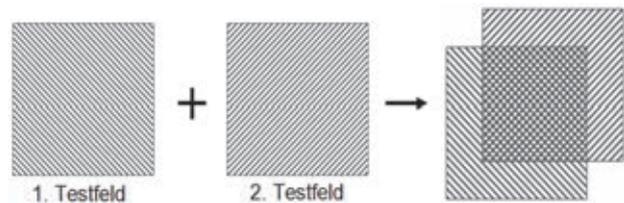


Abb. 6: Schematische Darstellung der generierten Testfelder für die Untersuchungen zur Überlagerung von Ripple-Strukturen.

In einem ersten Schritt werden Testfelder mit definierter, über die gesamte Bearbeitungszeit konstanter Polarisation erzeugt. Nachfolgend wird diesen ein weiteres, lateral in X- und Y-Richtung versetztes 2. Testfeld überlagert, welches mit einer relativ zur Polarisation des 1. Testfeldes um einen vorgegebenen Winkel gedreht, jedoch über die Bearbeitungszeit ebenfalls konstanter Polarisatorstellung strukturiert wird. Durch dieses Vorgehen kann in den Randbereichen die Untersuchungen der einzelnen Testfelder erfolgen sowie im Überlappungsbereich der Einfluss der Überlagerung der Ripple-Strukturen aufgezeigt werden. Im Rahmen der durchgeführten Versuche erfolgte die Variation der Ripple-Ausrichtung durch definierte Änderung der Polarisationsrichtung der auftretenden Laserstrahlpulse unter Verwendung einer im Strahlengang befindlichen $\lambda/2$ -Platte. Die bei verschiedenen Winkelausrichtungen der Ripple-Strukturen realisierten Testfelder sowie die im Überlappungsbereich resultierenden Ripple-Ausrichtungen sind in Abb. 7 dargestellt.

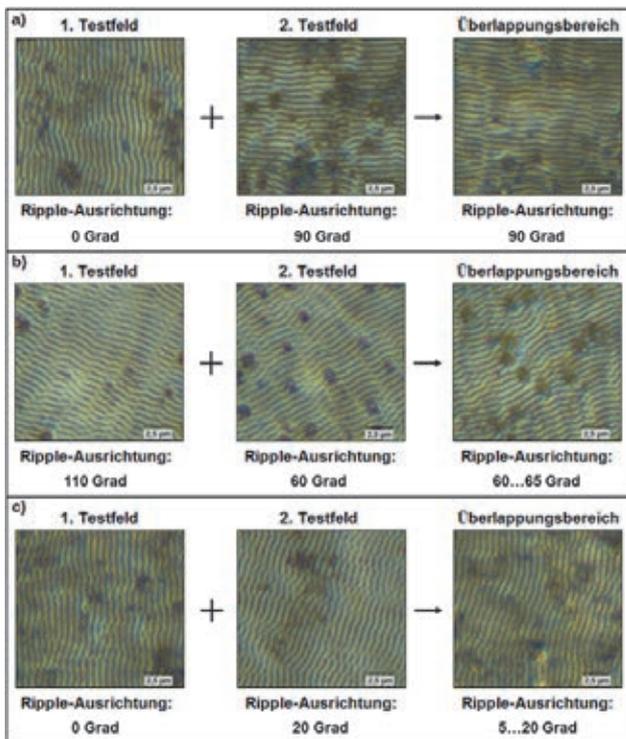


Abb. 7: Lichtmikroskopaufnahme von Ripple-Strukturen in der Oberfläche einer ta-C beschichteten Stahlprobe (Strukturierungsparameter: $H = 3,56 \text{ J/cm}^2$, Pulsüberlappungsgrad $\dot{U}P = 55 \%$).

Die Auswertung der Ripple-Strukturen im Überlappungsbereich zeigt, dass diese bevorzugt die Ripple-Ausrichtung der zweiten Strukturierung annehmen. Hierbei können die Ripple-Strukturen der ersten Überfahrt als Störstellen im Oberflächenbereich angesehen werden und beeinflussen in gewissen Grenzen die Ausrichtung der zweiten Überfahrt. Die Variation des Winkelunterschiedes zwischen den Polarisationsrichtungen und somit der Ripple-Ausrichtung in den Einzelfeldern zeigte, dass eine Verringerung des Winkelunterschiedes eine Vergrößerung der Abweichung der resultierenden Ripple-Ausrichtung im Überlagerungsbereich von der Ripple-Ausrichtung der letzten Strukturierung bedingt.

Zusammenfassung

In allen untersuchten Materialien war es möglich Ripple-Strukturen mit den zur Verfügung stehenden Femtosekundenlaserstrahlungspulsen zu erzeugen, deren Ausrichtung senkrecht zum elektrischen Feldstärkevektor der linear polarisierten Laserstrahlung erfolgt (LSFL von Typ s [7]). Bereits bei der Bestrahlung der Probenoberflächen mit Einzelpulsen kam es zur Ausbildung der Ripple-Formationen. Eine Erhöhung der Pulsanzahl pro Flächeneinheit bedingt eine Zunahme der Flächendeckung sowie der Strukturtiefe der Ripple-Strukturen. Diese beträgt in Abhängigkeit von den Prozess- und Bearbeitungsparametern maximal 300 nm. Für die untersuchten Werkstoffe konnten materialspezifische Werte der mittleren Gitterperioden in der Größenordnung der Laserstrahlwellenlänge gemessen werden. Abweichungen von diesen Werten zeigten sich bei der

Strukturierung von Schichtmaterialien, wenn Schichtdicke und Strukturtiefe der Ripple annähernd identisch sind. Im Ergebnis der Versuche zur aufeinanderfolgenden Überlagerung von Ripple-Strukturen unterschiedlicher Orientierung wurde festgestellt, dass die resultierende Ausrichtung derer der letzten Strukturierung entspricht.

Literaturverzeichnis

- [1] Buehler, M. K.: Laser texturing of drug eluting stents to improve drug adhesion, Graduate Theses and Dissertations (2011), Paper 12225.
- [2] Rukosuyev, M.V., Lee, J., Cho, S.J., Lim, G., Jun, M.B.G.: One-step fabrication of superhydrophobic hierarchical structures by femtosecond laser ablation, Applied Surface Science, Volume 313 (2014), 411–417.
- [3] Römer, G.-W., Jorritsma, M., Arnaldo del Cerro, D., Chang, B., Liimatainen, V., Zhou, Q., Huis in 't Veld, B.: Laser micro-machining of hydrophobic-hydrophilic patterns for fluid driven self-alignment in micro-assembly, Proceedings of LPM2011 (2011).
- [4] Vorobyev, A. Y., Guo, C.: Multifunctional surfaces produced by femtosecond laser pulses, Journal of Applied Physics, Volume 117 (2015).
- [5] M. Pfeiffer, A. Engel, H. Grüttner, et.al.: Ripple formation in various metals and super-hard tetrahedral amorphous carbon films in consequence of femtosecond laser irradiation, Applied Physics A, Volume 110, Nr. 3 (2013), 655-659.
- [6] Sipe, J.E., Young, J. F., Preston, J.S., v. Driel, H.M.: Laser-induced periodic surface structure. I. Theory, Physical Review B, Volume 27, Nr. 2 (1983), 1141–1154.
- [7] Sipe, J.E., Young, J. F., Preston, J.S., v. Driel, H.M.: Laser-induced periodic surface structure. II. Experiments on Ge, Si, Al, an brass, Physical Review B, Volume 27, Nr. 2 (1983), 1155–1172.
- [8] Mitko, V.S., Römer, G.R.B.E., Huis in 't Veld, A.J., Skolski, J.Z.P., Obona, J.V., Ocelík, V., De Hosson, J.T.M.: Properties of high-frequency sub-wavelength ripples on stainless steel 304L under ultra short pulse laser irradiation, Physics Procedia 12 (2011), 99–104.

MONOLITHIC INTERCONNECTION OF CIGSE SOLAR CELLS BY PICOSECOND AND NANOSECOND LASER STRUCTURING

Christof Schultz¹, Manuel Schüle¹, Kamil Stelmasczyk^{1,2}, Moshe Weizman¹, Christian Wolf², Christian A. Kaufmann², Björn Rau², Rutger Schlatmann^{1,2}, Frank Fink¹, Bert Stegemann¹

¹ PVcomB / HTW Berlin - University of Applied Sciences, Wilhelminenhofstr. 75A, D-12459 Berlin,

² PVcomB / Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie GmbH, Schwarzschildstr. 3, D-12489 Berlin

In the production of photovoltaic CIGSe thin film modules only the P1 patterning step is done by laser, while needle scribing is still common for the P2 and P3 patterning step. Here, we present reliable, precise and efficient processes for complete laser structuring of CIGSe solar cells. Results were obtained by systematic investigation of the influence of the pulse length (ns, ps) and the wavelength (1064 / 532 / 355 nm) on the laser-material interaction, on the resulting morphology and on the electrical properties of the complete solar cell. Selective layer ablation by ps laser pulses is controlled and verified by plasma diagnostics based on laser induced breakdown spectroscopy (LIBS) via identification of the characteristic elemental emission lines. Moreover, alternative scribing geometries and interconnection schemes making use of the thermal input of ns pulses resulting in local laser-induced phase transformation of the absorber material are established and proved to simplify the scribing process. Solar cell data proves that complete laser patterning of CIGSe solar cells is competitive and might even outperform conventional needle scribing.

1. Introduction

Laser scribing for monolithic interconnection is well established for all three patterning steps in the production of Si and CdTe based thin film solar modules. However, for Cu(In,Ga)(Se,S)₂, i.e. CIGSe or CIGS, typically only the first patterning step (P1) is done by laser, while mechanical needle scribing is still the industrial standard for the second (P2) and third (P3) patterning step due to the lack of common and reliable laser processes. Main challenges are the tolerance to lateral inhomogeneities particularly in the absorber layer and the selectivity of the process. As compared to mechanical scribing, laser scribing has several advantages like well-defined scribing lines, higher scribing speed and better process control. Thus, complete laser scribing of CIGSe modules promises smaller dead areas and therefore higher efficiencies [1,2].

In pulsed laser material processing the energy of the laser pulse is delivered to the free electrons of the material, which might transfer their energy into the lattice. If the laser pulse is longer than the duration of the interaction between the electrons and the lattice, the energy is induced after the electrons start transferring their energy into the lattice. This excess of energy diffuses into the material in form of lattice vibrations and causes an increase of the materials temperature and the formation of melt. If the laser pulse is shorter than the duration of the interaction between the electrons and the lattice, the energy transfer occurs after the end of the pulse leading to material removal into the gas phase or plasma phases (i.e., non-thermal or cold ablation).

Accordingly, in thin film solar cell patterning the use of nanosecond (ns) laser pulses induces thermal effects and possibly mechanical stress. Contrary, by the use of ultrashort picosecond (ps) laser pulses (<10 ps) for layer ablation the thermal impact is reduced and thereby the amount of heat affected material is minimized.

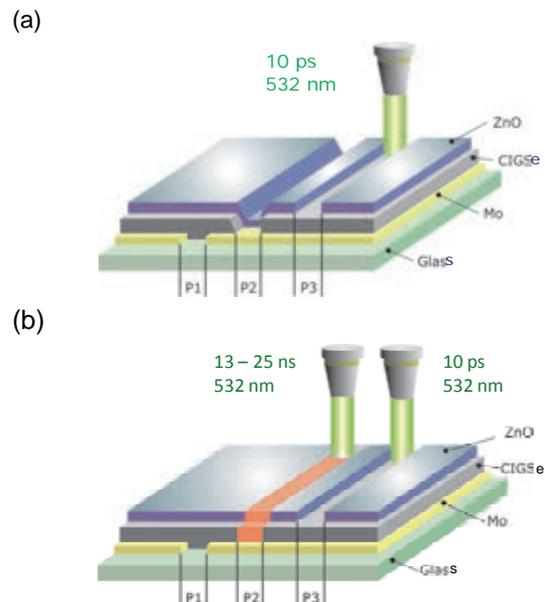


Fig. 1: Schematic illustration of the scribing configurations: (a) P2 / P3 laser ablation by 10 ps laser pulses (b) P2 scribe using 13 - 25 ns laser pulses for local phase transformation and simultaneous P3 scribe for selective TCO (ZnO) layer ablation using 10 ps laser pulses.

The objective of this work is to establish reliable, precise and efficient processes for complete laser structuring (focusing on P2 and P3) of CIGSe solar cells by systematic investigation of the influence of the pulse length (ns, ps) and the wavelength (UV, Vis, IR) on the laser material-interaction, the resulting morphology and the electrical properties of the complete device.

As illustrated in Fig. 1, ps laser pulses will be used to achieve serial monolithic interconnection by layer ablation with low thermal impact, while the thermal nature of ns laser pulses will be adopted for making use of laser-induced local phase transformation of CIGSe into a highly conductive phase, which serves as the P2 interconnect [3,4].

2. Experiment

Solar cells were manufactured using the baseline process of the Competence Center for Thin-Film and Nanotechnology for Photovoltaics in Berlin (PVcomB) by sequential growth of the functional cell layers on soda lime glass [5]. The samples typically consist of a SiO_xN_y barrier layer, a 800 nm back contact Mo layer, a 1.6 μm CIGSe absorber layer, a 40-50 nm CdS buffer layer, and a 1 μm transparent conductive oxide (TCO) front contact (i-ZnO ~150 nm / ZnO:Al ~850 nm) layer.

For laser patterning a high speed (up to 1.2 m/s) and high precision (< 5 μm) motion system (Aerotech, Rofin Baasel Lasertechnik) was used. This patterning tool is equipped with a picosecond laser source ($\lambda = 1064 / 532 / 355 \text{ nm}$, $\tau_{\text{pulse}} \approx 10 \text{ ps}$) and a nanosecond laser source ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $\tau_{\text{pulse}} \approx 13 - 25 \text{ ns}$). Both laser beams possess Gaussian spatial intensity distributions. Mechanical patterning was performed by a tungsten carbide needle with a nominal tip-width of 40 μm .

The current density – voltage (j-V) characteristics were measured under standard test conditions at the facilities of PVcomB using a Super Sun Simulator with a Wacom dual light source and AAA characteristics.

3. Results and Discussion

3.1. P1 laser ablation

Laser structuring of the Mo back contact layer is a well-established process and typically done by induced laser ablation from the glass side at low spot overlap (~25 %). There is a wide process window applicable mainly to ps laser pulses of 532 nm and 1064 nm, which has to be optimized with respect to the particular layer configuration. However, as previously demonstrated, ps laser pulses are clearly advantageous when a Mo bilayer and a SiO_xN_y barrier layer are present. Moreover, the use of ps laser pulses lead to significantly lower ablation thresholds energies as compared to the use of ns pulses and preserves the integrity of the barrier layer [6]. This is promoted by the higher pulse peak power and the reduced heat flow into the vicinity during the ps pulse impact. According to thermal diffusion theory the diffusion length is < 5 nm for 10 ps laser pulses whereas it extends up to several hundred nm when using ns laser pulses. Thus, the length of lateral heat penetration in the layer will be typically reduced to the focal spot size under ps irradiation. Similar considerations apply to the vertical length-scale of heat penetration, which is typically much smaller than the thickness of any functional layers of CIGS solar cells

Laser patterning from the layer side is also feasible, but requires significantly higher laser pulse energies for patterning of the same samples [6]. Moreover, cracks and rims along the scribes are easily formed due to stress and material re-deposition.

3.2. P2 laser ablation

High quality P2 laser structuring of the absorber layer with 10 ps pulses is successfully achieved by induced multispot ablation at 1064 nm, 532 nm and 355 nm. In all cases high laser spot overlaps of > 99 % and rather low laser fluences of < 0.43 J/cm² are necessary to produce homogeneous trenches of constant width (< 40 μm), though slight melt rims at the scribe edges appear. With respect to the total incident laser fluence, wide process windows were established for these wavelengths that ensure robust processes. Results of the characterization of these solar cells just differing in the P2 preparation show that ps laser processing is competitive to conventional laser scribing with the best efficiency obtained at 532 nm (see Fig. 1).

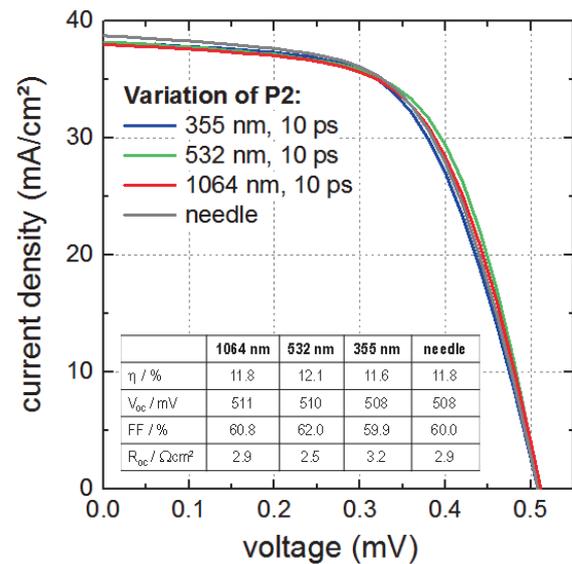


Fig. 1: j-V curves of solar cells with varying P2 preparation (ps laser ablation at 355 nm, 532 nm, 1064 nm and needle scribing). P3 was done by needle scribing in all cases.

3.3. P3 laser ablation

For the P3 laser patterning step, removal of solely the TCO layer is sufficient to achieve proper isolation due to the rather low conductivity of the absorber. This approach also has the advantage of avoiding local melting which occurs when removing both the TCO and the absorber layer. Selective TCO layer removal was achieved by indirect induced, single spot ablation at rather low spot overlap (~25 %) with 10 ps pulses at 532 nm and 1064 nm. Narrow trenches with a width of 30 - 40 μm were obtained.

The selectivity of the ablation process was controlled and verified by plasma diagnostics based on laser induced breakdown spectroscopy (LIBS) [7]. In Fig. 2 the characteristic elemental emission lines are identified and correlated with the individual layers of the CIGSe solar cell stack. Thus, depth-resolved information on the P1-P3 scribes in real time of the performed scribe is obtained, making LIBS a suitable tool for inline implementation

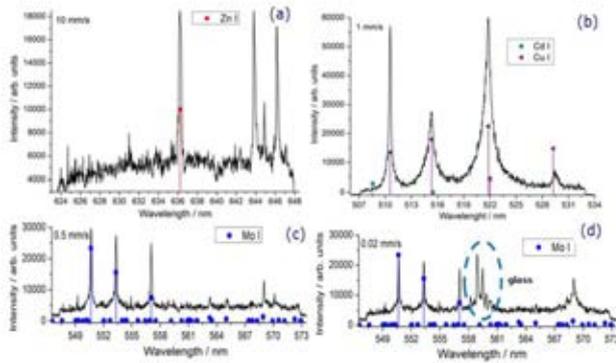


Fig. 2: LIBS spectra measured in different depths featuring characteristic elemental emission lines of (a) the TCO front contact, (b) the CIGSe absorber layer / CdS buffer layer, (c) Mo back contact, (d) the glass substrate.

The quality of the ps laser P3 scribe is limited since particularly at the spot overlap of adjacent laser pulses slight melting of the absorber layer is inevitable which locally degrades the material and decreases the shunt resistance. This feature is reflected by the j-V curves and the corresponding solar cell data (see Fig. 3), obtained on identically prepared solar cells (except for the P3). For the sake of comparison, results obtained on a P3 needle patterned solar cell and a solar cell with a nanosecond P3 scribe are provided in Fig. 3 as well. Best results with respect to morphology and solar cell properties were achieved at 532 nm. Moreover, it is found that ps laser structuring does not yield higher efficiencies. Instead, the highest efficiency is obtained for the needle pattern cell (cf. Fig. 3). Apparently, the minor thermal impact of the ps laser pulses is already sufficient to degrade the absorber and to lower the shunt resistance. This effect is even more pronounced for the ns patterned sample.

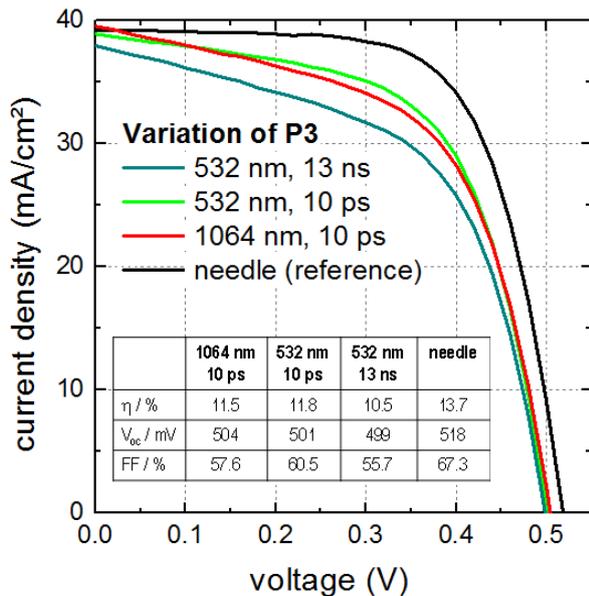


Fig. 3: j-V curves of solar cells with varying P3 prepared by ps / ns laser ablation (532 nm, 1064 nm) and needle scribing.

However, recent results of damp heat tests indicate that the P3 laser patterned samples show less

degradation and a higher stability than the needle patterned samples. These observations can be explained by partial reversibility of the shunting and a better protection of the P2 and P3 interconnects, when just the TCO is selectively removed [8].

3.4. P2 laser phase transformation

In contrast to P2 laser ablation (see section 3.2.) P2 patterning using the ns laser source produces heat-induced melting zones along the scribes with modified stoichiometry. As a consequence of this heat input the absorber layer undergoes a phase transformation into a highly conductive compound. Optimizing the laser fluence allows for drawing clearly confined lines with a width of 30 μm and a local conductivity increase by a factor of about 30 as compared to the untreated CIGSe region [9].

Accordingly, alternative P2 patterning was achieved by drawing conductive lines rather than removing the material. This process can be performed through the already deposited TCO layer and, thus, further simplifies the patterning process.

The change of the elemental composition upon laser treatment was analyzed by energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDX). According to these results (cf. Fig. 4) the locally enhanced conductivity is assigned to an increase of the concentration of the metallic constituents, i.e. Zn, Ga and Cu, and the loss of In and Se as well.

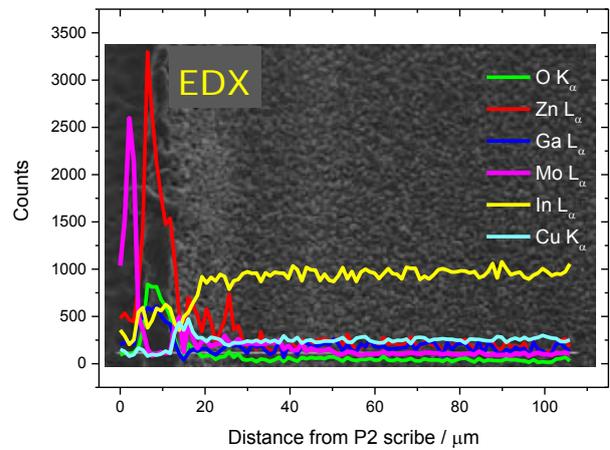


Fig. 4: EDX analysis of the elemental composition in the laser-affected zone and its vicinity as a function of the distance from the center of the P2 scribe. Background: scanning electron microscopy image revealing the respective surface morphology.

A complete mini-module (14 solar cells, total area 56 cm^2) was prepared by P2 ns laser phase transformation and P3 ps laser ablation of solely the TCO layer. The j-V curves and the corresponding solar cell parameters of (i) an all-laser patterned mini-module with a P2 phase-transformed scribe (P3 by 532 nm / ps laser ablation) and (ii) a needle-patterned reference mini-module are given in Fig. 5. This data reveals a module efficiency of 10.2 % for the all-laser patterned mini-module which outperforms the corresponding reference module with needle patterned P2 and P3 scribes (9.4 %).

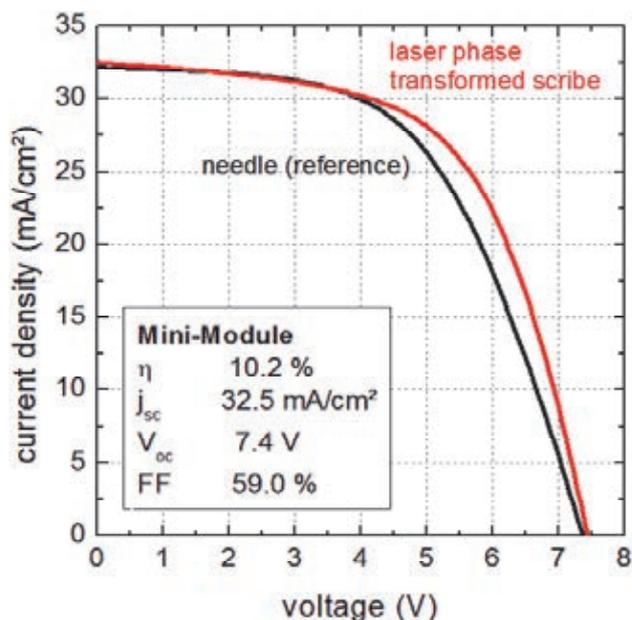


Fig. 5: j-V curves of mini-modules with P2 prepared by ns laser phase transformation (532 nm) and needle scribing.

4. Conclusion

Complete laser patterning for monolithic serial integration of CIGSe solar cells has been successfully established and evaluated as being competitive to conventional needle scribing. In all three patterning steps the material is selectively and completely removed yielding geometrically well-defined trenches. While P1 can be done by either ns or ps laser ablation with high quality (depending on the layer layer sequence), P2 ps laser scribing at 532 nm clearly improves the solar cell efficiencies, whereas P3 scribing by ps laser pulses requires further work in order to avoid the shunts occurring by laser-induced alteration of the absorber material, which lowers the efficiency.

In contrast to ps laser pulse ablation, the heat input of ns laser pulses was well-controlled and beneficially used by selecting the proper cumulated laser fluence to re-melt the absorber layer locally into a highly conductive, metal-like compound which serves as P2 interconnect. Accordingly, alternative P2 patterning was achieved by drawing conductive lines rather than removing the material. This process was performed through the already deposited TCO layer. Thus, further simplification of the patterning process was achieved since the P2 and P3 step can be structured simultaneously. A complete mini-module (consisting of 14 cells) was fabricated that outperforms its identically prepared counterpart with mechanically patterned absorber layer (P2) and absorber / TCO layer (P3).

Detailed information on the range of the heat-affected zone (HAZ) extent will be helpful for further optimizing the positions of the P1 and P3 scribes with respect to the P2 scribe, in order to further reduce the dead area and to achieve optimal performances of CIGSe solar cells.

Acknowledgements

This work was supported by the Federal Ministry of Education and Research (BMBF) and the state government of Berlin (SENWF) in the frame work of the program "Spitzenforschung und Innovation in den Neuen Ländern" (grant no. 03IS2151).

References

- [1] M. Schüle, C. Schultz, V. Juzumas, K. Stelmaszczyk, M. Weizman, C. Wolf, N. Papathanasiou, B. Rau, R. Schlatmann, V. Quaschnig, B. Stegemann, F. Fink, Proc. 28th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2013), 2302-2306.
- [2] G. Heise, A. Börner, M. Dickmann, M. Englmaier, A. Heiss, M. Kemnitzer, J. Konrad, R. Moser, J. Palm, H. Vogt, H. P. Huber, Progress in Photovoltaics, 23 (2015), 1291-1304.
- [3] P.O. Westin, U. Zimmermann, M. Edoff, Solar Energy Materials and Solar Cells 92 (2008) 1230-1235.
- [4] B. Stegemann, M. Schüle, C. Schultz, H.-U. Pahl, J. Niederhofer, H. Endert, V. Quaschnig, F. Fink, Laser Technik Journal 9/1 (2012), 25-29.
- [5] B. Rau, F. Friedrich, N. Papathanasiou, C. Schultz, B. Stannowski, B. Szyzyska, R. Schlatmann, Photovoltaics International 17 (2012), 99-106.
- [6] C. Schultz, M. Schüle, K. Stelmaszczyk, J. Bonse, R. Witteck, M. Weizman, H. Rhein, B. Rau, R. Schlatmann, V. Quaschnig, B. Stegemann, F. Fink, Proc. 27th European Photovoltaic Solar Energy Conference (2012), 2266-2272.
- [7] K. Stelmaszczyk, C. Schultz, M. Schüle, M. Weizman, R. Witteck, B. Stegemann, F. Fink, Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics (CLEO) (2013), p. AT5A.4.
- [8] M. Schüle, C. Schultz, K. Stelmaszczyk, M. Weizman, C. Wolf, C. A. Kaufmann, B. Rau, R. Schlatmann, V. Quaschnig, B. Stegemann, F. Fink, Proc. 6th World Conference on Photovoltaic Energy Conversion (WCPEC) (2014), 335-336.
- [9] C. Schultz, M. Schüle, K. Stelmaszczyk, M. Weizman, O. Gref, F. Friedrich, C. Wolf, C.A. Kaufmann, B. Rau, R. Schlatmann, F. Fink, B. Stegemann, Proc. 42nd IEEE Photovoltaic Specialist Conference (PVSC) (2015).

MIKROSTRUKTURIERUNG VON TETRAEDRISCH AMORPHEN KOHLENSTOFFSCHICHTEN (ta-C) MITTELS 248 NM KRF-EXCIMERLASER

Falko Jahn, Steffen Weißmantel

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Es wird ein Verfahren zur Erzeugung von Mikrostrukturen in superharten tetraedrisch gebundenen amorphen Kohlenstoffschichten (ta-C) mittels UV-Excimerlaser vorgestellt. Die verwendete Laseranlage wird mit ihren Spezifikationen erläutert und einige ausgewählte Strukturierungsbeispiele werden präsentiert. Weiter wird der Einfluss der Mikrostrukturierung auf die Oberflächeneigenschaften diskutiert, wobei insbesondere auf den Gleitreibungskoeffizienten und den sp^3 -Anteil eingegangen wird.

A method for microstructuring of thin tetrahedral amorphous carbon films using a KrF excimer laser will be presented. The laser micromachining station along with its specifications concerning laser parameters, beam guidance, beam shaping and positioning system will be described as well as some structuring samples. Further investigations on the modified ta-C films were directed to the relationship between the microstructure and the mechanical properties, the results of which will also be presented.

1. Einleitung

Tetraedrisch gebundene amorphe Kohlenstoffschichten (ta-C) mit geringen internen Spannungen weisen besondere Eigenschaften auf, die sie für industrielle Anwendungen zunehmend interessant werden lassen. Zu diesen Eigenschaften gehören u.a. extreme Härte im Bereich von 60 GPa und ein niedriger Gleitreibungskoeffizient im Bereich von 0,15. Für manche Applikationen kann es allerdings auch von Vorteil sein, die Oberflächeneigenschaften solcher Schichten gezielt zu modifizieren.

Eine Methode für derartige Modifikationen ist die hier vorgestellte Lasermikrostrukturierung mittels KrF-Excimerlaser unter Anwendung des Masken-Projektionsverfahrens.

2. Die Excimerlaser-Mikrobearbeitungsstation

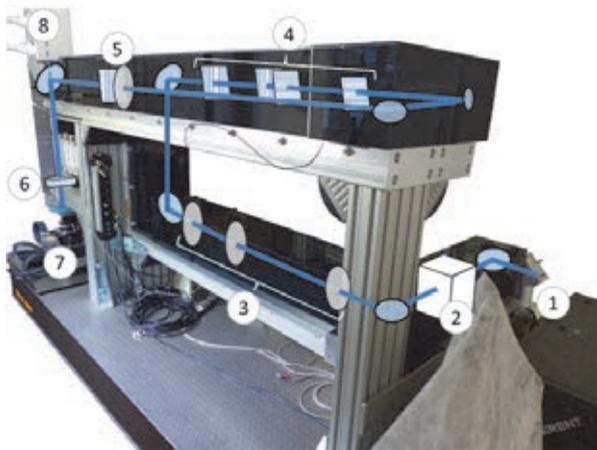


Abb. 1: Excimerlaser-Mikrobearbeitungsstation mit schematischer Darstellung des Strahlengangs.

Die Grundlage des experimentellen Aufbaus bildet der KrF-Excimerlaser LPX Pro 305F der Firma Coherent GmbH mit einer Wellenlänge von 248 nm, einer Pulsdauer von 30 ns, und einer maximalen Pulsenergie von 1,2 J. Die Pulswiederholfrequenz kann in einem Bereich von 1 - 50 Hz variiert werden. Da dieser Laser ein äußerst inhomogen verteiltes Ausgangsstrahlprofil aufweist, ist zu dessen Homogenisierung ein komplexer optischer Aufbau

notwendig. Dieser besteht aus einer Teleskop-anordnung, Zylinderlinsen-Arrays und Feldlinsen.

Abbildung 1 zeigt die Mikrobearbeitungsstation mit dem schematischen Strahlengang. Folgende optische Komponenten sind in der Abbildung gekennzeichnet:

- 1 LPX Pro 305F
- 2 Strahlabschwächer
- 3 Teleskop-Anordnung
- 4 Strahlhomogenisierer-Arrays
- 5 Feldlinsen mit Maskenebene
- 6 Objektiv
- 7 Positioniersystem (2 Linearachsen, 1 Drehachse) mit Probenhalterung
- 8 Beobachtungseinrichtung

Das Strahlprofil in der Maskenebene bildet einen homogenen $20 \times 20 \text{ mm}^2$ großen Flat-Top-Verlauf, der sich hervorragend zur optischen Abbildung eignet. Mit dem Abbildungsverhältnis von 15:1 der vorhandenen Abbildungsoptik ist die Erzeugung von Strukturen bis in den Bereich von $1 \mu\text{m}$ möglich. Die maximale Fluenz, die dabei auf dem Substrat erzeugt werden kann, beträgt 12 J/cm^2 .

Das Positioniersystem der Firma Aerotech erlaubt die sehr exakte Zustellung der Substrate mit Genauigkeiten von bis zu $\pm 0,5 \mu\text{m}$. Die Anlage kann sowohl im schrittsynchronen als auch im zeit-synchronen Bearbeitungsmodus betrieben werden.

3. Strukturbeispiele

Von der Vielzahl verschiedener Mikrostrukturen, die in ta-C erzeugt wurden, werden nachfolgend einige ausgewählte vorgestellt. Für die Auswertung der Ergebnisse werden ein Rasterelektronenmikroskop (REM) der Firma Jeol und ein Konfokalmikroskop der Firma Confovis genutzt. Aus den gemessenen Daten können räumliche Profil-Darstellungen gewonnen werden. In den folgenden Abbildungen sind die Höhen allerdings nicht auf die lateralen Achsen normiert dargestellt.

a) Mikroerhebungen

Diese Strukturen werden durch Bestrahlung der ta-C-Schicht mit sehr niedriger Fluenz unterhalb der Ablationsschwelle ($H = 1,0 \text{ J/cm}^2$) und unter Einsatz einer entsprechenden Maske erzeugt. Dabei werden die Bindungsverhältnisse im ta-C verändert, was zu einer Erhöhung des bestrahlten Bereichs führt (siehe Abschnitt 5). Die Strukturierung erfolgt im zeitsynchronen Betrieb, bei dem jede Erhebung durch einen einzelnen Laserpuls realisiert wird. Die quadratischen Erhebungen haben eine Kantenlänge von $10 \mu\text{m}$ und eine mittlere Höhe von 300 nm .

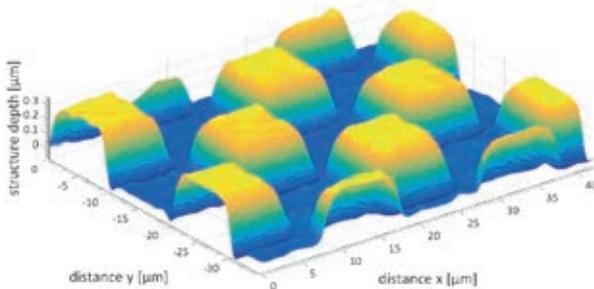
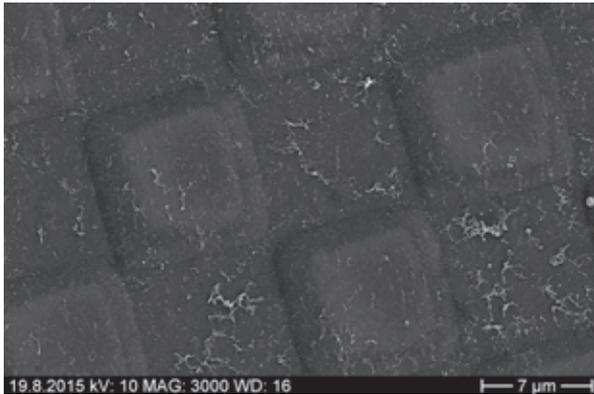


Abb. 2: Strukturbeispiel Mikroerhebungen (Größe: $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$, Höhe 300 nm).
oben: REM-Aufnahme unten: Konfokalmikroskopie

b) Mikrokavitäten

Die Herstellung dieser Mikrostrukturen erfolgt bei einer Laserstrahlfluenz von $H = 6,0 \text{ J/cm}^2$. Diese liegt deutlich über der Ablationsschwelle von ta-C und bewirkt einen Abtrag in die Tiefe. Es werden zwei Überfahrten im zeitsynchronen Betrieb durchgeführt, so dass jeweils zwei Pulse für die Strukturierung verwendet werden. Im Randbereich zeigt sich analog zu a) eine Erhöhung um bis zu 200 nm , die auf die Graphitisierung des ta-Cs zurückzuführen ist. Die quadratischen Kavitäten haben eine Kantenlänge im Bereich von $10 \mu\text{m}$ und eine mittlere Tiefe von 200 nm .

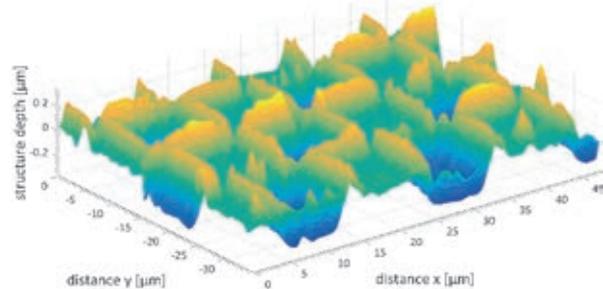
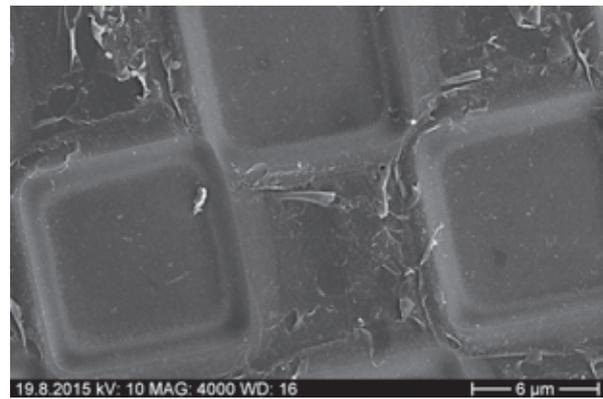


Abb. 3: Strukturbeispiel Mikrokavitäten (Größe: $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$, Tiefe 200 nm , Randerhebung um 200 nm).

oben: REM-Aufnahme unten: Konfokalmikroskopie

c) Sinus-Gitterstrukturen

Die Strukturen werden im schrittsynchronen Bearbeitungsmodus erzeugt, wobei für jedes Strukturfeld 5 Laserpulse bei einer Fluenz von $H = 7,5 \text{ J/cm}^2$ genutzt werden. Auch hier entsteht die Struktur nicht ausschließlich in die Tiefe. Einige Bereiche erheben sich aufgrund der genannten Effekte über das ursprüngliche Schichtniveau.

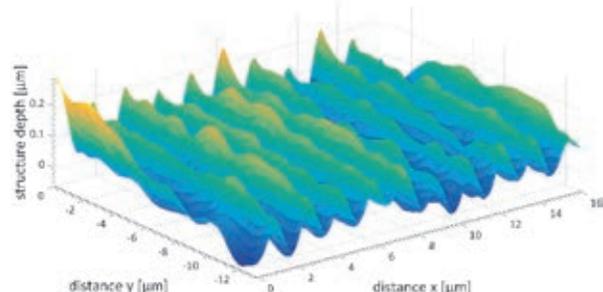
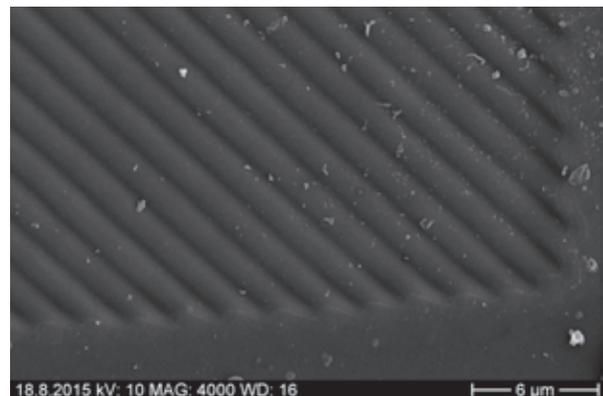


Abb. 4: Strukturbeispiel Sinusgitter (Periode $1,6 \mu\text{m}$, Tiefe 300 nm).

oben: REM-Aufnahme unten: Konfokalmikroskopie

d) Mikroraster

Das Mikroraster wird schrittsynchron mit den gleichen Parametern wie die bereits vorgestellten Sinusgitter (Beispiel c)) strukturiert. Die einzelnen Strukturfelder haben eine Größe von jeweils $190\ \mu\text{m} \times 190\ \mu\text{m}$. Auch bei dieser Bearbeitung macht sich die Modifikation der ta-C-Schicht in Form teilweise erhöhter Bereiche bemerkbar.

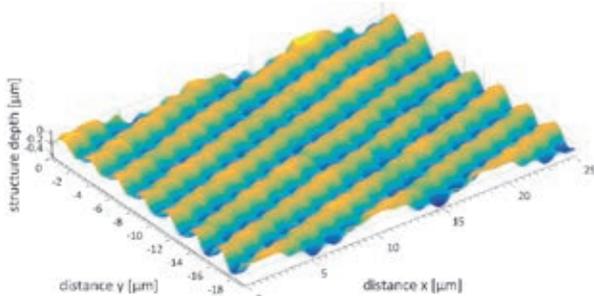
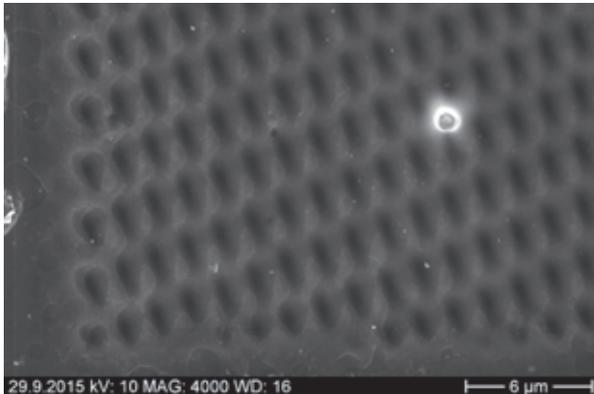


Abb. 5: Strukturbeispiel Mikroraster (Periode $1,6\ \mu\text{m}$, Tiefe $350\ \text{nm}$).
oben: REM-Aufnahme unten: Konfokalmikroskopie

4. Änderung des Gleitreibungskoeffizienten

Die Messung des Gleitreibungskoeffizienten μ erfolgt mittels Ball-on-Disc-Verfahren, bei dem eine beschichtete Stahlkugel mit genau definierter Normalkraft über die zu untersuchende Oberfläche gerieben wird. Es wird bei einer Luftfeuchtigkeit im Bereich $35\% - 50\%$ ohne Zugabe eines Fluides zur Reibwertminderung gemessen. Die Messstrecke beträgt stets $1000\ \text{m}$. Die Referenzmessung auf einer unstrukturierten ta-C-Oberfläche ergibt Gleitreibungskoeffizienten im Bereich zwischen $\mu = 0,15$ und $\mu = 0,20$.

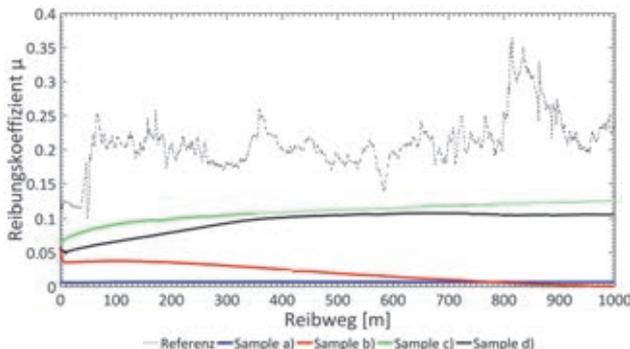


Abb. 6: Messkurven Reibungskoeffizient bei $1\ \text{N}$ über die Reibstrecke.

Abb. 6 zeigt die Messergebnisse bei einer eingestellten Normalkraft von $1\ \text{N}$. Es ist zu beobachten, dass der Reibungskoeffizient durch die Mikrostrukturierung der beschichteten Oberfläche in jedem vorgestellten Fall sinkt, unter idealen Bedingungen sogar bis auf Werte $< 0,1$. Dies entspricht einer Reduzierung der Reibung um mehr als 95% .

Wird die Normalkraft, d.h. die Kraft, mit der die Kugel auf die strukturierte Oberfläche drückt, auf $2\ \text{N}$ erhöht, ergeben sich die in Abb. 7 dargestellten Unterschiede im Messverlauf.

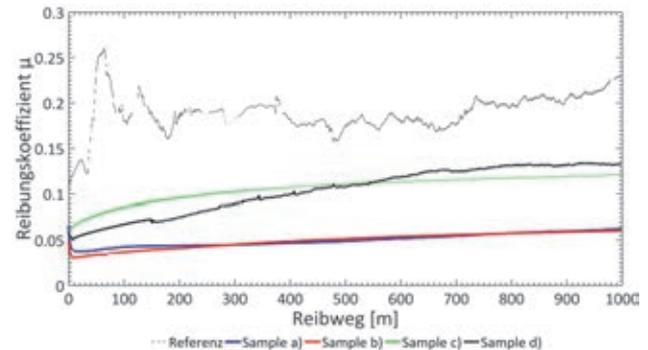


Abb. 7: Messkurven Reibungskoeffizient bei $2\ \text{N}$ über die Reibstrecke.

Hier wird eine Änderung im Reibungsverhalten der strukturierten Schichten sichtbar. Die meisten Reibungskoeffizienten liegen auch bei höheren Belastungen deutlich unter dem Referenzwert. Die günstigsten Strukturbeispiele erreichen jedoch nur noch Werte von minimal $0,06$. Diese Strukturen reduzieren somit den Energieverlust durch Gleitreibung um mehr als 70% .

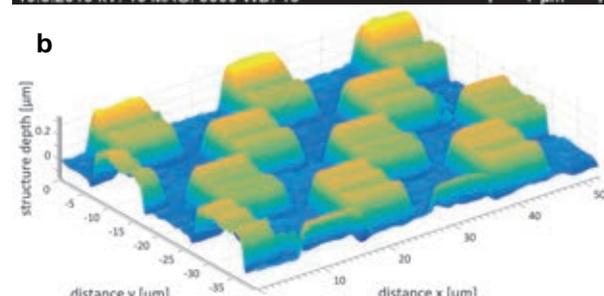
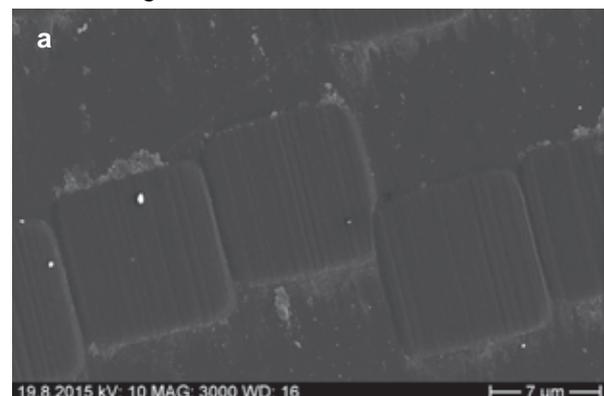


Abb. 8: Strukturbeispiel „Mikroerhebungen“ nach Reibungstest bei $2\ \text{N}$,
a) REM-Aufnahme b) Konfokalmikroskopie.

Andere Mikrostrukturen führen jedoch unter diesen Bedingungen zu einer kontinuierlichen Erhöhung des Reibwertes. In einzelnen Fällen übersteigt der Reibungskoeffizient sogar den Referenzwert. Dieser Effekt verstärkt sich bei noch größeren Normallasten und ist auf den stärkeren Verschleiß der Mikrostrukturen zurückzuführen.

Wie Abb. 8 zeigt, werden im Verlauf des Reibungstests die erzeugten Mikroerhöhungen beinahe vollständig heruntergeschliffen. Mit abnehmender Struktur erhöht sich die Auflagefläche und der gemessene Reibungskoeffizient steigt kontinuierlich an.

Diese starke Abnutzung ist nachvollziehbar, da die niedrigen Reibungskoeffizienten auf einer deutlichen Verringerung der Auflagefläche beruhen, was bei größeren Lasten jedoch zu enormen Auflagedrücken führt. Zu Beginn der Messung entsteht so in den dargestellten Mikrostrukturen selbst bei 1 N Last ein Auflagedruck von mehreren 100 MPa.

5. Volumenänderung als Auswirkung der Mikrobearbeitung auf die Schicht

Die Modifizierung der Kohlenstoffschicht führt zu einer Verringerung der mittleren Dichte im bestrahlten Bereich. Wie bereits gezeigt, führt dies zu einer Volumenvergrößerung, die sich lediglich in einer Ausdehnung nach oben zeigt. Weitere Untersuchungen zeigen, dass die Erhöhung mit der bestrahlten Fluenz korreliert.

Ein einfaches Modell nimmt an, dass das komplette vom Laser bestrahlte Schichtvolumen eine gleichmäßige Graphitisierung erfährt (siehe Abb. 9). Der Grad dieser Modifizierung ist von der Fluenz abhängig und lässt sich so aus der gemessenen Erhöhung ableiten.

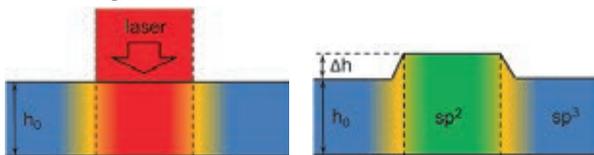


Abb. 9: Modellschema der Strukturerrhöhung durch Modifizierung.

Frühere Messungen haben ergeben, dass die ideal entspannten, unstrukturierten ta-C-Schichten einen sp^3 -Anteil von 82% und eine mittlere Dichte von $3,2 \text{ g/cm}^3$ aufweisen. Die Dichte von Diamant (100% sp^3) ist mit $3,5 \text{ g/cm}^3$ ebenso bekannt wie die Dichte von reinem sp^2 -gebundenen Kohlenstoff mit $2,0 \text{ g/cm}^3$. Das vorgestellte Modell zugrunde legend kann aus diesen Informationen der sp^3 -Anteil der bestrahlten Bereiche aus deren Erhöhung werden mittels Formel (1) berechnet.

$$\varphi_{sp^3 \text{ after}} = \frac{h_0 \cdot [\varphi_{sp^3 \text{ before}} \cdot (\rho_{sp^3} - \rho_{sp^2}) + \rho_{sp^2}]}{(h_0 + \Delta h) \cdot (\rho_{sp^3} - \rho_{sp^2})} - \frac{\rho_{sp^2}}{\rho_{sp^3} - \rho_{sp^2}} \quad (1)$$

Abbildung 10 verdeutlicht die Abnahme des sp^3 -Anteils mit zunehmender Fluenz. Sehr geringe Fluenzen im Bereich um $H = 0,25 \text{ J/cm}^2$ bewirken noch keine Änderungen in der Schicht. Es ist festzustellen, dass der Anteil an sp^3 -gebundenem Kohlenstoff bis zum Erreichen der Ablationsgrenze nicht unter einen Wert von 32 % fällt.

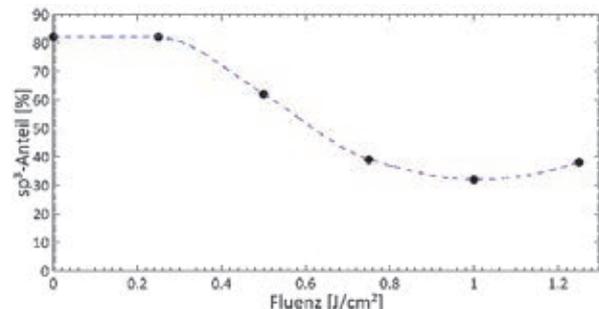


Abb. 10: Änderung des sp^3 -Anteils im ta-C in Abhängigkeit von der Fluenz.

Der scheinbare Anstieg des sp^3 -Gehaltes bei Fluenzen $> 1,0 \text{ J/cm}^2$ ist einer systematischen Ungenauigkeit im Messverfahren geschuldet. In diesem Fluenzbereich beginnt bereits ein geringer Abtrag der modifizierten Strukturen um wenige zehn Nanometer. Dies hat eine geringere gemessene Höhe und damit ein rechnerisch besseres sp^3/sp^2 -Verhältnis zur Folge.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde gezeigt, dass mittels KrF-Excimerlaser Strukturen in ta-C-Schichten eingebracht werden können. Die damit verbundene Nutzung des Maskenprojektionsverfahrens ermöglicht Strukturgrößen von wenigen Mikrometern.

Es wurden einige der erzeugten Mikrostrukturen vorgestellt und die Auswirkungen der Strukturierung am Beispiel des Gleitreibungskoeffizienten dargestellt. Je nach Bedarf konnte eine Erhöhung oder Minderung dieser Oberflächeneigenschaft um bis zu 93 % erzielt werden.

Es wurde weiter dargestellt, dass eine Mikrostrukturierung oder sogar nur eine Bestrahlung mit geringer Fluenz zu einer Änderung der Kohlenstoff-Bindungsverhältnisse in der Schicht führt, was mit einer Dichteänderung verbunden ist. Eine Auswirkung ist die Erhöhung der bestrahlten Bereiche als direkte Folge der Dichteänderung – eine Eigenschaft, die bei manchen Strukturen sogar bewusst ausgenutzt wurde.

Neben weiteren Untersuchungen, die zum Ziel haben, den Karbonisierungs- und Strukturierungsprozess besser verstehen zu können, wird auch eine umfassende und systematische Erforschung der Abhängigkeit der gezeigten Oberflächeneigenschaften von Art und Parametern der Mikrostrukturen erfolgen.

REIBWERTERHÖHENDE FUNKTIONALISIERUNG VON OBERFLÄCHEN MITTELS GEPULSTER LASERSTRAHLUNG

Frank Ullmann¹, Lutz Schneider¹, Jörg Schille¹, Matthias Gräfensteiner²,
Erhard Leidich², Horst Exner¹

¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

² Technische Universität Chemnitz, Institut für Konstruktions- und Antriebstechnik (IKAT),
Reichenhainer Str. 70, D-09126 Chemnitz

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse erster eigener Untersuchungen zur reibwerterhöhenden Funktionalisierung von tribologisch beanspruchten Oberflächen durch Lasertexturieren vorgestellt. Für die Herstellung reibwerterhöhend wirkender Schmelzstrukturen, sogenannter Aufschmelzungen, wurde ein gütegeschalteter Nd:YAG-Laser mit einer mittleren Laserleistung von 45 W bei einer Pulswiederholrate von 5 kHz eingesetzt. In zunächst grundlegenden Untersuchungen zum Auffinden geeigneter geometrischer Texturparameter wurden die Abhängigkeiten der Schmelzwallhöhe, des Aufschmelzdurchmessers sowie der Schmelzwallhärte von den Bestrahlungsparametern bestimmt und anschließend als optimal befundene Oberflächentexturen hinsichtlich ihres Reibverhaltens bei Anwendung unterschiedlicher Fugendrücke analysiert. Für die lasertexturierten Reibflächen, die unter standardisierten Prüfbedingungen an einem Torsionsprüfstand mit feingeschliffenen Gegenkörperoberflächen gepaart wurden, konnte aus den aufgenommenen Torsionsmomentverläufen ein maximaler Haftreibungswert von $\mu_{0,1} = 0.53$ ermittelt werden.

1. Einleitung

Der Einsatz lasertechnischer Verfahren bietet aufgrund ihrer Selektivität sowie adaptierbaren Energiedeposition vielfältige Möglichkeiten, Gebrauchseigenschaften und Funktionalitäten von Werkstoffen durch eine gezielte Veränderung ihrer Oberflächencharakteristik zu beeinflussen. So können beispielsweise durch das Lasertexturieren von Oberflächen mit periodischen Strukturen im Mikro- bzw. Nanometermaßstab neben der Veränderung von optischen oder haptischen Eigenschaften auch Bauteilfunktionalitäten in Bezug auf Benetzung oder, aus industrieller Sicht besonders interessant, dem Reibverhalten eingestellt werden. Dafür stellt das Laser(mikro)strukturieren von tribologisch beanspruchten Oberflächen zur Reibwertminimierung eine in der Serienfertigung weit verbreitete Technologie dar, z.B. werden durch Laserhonen deterministische Strukturen in Form von Nöpfchen oder Taschen in Werkstückoberflächen eingebracht, die als Schmierstoffreservoirs ein verbessertes Reib- und Verschleißverhalten bewirken [1]. Dagegen ist die Erhöhung des Reibwertes durch Laseroberflächenbehandlung wissenschaftlich bislang nur unzulänglich erforscht. Dabei bietet gerade die Erhöhung des Haftreibungswertes ein großes Potenzial zur Steigerung kraftschlüssig zu übertragender Kräfte und Momente und kann durch das Aufräumen der Kontaktflächen des Tribosystems mittels gepulster Laserstrahlung erfolgen, wie [2] anhand laserstrukturierter Pleuelbohrungen, Nocken oder Stirnpressverbindungen zeigt. In einer anderen Studie wurde der Einfluss der Bestrahlungsparameter auf die Oberflächentopographie/Rauigkeit sowie dem Haftreibungswert untersucht [3]. Die höchsten Haftreibungswerte mit $\mu > 0,5$ wurden mit der maximal verfügbaren Pulsenergie (0,8 mJ) bei > 50 % Pulsüberlapp erreicht; eine direkte Korrelation zwischen Haftreibungswert und Rauigkeit konnte allerdings nicht gefunden werden. Als ein Nachteil hinsichtlich der industriellen Anwendung des Verfahrens stehen trotz der erreichten deutli-

chen Erhöhung der Haftreibungswerte lange Prozesszeiten entgegen, die infolge der pulsüberlappenden Bearbeitung entstehen. Eine Möglichkeit, die Forderungen hinsichtlich Reibwertmaximierung und Prozesszeitverkürzung zu erfüllen, bietet die Texturierung der tribologisch beanspruchten Oberfläche mit Schmelzaufwerfungen, die durch lokales Aufschmelzen infolge Einzel- oder Multipulsbestrahlungen mit großem geometrischen Abstand entstehen. Diese sogenannten Aufschmelzungen können in Abhängigkeit der Bestrahlungsparameter in ihrer Form, Ausdehnung und topographischen Charakteristik variiert werden.

Innerhalb dieser Arbeit wurde zunächst in grundlegenden Untersuchungen der Einfluss der Bestrahlungsparameter auf die geometrischen Kennwerte der Aufschmelzungen bestimmt. Im Anschluss daran wurden basierend auf den erhaltenen Ergebnissen verschiedene, hinsichtlich einer zu erwartenden Reibwerterhöhung, optimierte Oberflächentexturen abgeleitet, mit denen Versuchsmuster angefertigt und bezüglich ihres Reibverhaltens an einem standardisiertem Torsionsmomentprüfstand charakterisiert wurden.

2. Experimentelle Details

In den Untersuchungen kamen zwei unterschiedliche Stahlwerkstoffe zum Einsatz, wobei die geometrischen Kennwerte der lasergefertigten Aufschmelzungen von einem zum anderen übertragbar waren: die grundlegenden Untersuchungen zum Auffinden geeigneter Texturparameter wurden an 1.4301 Edelstahlblech durchgeführt, die am Torsionsprüfstand getesteten Prüfkörper waren aus einem legiertem Vergütungsstahl 42CrMo4+QT gefertigt.

Die Laserbearbeitung der Stahloberflächen erfolgte mit einer Nd:YAG-Laserstrahlquelle, die 110 ns kurze Laserpulse der Wellenlänge 1064 nm mit einer maximalen mittleren Laserleistung von 45 W emittierte. Der Laserstrahl wurde mit einer F-Theta-Optik der Brennweite 100 mm in einen Strahlfleck von

76 µm Durchmesser (d_{86} in Fokusebene) fokussiert.

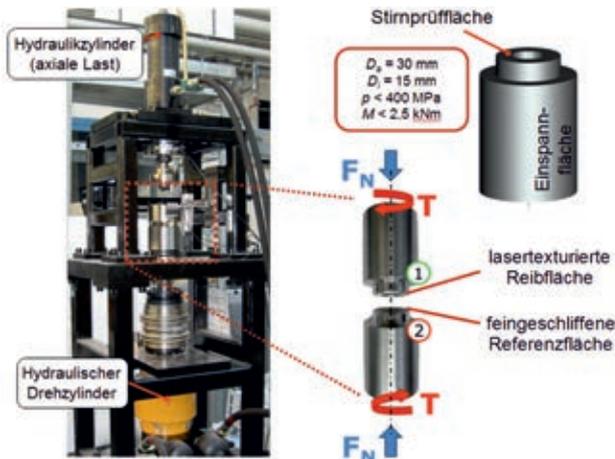


Bild 1: Torsionsprüfstand zur Reibwertbestimmung [4].

Die Reibwertanalyse der lasertexturierten Probekörper erfolgte an dem in Bild 1 gezeigten Torsionsprüfstand unter Anwendung eines standardisierten Prüfverfahrens [4], in dem die lasertexturierten Prüfkörper mit feingeschliffenen Referenzflächen gepaart wurden. Bei verschiedenen Flächenpressungen (30 MPa, 100 MPa, 300 MPa) wurden die Prüfkörper mit Hilfe eines hydraulischen Drehzylinders bis zu einem Winkel von 5° gegeneinander verdreht und dabei das Torsionsmoment in Abhängigkeit der Verdrehung aufgezeichnet.

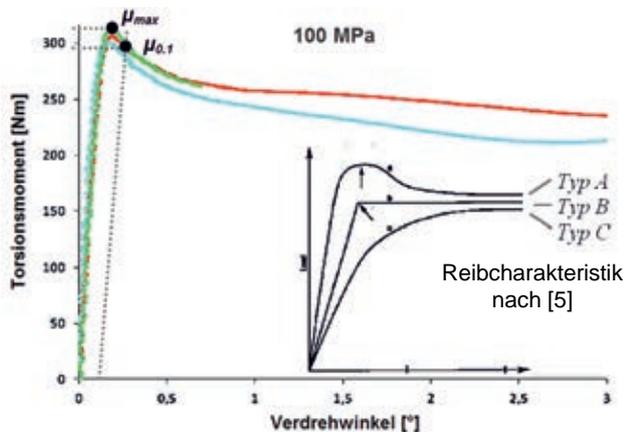


Bild 2: Typischer Torsionsmomentverlauf einer mit Aufschmelzungen lasertexturierten Stahloberfläche sowie Klassifizierung der Reibcharakteristik nach [5].

In Bild 2 ist eine am Torsionsprüfstand aufgezeichnete Torsionsmomentkurve abgebildet, aus der für verschiedene Verdrehwinkel das maximale sowie, durch Verschieben einer Geraden deren Anstieg dem Anstieg der Rutschkurve folgt, das jeweilig wirkende Torsionsmoment bestimmt werden kann. Das größte Torsionsmoment liefert dabei den maximal erreichbaren Reibwert μ_{max} ; der für den relativen Verdrehwinkel 0,1° ermittelte Haftreibwert $\mu_{0,1}$ stellt die technische Haftgrenze dar.

Der Reibwert berechnet sich nach Gleichung (1) aus dem ermittelten Torsionsmoment T , dem Reibdurchmesser der nominell wirksamen Kontaktfläche D_R sowie der während der Torsionsmessung wirkenden Normalkraft F_N :

$$\mu = \frac{2 \cdot T}{F_N \cdot D_R} \quad (1)$$

Zur weiteren Charakterisierung des Reibverhaltens wurden die verschiedenen Lasertexturen anhand ihres Torsionskurvenverlaufs nach einer in [5] vorgenommenen Klassifizierung in folgende 3 Typen unterschieden (s. dazu auch Bild 2):

Typ A: steiler Kurvenanstieg mit ausgeprägtem Haftreibwertmaximum; nach einem leichten Kurvenabfall kann das Torsionsmoment wieder steigen,

Typ B: steiler Kurvenanstieg mit erkennbarem Übergang zum Gleiten bei nicht abfallendem oder weiter steigendem Torsionsmoment,

Typ C: weniger steiler Kurvenanstieg; kein eindeutiger Übergang zwischen Haften und Gleiten bei stetig ansteigendem Torsionsmoment erkennbar.

3. Ergebnisse und Diskussion

In zunächst grundlegenden Untersuchungen wurden die Abhängigkeiten zwischen Strahlfleckgröße, Pulsenergie und Pulsanzahl auf den Durchmesser, die Höhe sowie die Härte der Aufschmelzungen ermittelt. In Bild 3 ist gezeigt, dass bei Bestrahlungen mit höherer Pulsenergie sowie bei größerer Defokussierung, d.h. größerem Abstand zwischen Werkstückoberfläche und Fokusebene der Durchmesser der Aufschmelzungen zunimmt.

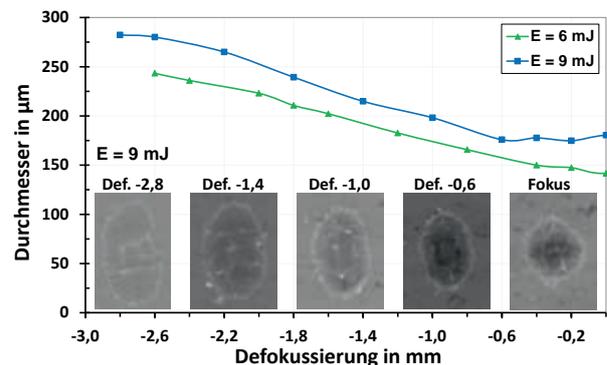


Bild 3: Durchmesser der in Edelstahl 1.4301 erzeugten Aufschmelzungen in Abhängigkeit von Defokussierung und Pulsenergie, für Pulse der Energie 9 mJ ist die bei defokussierender Bearbeitung zunehmende elliptische Verzerrung der Aufschmelzungen zu sehen.

Zudem ist für größere Defokussierungen deutlich eine elliptische Verzerrung der Aufschmelzungen zu erkennen, die technologisch bedingt durch die veränderte Energieverteilung im Strahlprofil außerhalb der Fokusebene entsteht. Die mit 250 µm größten Aufschmelzungen, der angegebene Durchmesser entspricht dabei dem Mittelwert aus kurzer und langer Hauptachse des Aufschmelzpunktes, wurden mit Einzelpulsen der höchsten verfügbaren Pulsenergie von 9 mJ bei -2,8 mm defokussierter Bearbeitung erzielt. Die in Fokuslage gefertigten Aufschmelzungen hatten dagegen aufgrund der kleineren Fokusspotgröße einen deutlich kleineren Durchmesser von maximal nur 175 µm.

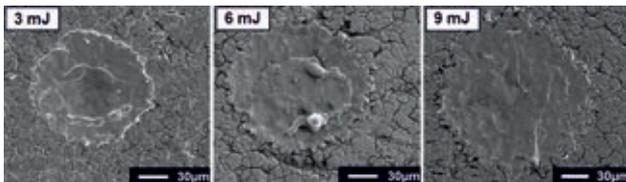


Bild 4: In Edelmetall durch Einzelpulsbestrahlungen mit unterschiedlicher Pulsenergie in Fokuslage entstandene Aufschmelzungen.

Anhand der in Bild 4 gezeigten Rasterelektronen-Mikroskopie-Aufnahmen ist zu erkennen, dass sich einerseits der Durchmesser der Aufschmelzung mit zunehmender Pulsenergie vergrößert, andererseits sich aber auch die Aufwurftopografie verändert. Während bei der Einstrahlung von Einzelpulsen mit geringer Pulsenergie von 3 mJ zusammenhängende voluminöse und dabei fest anhaftende Bereiche wiedererstarteter Schmelze entstanden, dominierte bei Pulsen höherer Energie das Materialverdampfen infolge der höheren Strahlungsintensität. Dies konnte insbesondere für 9 mJ Pulsenergie anhand der tieferen Krater sowie der geringeren Menge an Schmelze beobachtet werden. Zudem erschienen die aufgeschmolzenen Bereiche weniger fest mit der Oberfläche verschmolzen.

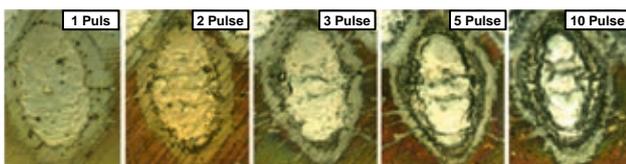
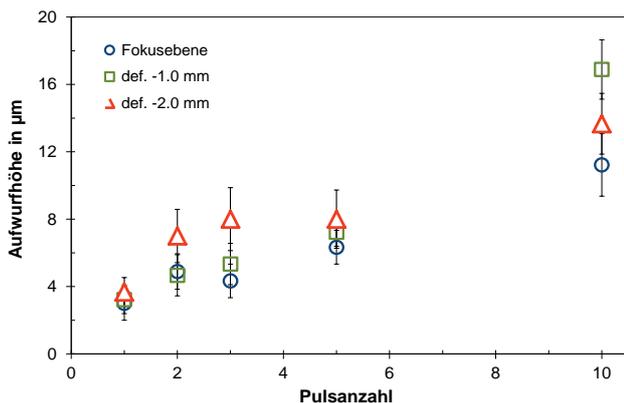


Bild 5 unten: Aufwurfhöhe in Abhängigkeit der Pulsanzahl bei 9 mJ Pulsenergie und variierender Fokuslage, unten: lichtmikroskopische Aufnahmen der in 42CrMo4+QT entstandenen Aufschmelzungen (unten).

Eine Vergrößerung des Schmelzbades konnte durch die defokussierte Bestrahlung mit Pulsen höchster Energie erreicht werden. In diesem speziellen Parameterbereich kam es ausgelöst durch schmelzdynamische Prozesse, d.h. durch die Wechselwirkungen zwischen Materialschmelze und den bei den höheren Intensitäten auftretenden Verdampfungs- bzw. Plasmaeffekten, zu einer Umlagerung der entstandenen Schmelze was zu einer Erhöhung des im Randbereich der Aufschmelzung entstandenen Schmelzwalls führte.

Eine weitere Erhöhung des Schmelzwalls wurde durch eine größere Anzahl der pro Aufschmelzung

eingestrahler Pulse erreicht, wie Bild 5 (oben) am Beispiel Edelmetall für unterschiedliche Pulszahlen und Defokussierungen zeigt. Durch die Erhöhung der Pulsanzahl sowie mit zunehmender Defokussierung konnte die Aufwurfhöhe von zunächst 3 µm auf bis zu 17 µm gesteigert werden. Zudem zeigen die lichtmikroskopischen Aufnahmen im Bild 5 (unten) eine Veränderung der Schmelzwalltopographie. Während der Randbereich der Aufschmelzung bei Einzelpulsbestrahlung durch eine Vielzahl von kleinen Schmelzaufwerfungen gekennzeichnet ist, entstand bei Mehrfachbestrahlung eine ringförmige, in sich nahezu geschlossene Schmelzwallformation.

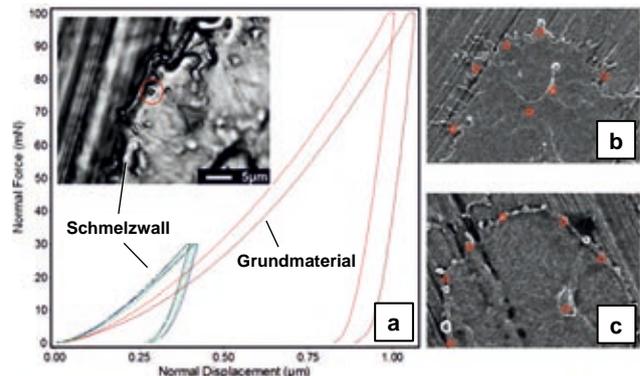


Bild 6: Härtemessung mittels Nanoindentationsverfahren, a) an Schmelzstrukturen sowie im Grundmaterial aufgenommene Kraft-Weg-Kurven, Messpunkte an durch Einzelpulsbestrahlungen mit b) 9 mJ, -1 mm Defokussierung sowie c) 9 mJ, -2 mm Defokussierung erzeugten Aufschmelzungen.

Mittels Nanoindentation (UNAT, Fa. Asmec GmbH) wurde die Härte der in 42CrMo4+QT entstandenen nur wenige Mikrometer breiten Schmelzränder vermessen. In Bild 6 a sind dazu die an zwei unterschiedlichen Schmelzrändern aufgenommenen Kraft-Weg-Kurven denen des Grundmaterials gegenübergestellt. Für den mit 9 mJ Pulsenergie bei -1 mm Defokussierung gefertigten, vorrangig spritzerförmig ausgeprägten Strukturrand (Bild 6 b) wurde ein Härtewert von 719 ± 209 HV ermittelt; die Härte des bei einer Bestrahlung mit gleicher Pulsenergie bei -2 mm Defokussierung vorwiegend aufgeschmolzenen Randes (Bild 6 c) betrug 784 ± 257 HV. Im Vergleich zum Grundmaterial (398 ± 52 HV) ist damit die Härte der lasergefertigten Schmelzstrukturen nahezu doppelt so groß.

Zum Informationsgewinn über die Abhängigkeit des Haftreibwerts von den geometrischen Kennwerten der Kontaktfläche wurden standardisierte Prüfkörper mit verschiedenen Aufschmelzungen unter Variation der Bestrahlungsparameter texturiert und im Torsionsprüfstand gegen feingeschliffene Gegenkörper getestet. Da für höhere Pulsenergien (s. Bild 3) auch die Zunahme des Aufwurfdurchmessers festgestellt wurde, was bei größerem Durchmesser eine höhere Anzahl im Kontakt stehenden Mikroaufwürfen impliziert, wurde in diesen Untersuchungen die effektiv wirkende Kontaktfläche über den Umfang korreliert. D.h. mit höherer Pulsenergie und größerem Umfang wurde die Punktdichte (entspricht der Anzahl der

Aufschmelzungen pro Fläche) verringert, um so für die Reibwertanalyse bezüglich der Aufwurfhöhe eine annähernd konstante Anzahl von Mikrostrukturen zu gewährleisten.

Aus den in Bild 7 dargestellten Reibwerten $\mu_{0,1}$ und μ_{max} kann für die durch Einzelpulsbestrahlung gefertigten Aufwürfe zunächst eine direkte Korrelation zwischen Aufwurfhöhe und Reibwert abgeleitet werden. Während für die mit geringerer Aufwurfhöhe texturierten Probekörper ein gegenüber der feingeschliffenen Referenzpaarung geringerer Reibwert ($\mu_{max} = 0,21$ bei $2\ \mu\text{m}$ Aufwurfhöhe gegenüber $\mu_{max} = 0,3$ der Referenzpaarung) ermittelt wurde, wiesen die mit bis zu $7\ \mu\text{m}$ Aufwurfhöhe höchsten Aufschmelzungen auch den höchsten Reibwert $\mu_{max} = 0,5$ auf. Für Prüfkörperflächen, deren Aufwurfhöhe im Bereich der Rauigkeit der feingeschliffenen Referenzoberfläche ($R_z = 2...4\ \mu\text{m}$) lag, wurden der Referenzpaarung vergleichbare Reibwerte festgestellt. Die weitere Erhöhung der Aufwurfhöhe auf $14\ \mu\text{m}$ durch Mehrfachbestrahlung mit 10 Pulsen pro Aufschmelzung bewirkte dagegen keine weitere Steigerung des Reibwertes. Als eine der Hauptursachen ist dafür die Änderung der Aufwurfmorphologie anzunehmen, die zu einer veränderten Kontaktsituation zwischen den Reibflächen respektive Mikroformschluss führt, was sich wiederum auf das Reibverhalten auswirkt.

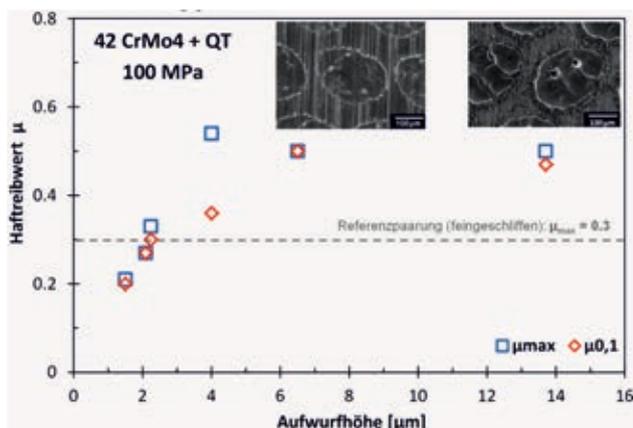


Bild 7: Am Werkstoff 42CrMo4+QT bei 100 MPa Flächenpressung ermittelte Abhängigkeit der Reibwerte $\mu_{0,1}$ und μ_{max} von der Aufwurfhöhe.

Weiterhin wurde der Einfluss der Punktdichte auf den Reibwert analysiert. Dazu wurden Aufschmelzungen im Werkstoff 42CrMo4+QT durch Einzelpulsbestrahlung in Fokusslage bei maximaler Pulsenenergie von 9 mJ gefertigt. Bis zu einer Punktdichte von 7 Aufschmelzungen pro mm^2 ist in Bild 8 das Ansteigen des Reibwertes zu erkennen; mit weiter zunehmender Punktdichte wurden dagegen nahezu identische Reibwerte im Bereich zwischen $\mu_{0,1} = 0,28...0,3$ ermittelt. Als Ursache dafür wird angenommen, dass sich mit zunehmender Anzahl von Aufschmelzungen ein verringerter Kontaktdruck ausbildet, der trotz der bei höherer Punktdichte zu findenden erhöhten Anzahl von Mikroformationen hinsichtlich seiner Reibwirkung infolge Mikroformschluss zu einer vergleichbaren Kontaktsituation und

damit zu annähernd gleichen Reibwerten führt. Aus den Ergebnissen wurde eine mittlere Punktdichte von 15 Aufschmelzungen pro mm^2 als geeigneter Texturparameter abgeleitet.

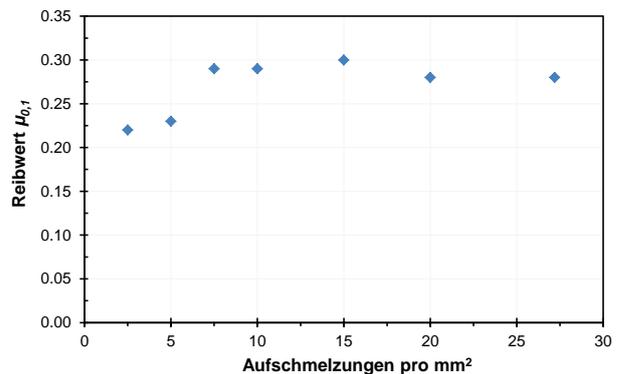


Bild 8: Am Werkstoff 42CrMo4+QT bei 100 MPa Flächenpressung ermittelte Abhängigkeit des Reibwertes $\mu_{0,1}$ von der Punktdichte.

Eine genauere Analyse der Reibwirkung von mit Aufschmelzungen funktionalisierten Kontaktflächen erfolgte an drei Texturvarianten unterschiedlicher geometrischer Kennwerte. Bei zwei dieser Varianten wurde die Höhe der Aufschmelzungen durch Einzelpulsbestrahlung bei verschieden gewählter Defokussierung verändert. In einer dritten Variante wurde das Reibverhalten bei veränderter Aufwurfmorphologie bzw. Aufwurfhöhe, entstanden durch eine erhöhte Pulsanzahl, untersucht.

Eine typische, durch Einzelpulsbestrahlung mit 9 mJ Pulsenergie und -2 mm Defokussierung texturierte Prüfkörper-Reibfläche ist in Bild 9 abgebildet. Die Hauptachsenlänge der Aufschmelzungen beträgt rund $250\ \mu\text{m} \times 160\ \mu\text{m}$ bei einer Aufwurfhöhe von $7\ \mu\text{m}$. Es wurden 15 Aufschmelzungen pro mm^2 gleichmäßig mit einem Abstand von $280\ \mu\text{m}$ über die Kontaktfläche verteilt.

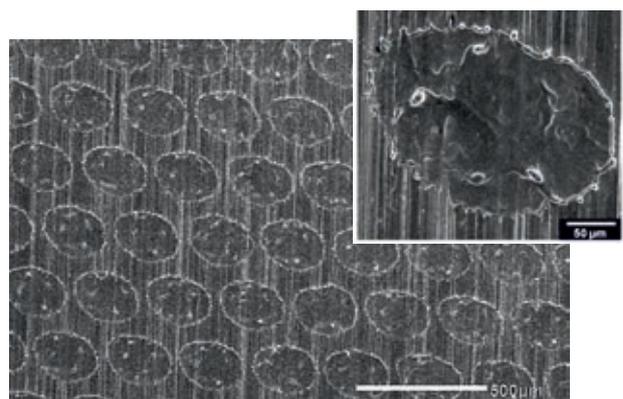


Bild 9: REM-Aufnahme einer lasertexturierten 42CrMo4+QT Prüfkörperoberfläche, gefertigt durch Einzelpulsbestrahlung mit 9 mJ, -2 mm Defokussierung, 15 Aufschmelzungen / mm^2 und $280\ \mu\text{m}$ Punktabstand.

Die für die unterschiedlichen Texturvarianten aus der Torsionsmomentmessung ermittelten Reibwerte sind in Tabelle 1 gegenübergestellt. Der Vergleich der Ergebnisse zeigt dabei für die Texturvariante #2 und 30 MPa Flächenpressung, dass durch die La-

sertexturierung einer Reibfläche die Haftreibung gegenüber der Referenzpaarung mit $\mu_{0,1} < 0,53$ vs. $\mu_{0,1} = 0,3$ nahezu verdoppelt werden konnte.

Bei Anwendung höherer Flächenpressungen, und dabei insbesondere für die Texturvariante #1, waren geringere Reibwerte zu beobachten. Die Reibwerte lagen mit $0,32 < \mu_{0,1} < 0,43$ teilweise nur geringfügig über dem Wert der feingeschliffenen Referenzpaarung. Dieses Verhalten ist mit der unterschiedlichen Aufwurfhöhe der Texturvarianten zu erklären. Bei der Texturvariante #1 ist die Aufwurfhöhe nur unwesentlich größer als die gemittelte Rautiefe R_z der geschliffenen Ausgangsoberfläche. Aufgrund dessen kann eine Reibwerterhöhung nur bei niedrigen Flächenpressungen erzielt werden. Bei höheren Flächenpressungen nimmt der Traganteil der Substratoberfläche zu und der Reibwert nähert sich dem Referenzwert an. Weiterhin wurde die Zerstörung der Lasertextur bei der Torsionsprüfung mit höheren Flächenpressungen beobachtet.

sprechend der Reibwertcharakteristik Typ A zugeordnet werden. In Texturvariante #3 führte die geschlossene Ringfläche der Aufschmelzung dagegen zu geänderten Traganteilen innerhalb der Reibflächen. In dessen Folge entstehen in der Reibverbindung völlig andere Kontaktdruckverhältnisse, die wiederum die veränderte Reibcharakteristik vom Typ B erklären.

4. Zusammenfassung

Die Erhöhung des Haftreibungwertes bietet ein großes Potenzial zur Steigerung kraftschlüssig zu übertragender Kräfte und Momente und kann beispielsweise durch das Texturieren tribologisch beanspruchter Oberflächen mittels gepulster Laserstrahlung erfolgen. Dazu wurden in dieser Arbeit zum Auffinden geeigneter geometrischer Texturparameter zunächst die Abhängigkeiten der Schmelzwallhöhe, des Aufschmelzdurchmessers sowie der Schmelzwallhärte von den Bestrahlungsparametern untersucht. Mit Einzelpulsen der Pulsenergie 9 mJ und bei -2 mm Defokussierung konnten bis zu 7 μm hohe Schmelzwälle erzeugt werden; eine weitere Erhöhung des Schmelzwalls wurde durch Mehrfachbestrahlungen erreicht. Die Reibwertprüfung von mit unterschiedlich hohen Aufschmelzungen texturierten Reibflächen zeigte eine direkte Korrelation zwischen Reibwert und Schmelzwallhöhe; eine Punktdichte von 15 Aufschmelzungen pro mm^2 wurde dabei als optimal befunden.

Eine genauere Analyse der Reibwirkung erfolgte anhand dreier Texturvarianten mit unterschiedlichen geometrischen Kennwerten. Für alle drei Varianten konnte dabei eine Steigerung des Haftreibungwertes festgestellt werden. Der höchste Reibwert $\mu_{0,1} = 0,53$ wurde für die Texturvariante #2 bei 30 MPa Flächenpressung ermittelt, was annähernd der Verdopplung des Reibwertes einer feingeschliffenen Referenzpaarung ($\mu_{0,1} = 0,3$) entspricht. Der für die Texturvarianten #1 und #2 aufgenommene Torsionsmomentverlauf zeigte einen steilen Anstieg des Torsionswertes mit einem ausgeprägten Maximum bei kleinem Verdrehwinkel und wurde der Reibcharakteristik Typ A zugeordnet. Die geschlossene Ringfläche der Texturvariante #3 führte dagegen zu geänderten Traganteilen innerhalb der Reibflächen, die zu völlig anderen Kontaktdruckverhältnissen und einer veränderten Reibcharakteristik vom Typ B führten.

Danksagung

Die IGF-Vorhaben 17228 BR (Teilprojekt I) und 17229 BR (Teilprojekt V) der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen wurden als Bestandteil des Forschungsclusters GECKO im Rahmen des Programms zur Förderung der industriellen Gemeinschaftsforschung und -entwicklung (IGF) vom Bundesministerium für Wirtschaft und Energie über die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF) e.V. aufgrund eines Beschlusses des Deutschen Bundestages gefördert.

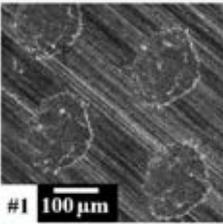
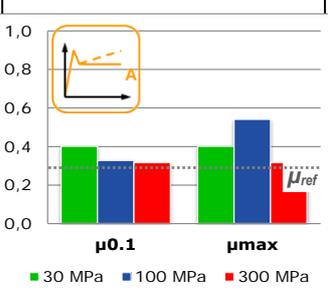
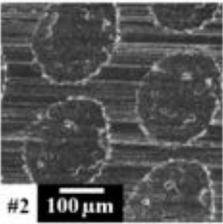
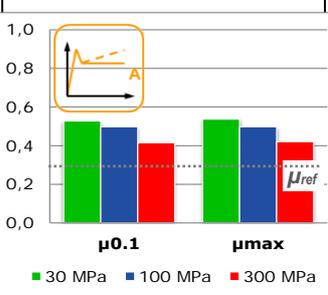
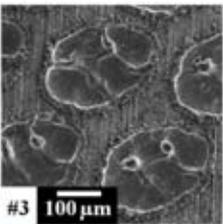
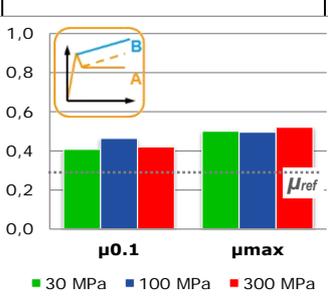
	Lasertexturierte Kontaktfläche	Reibwert μ
Texturvariante #1	 <p>#1 100 μm</p> <p>Pulsenergie: 9 mJ Defokussierung: -1 mm Pulsanzahl: 1 Aufwurfhöhe: 4</p>	 <p>$\mu_{0,1}$ μ_{max}</p> <p>■ 30 MPa ■ 100 MPa ■ 300 MPa</p>
Texturvariante #2	 <p>#2 100 μm</p> <p>Pulsenergie: 9 mJ Defokussierung: -2 mm Pulsanzahl: 1 Aufwurfhöhe: 7</p>	 <p>$\mu_{0,1}$ μ_{max}</p> <p>■ 30 MPa ■ 100 MPa ■ 300 MPa</p>
Texturvariante #3	 <p>#3 100 μm</p> <p>Pulsenergie: 9 mJ Defokussierung: -2 mm Pulsanzahl: 10 Aufwurfhöhe: 12</p>	 <p>$\mu_{0,1}$ μ_{max}</p> <p>■ 30 MPa ■ 100 MPa ■ 300 MPa</p>

Tabelle 1: REM-Aufnahmen der gefertigten Texturvarianten mit den jeweilig zugehörigen, aus dem Torsionsmomentverlauf ermittelten, Reibwerten $\mu_{0,1}$ und μ_{max} .

Der aufgenommene Torsionsmomentverlauf zeigte für die Texturvarianten #1 und #2 einen steilen Anstieg des Torsionswertes mit einem ausgeprägten Maximum bei kleinem Verdrehwinkel und kann ent-

Literaturverzeichnis

- [1] I. Etsion: State of the Art in Laser Surface Texturing, Transactions of the ASME, 127, (2005) p.248.
- [2] G. Flores and A. Wiens: Mit dem Laserstrahl die Haftreibung erhöhen, Werkstatt und Betrieb – München, 146, (2013) p.102.
- [3] A. Dunn, J. V. Carstensen, K. L. Wlodarczyk, E. B. Hansen, J. Gabzdyl, P. M. Harrison, J. D. Shephard, and D. P. Hand: Nanosecond laser texturing for high friction applications, Optics and Lasers in Engineering, 62, (2014) p.9.
- [4] E. Leidich and S. Schuller: Haftreibung, Abschlussbericht, FVV, Heft Nr. 906, (2010).
- [5] www.boltcouncil.org/documents.html, Specification for structural joints using high-strength bolts, December 31, Version 2009, p. 16.2-72.

UNTERSUCHUNGEN ZUM ÜBERGANG VOM LASERSTRAHLTIEFSCHWEIßEN ZUM LASERSTRAHLABTRAGSCHNEIDEN BEI VERWENDUNG EINES HOCHLEISTUNGSFASERLASERS

F. Ullmann, R. Ebert, L. Hartwig, A. Thurm, T. Werner, U. Löschner, H. Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Grundlage für das Laserstrahlabtragschneiden als ein Remote-Schneidverfahren als auch das Laserstrahl-tiefschweißen sind hohe Laserstrahlintensitäten. Der Unterschied zwischen beiden Prozessen liegt in den Scangeschwindigkeiten und damit den eingebrachten Streckenenergien. Beim Laserstrahlabtragschneiden wird bei hohen Geschwindigkeiten aufgrund der laserinduzierten Verdampfung die Schmelze beschleunigt und aus der Schnittfuge ausgetragen. Das Laserstrahl-tiefschweißen findet bei geringeren Geschwindigkeiten statt. Es bildet sich eine Dampfkapillare, wodurch die Laserstrahlung tief in das Material eindringen kann und die Schmelze im Werkstück verbleibt.

Die Untersuchungen beleuchten den Übergangsbereich, bei dem sich die Effekte beider Prozesse überlagern. Bei verschiedenen Intensitäten wird anhand von Schliffbildern die Entstehung von Hohlräumen in Verbindung mit unvollständig ausgetragener Schmelze aufgezeigt. Weiterhin werden die auftretenden Plasmaerscheinungen anhand von Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera aus unterschiedlichen Betrachtungswinkeln diskutiert.

1. Einleitung

Durch die Verfügbarkeit von Laserquellen mit hochbrillanter Strahlung ist die Möglichkeit der Realisierung von Remoteverfahren gegeben. Beispiele sind das Laserstrahl-tiefschweißen und das Laserstrahl-abtragschneiden, bei denen hohe Laserstrahlintensitäten erforderlich sind.

Schon in früheren Untersuchungen wurde eine Schwellgeschwindigkeit, ab der der Tiefschweißprozess in einen Abtragprozess überging, gefunden. Diese lag zwischen 100 und 500 m/min und war abhängig vom Fokusbereich und vom Material [1]. Auf Grund der Beobachtungen wurde vermutet, dass die mit zunehmender Geschwindigkeit abnehmende Streckenenergie dafür verantwortlich war, da sich die Intensität im Prozess nicht änderte [2]. Dieser Vorgang soll im Folgenden näher untersucht werden.

Beim Laserstrahl-tiefschweißen kommt es durch die hohen applizierten Intensitäten zur Bildung einer Dampfkapillare, durch die die Laserstrahlung tief in das Material eindringen kann. Um die Dampfkapillare entsteht durch die hohe eingebrachte Streckenenergie relativ viel Schmelze, die durch die Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück hinter der Kapillare zusammenläuft, erstarrt und die Schweißnaht bildet. Beim Laserstrahl-abtragschneiden entsteht hingegen bei hohen Geschwindigkeiten und damit geringen Streckenenergien weniger Schmelze, die aufgrund der laserinduzierten Verdampfung beschleunigt und entgegen der Richtung des auftreffenden Laserstrahles aus der Schnittfuge ausgetragen wird. Im Geschwindigkeitsbereich dazwischen werden oszillierende Prozesse, die als „Humping“ bezeichnet werden, beobachtet. Hier überlagern sich die Effekte und es entstehen Strukturen, die in unterschiedlichen Anteilen den jeweiligen Prozessen zugeordnet werden können.

2. Experimentelle Details

Die Untersuchungen wurden mit einem cw-Monomode-Faserlaser mit einer maximalen Ausgangsleistung von 3 kW durchgeführt. Bei konstan-

tem Fokusbereich wurden die Laserleistung und die Scangeschwindigkeit und damit die max. Intensität, die Streckenenergie und die mittlere Einwirkzeit variiert. Die Relativbewegung des Laserstrahls erfolgte mittels eines Galvanometerscanners. Die auf der Probe realisierten Parameter sind in Tab. 1 aufgeführt. Als Werkstoff wurde ein Edelstahl X5CrNi18-10 (AISI 304) bei einer Blechdicke von 1,0 mm verwendet. Jede Bearbeitung beinhaltete eine Überfahrt. Die Untersuchungen fanden an Normalatmosphäre statt.

Brennweite [mm]	255
Fokusbereich (86% Leistungseinschluss) [μm]	25
Laserleistung auf der Probe [kW]	0,5...2,5
Spitzenintensität auf der Probe [W/cm^2]	$0,2...1,0 \cdot 10^9$
Scangeschwindigkeit [m/min]	60...900
mittlere Einwirkzeit [μs]	25...1,7

Tabelle 1: Laserprozessparameter

Anhand von REM-Aufnahmen wurden die äußere Struktur und angefertigte Querschliffe untersucht. Weiterhin wurden die Prozesse mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera aus zwei verschiedenen Betrachtungswinkeln aufgezeichnet. Dadurch konnten die Ausbildung des Plasmas und die entstehenden Partikel charakterisiert werden.

3. Ergebnisse und Diskussion

Die grundlegenden Effekte bei Erhöhung der Scangeschwindigkeit und damit Verringerung der Streckenenergie sind am Beispiel einer Laserleistung von 1.000 W und einer Intensität von $4,1 \cdot 10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$ in Bild 1a-f dargestellt. Bei einer Scangeschwindigkeit von 60 m/min, was einer Streckenenergie von 1.000 J/m und einer mittleren Einwirkdauer von 25 μs entsprach, wurde die Probe mit einer Dicke von 1,0 mm vollständig durchgeschweißt (Bild 1a). Die für eine Tiefschweißung typische schmale Naht ist zu erkennen. Weiterhin trat eine Nahtüberhöhung auf. Wurde die Scangeschwindigkeit auf 120 m/min erhöht, verringerte sich die Schweißtiefe auf ca. 600 μm (Bild 1b). Dies entstand durch die auf

12,5 μs verringerte Einwirkdauer. Das Schmelzvolumen nahm aufgrund der auf 500 J/m verringerten Streckenenergie sichtbar ab.

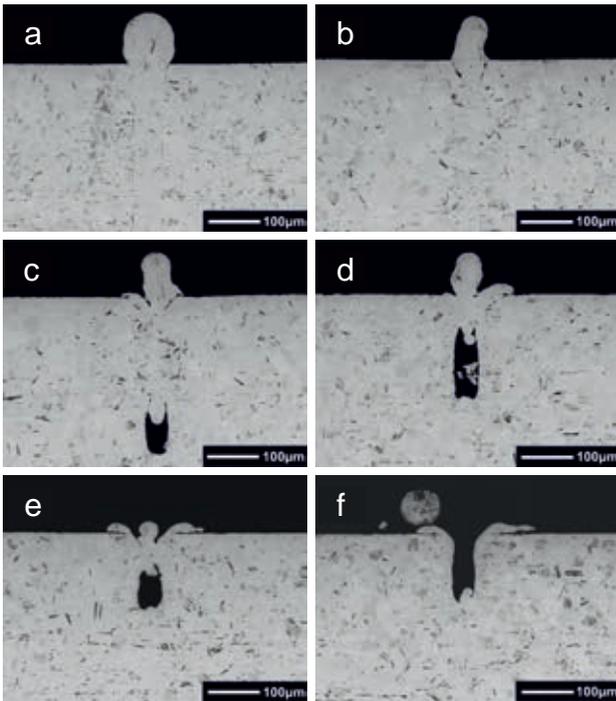


Bild 1: REM-Aufnahmen von Schmelzen bei $P_{\text{cw}} = 1.000 \text{ W}$ und verschiedenen Scangeschwindigkeiten: a) 60 m/min, b) 120 m/min, c) 180 m/min, d) 240 m/min, e) 270 m/min, f) 300 m/min

Bild 1c zeigt einen Schliff bei einer Scangeschwindigkeit von 180 m/min und einer Streckenenergie von 333 J/m. Bei dieser Geschwindigkeit wurde erstmals die Bildung eines Hohlraumes in der Schweißnaht beobachtet. Durch die auf 8,3 μs weiter verringerte Einwirkdauer nahm die Einschweißtiefe auf ca. 300 μm ab. Das Volumen der gebildeten Schmelze hat offensichtlich nicht mehr ausgereicht, um das Keyhole wieder vollständig zu schließen, so dass am Schweißnahtende ein Hohlraum entstand. In diesem Geschwindigkeitsbereich wird in der Regel auch das „Humping“ beobachtet. Bis zu einer Geschwindigkeit von 300 m/min verringerte sich die Abtragtiefe auf ca. 100 μm (Bild 1f). Ab dieser Geschwindigkeit, die einer Streckenenergie von 200 J/m und einer Einwirkzeit von 5 μs entsprach, war der Schmelzanteil so gering, dass der Tiefschweiß- in den Abtragprozess umschlug. Es wurde die Bildung einer Schnittfuge beobachtet.

Bei konstanter Laserleistung und damit Intensität wurde bei geringen Scangeschwindigkeiten durch die hohe eingebrachte Streckenenergie so viel Schmelze erzeugt, dass sich ein stabiler Tiefschweißprozess ausbildete. Bei einer Erhöhung der Scangeschwindigkeit setzte ab einem bestimmten Wert ein unvollständiger Verschluss der Schweißnaht mit Hohlraumbildung ein, der somit zum erst teilweisen und dann vollständigen Austrag des sich immer weiter verringerten Schmelzanteils führte. Bei weiterer Erhöhung der Scangeschwindigkeit verringerte sich die Abtragtiefe kontinuierlich.

Für den untersuchten Fall mit einem Fokusburch-

messer von 25 μm und einer Intensität von $4,1 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ konnte bis zu einer Geschwindigkeit von 120 m/min geschweißt werden. Von 180 bis 270 m/min bildeten sich Hohlräume in der Schweißnaht, ab 300 m/min entstand eine Schnittfuge, deren Tiefe mit zunehmender Geschwindigkeit abnahm.

Diesen Zusammenhang zeigt auch das Diagramm in Bild 2. In zweifach logarithmischer Darstellung ist die Abhängigkeit der Schweiß- bzw. Abtragtiefe von der Scangeschwindigkeit bei verschiedenen Laserleistungen aufgetragen. Es bestand ein nahezu linearer Zusammenhang. Mit steigender Scangeschwindigkeit nahm die Schweiß- bzw. Abtragtiefe ab. Bei größerer Laserleistung wurde bei gleicher Scangeschwindigkeit eine größere Schweiß- bzw. Abtragtiefe erreicht.

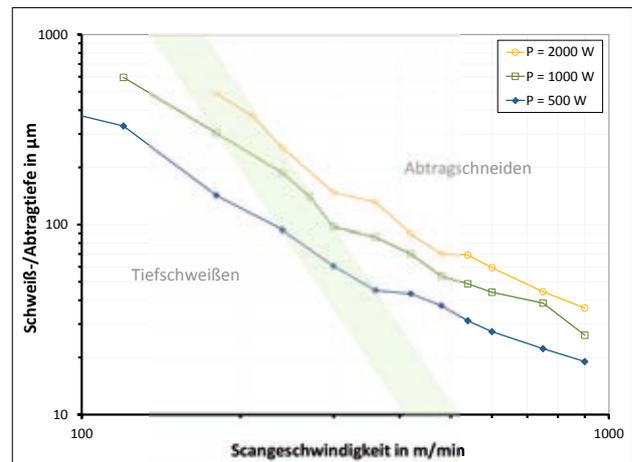


Bild 2: Schweiß- bzw. Abtragtiefe in Abhängigkeit von der Scangeschwindigkeit bei verschiedenen Laserleistungen; grau: Übergangsbereich mit Hohlraumbildung in der Schweißnaht

Die grau markierte Fläche kennzeichnet den Übergangsbereich vom Beginn der Hohlraumbildung bis zum vollständigen Austrag der Schmelze. Links daneben befindet sich der Bereich mit Tiefschweißung ohne Fehlstellen, rechts daneben der mit anschließlichem Abtrag. Der Übergangsbereich verschob sich mit der Erhöhung der eingebrachten Laserleistung hin zu niedrigeren Geschwindigkeiten. Das heißt, mit mehr Leistung und somit Intensität nahm zwar die Einschweißtiefe zu, aber die Schweißgeschwindigkeit musste reduziert werden. Der Abtrag hingegen erfolgte bei höherer Leistung somit schon mit kleineren Geschwindigkeiten und wesentlich höheren Streckenenergien.

In [2] wurde festgestellt, dass sich die Abtragtiefe bei Erhöhung der Intensität nicht im Verhältnis der Erhöhung sondern nur im Verhältnis des Fokusburchmessers änderte. Dies wurde auf die kürzere Einwirkzeit bei kleinerem Fokusburchmesser zurückgeführt. In den vorliegenden Untersuchungen wurde der Fokusburchmesser nicht geändert. Trotzdem erhöhte sich die Abtragtiefe ebenfalls nur mit dem Quadrat-Wurzel-Faktor. Es scheint also allgemein so zu sein, dass zur Verdopplung der Abtragtiefe eine Vervielfachung der Intensität benötigt wird!

Zur weiteren Analyse der auftretenden Effekte wur-

den die Prozesse mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Dabei handelte es sich um eine CMOS HighSpeed Kamera pco.dimax S4 (Fa. PCO AG) mit 4,0 Megapixel Auflösung und einer Dynamik von 12 bit. Zur genauen optischen Detektion wurden die Laserprozesse zum einen senkrecht (90°) und zum anderen parallel (0°) zur Scanrichtung aufgenommen. In Bild 3 sind Aufnahmen bei einer Laserleistung von 1.000 W und unterschiedlichen Geschwindigkeiten bei einem Blickwinkel von 90° zu sehen. Die Darstellungsparameter wurden so gewählt, dass das verdampfte Material ohne eine Überstrahlung gut sichtbar war. Größere Partikel waren erst bei den Darstellungsparametern in Bild 4 bei Betrachtung parallel zur Bearbeitungsrichtung zu erkennen.

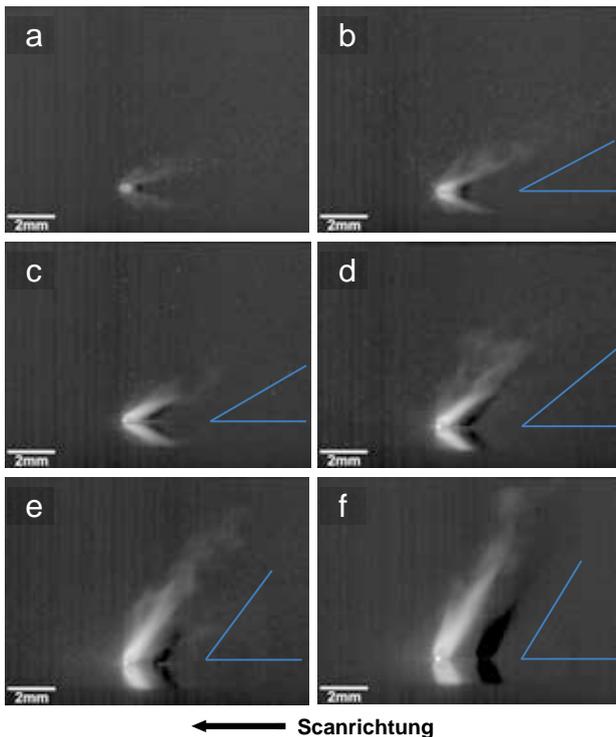


Bild 3: Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera senkrecht zur Scanrichtung bei $P_{cw} = 1.000$ W und verschiedenen Scangeschwindigkeiten: a) 240 m/min, b) 300 m/min, c) 360 m/min, d) 480 m/min, e) 600 m/min, f) 900 m/min; blau: Winkel der Plasmafackel

Bei geringen Scangeschwindigkeiten von kleiner 240 m/min waren eher punktförmige Leuchterscheinungen ohne eine ausgeprägte Plasmafackel an der Bearbeitungsstelle zu beobachten. Bei einer Scangeschwindigkeit von 240 m/min bildete sich eine deutlich sichtbare Plasmafackel aus (Bild 3a). Mit Erhöhung der Scangeschwindigkeit auf 300 m/min nahm die Größe der Fackel zu (Bild 3b). Weiterhin war ein teilweise kurzes Erlöschen der Fackel zu beobachten. Dies deckt sich mit den Ergebnissen der Schlifffauswertung. Erst bei größerer Hohlraumbildung bzw. wenn nur noch wenig Schmelze die Schnittfuge verschloss, wurde so viel Material verdampft bzw. konnte aus der Oberfläche austreten, dass eine Plasmafackel entstand. Das Verschließen der Schnittfuge führte teilweise zum Erlöschen der Fackel.

Mit weiterer Steigerung der Scangeschwindigkeit nahmen Intensität und Höhe der Fackel kontinuierlich zu (Bild 3c-f). Da sich trotz der bei höheren Scangeschwindigkeiten geringeren Abtragtiefe die Fackel vergrößerte, ist zu vermuten, dass der Anteil der Schmelze weiter reduziert wurde und somit der Anteil verdampften Materials überproportional anstieg. Wie in [3] konnte auch hier eine stetige Zunahme des Winkels der Fackel mit steigender Scangeschwindigkeit beobachtet werden.

Zur Betrachtung der Kameraaufnahmen parallel zur Bearbeitungsrichtung wurden die Darstellungsparameter so gewählt, dass Plasmafackel und entstandene Partikel deutlicher sichtbar waren (Bild 4).

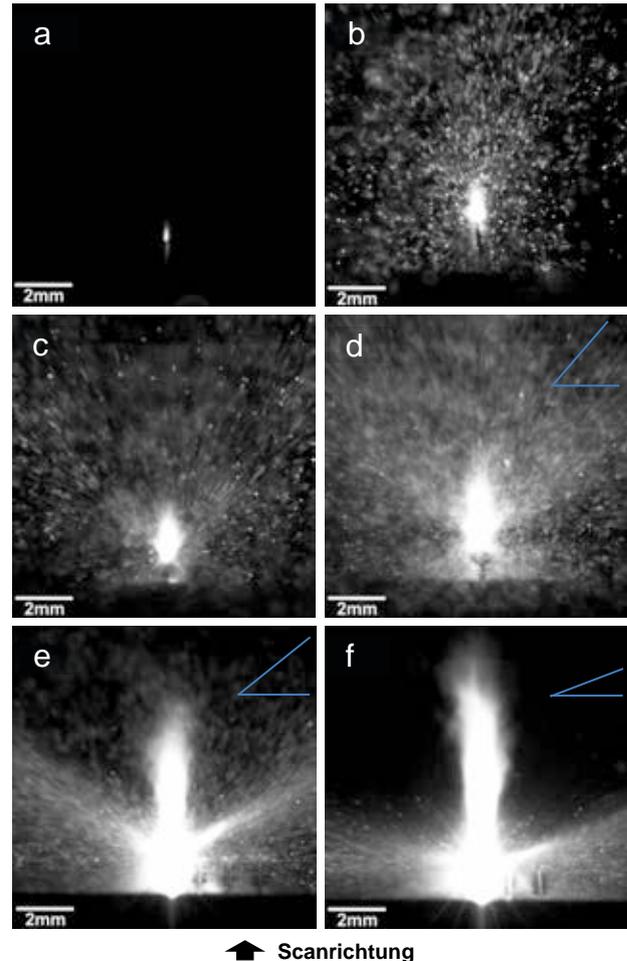


Bild 4: Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera parallel zur Scanrichtung bei $P_{cw} = 1.000$ W und verschiedenen Scangeschwindigkeiten: a) 120 m/min, b) 240 m/min, c) 300 m/min, d) 360 m/min, e) 600 m/min, f) 900 m/min; blau: Winkel der seitlichen Jets

Analog zu den Aufnahmen senkrecht zur Bearbeitung waren bei Scangeschwindigkeiten von 60 m/min nur geringe Leuchterscheinungen und bei 120 bzw. 180 m/min nur eine minimale Ausbildung einer Plasmafackel ohne Austrieb von Partikeln sichtbar (Bild 4a). Bei einer Scangeschwindigkeit von 240 und auch bei 270 m/min nahmen Höhe und Intensität der Fackel deutlich zu. Weiterhin konnte das Auftreten großer Partikel im gesamten Raum um die Bearbeitungsstelle beobachtet werden (Bild 4b). Das stellte den Parameterbereich dar, bei dem

sich der Hohlraum dichter unter der Oberfläche befand und bereits verstärkt Schmelze aus der Bearbeitungszone aufgrund des steigenden Plasmaanteils geschleudert wurde (vgl. Bild 1d und e).

Bei einer Geschwindigkeit von 300 m/min verschob sich der Anteil von großen hin zu kleineren Partikeln bei gleichzeitig größerer Plasmafackel (Bild 4c). Bei dieser Scangeschwindigkeit war die Schnittfuge weitgehend frei von Schmelze (vgl. Bild 1f). Bei 360 m/min sank der Anteil großer Partikel weiter. Verdampftes Material war um die Plasmafackel zu sehen. Andeutungsweise waren zwei seitliche Jets in steilem Winkel symmetrisch zur Hauptfackel erkennbar. Die Ausbildung der Jets verstärkte sich bei Geschwindigkeiten von 480 m/min und 600 m/min und der Winkel der Jets wurde flacher (Bild 4e). Auch die Hauptfackel wurde deutlich größer. Der Raum zwischen der Hauptfackel und den flachwinkligen Jets war ab 900 m/min frei von Leuchterscheinungen (Bild 4f). Grund für den flachen Winkel könnte die geringere Abtragtiefe sein. Bei tieferen Schnittfugen entwich das Plasma vorrangig nach oben, bei geringeren Abtragtiefen verstärkt seitlich. Das könnte damit zusammen hängen, dass der Entstehungsort des Plasmas der Boden der Schnittfuge war und der Rand mit abnehmender Tiefe zunehmend zur seitlichen Reflexion beitrug. Die Tiefe, ab der dieser Effekt auftrat, war somit wahrscheinlich auch von der Breite der Schnittfuge abhängig. Die generelle Zunahme des Plasmas ist mit dem bei steigender Geschwindigkeit größeren Anteil von verdampftem Material gegenüber dem Schmelzanteil zu erklären, trotz geringerer Abtragtiefe und damit weniger zur Verfügung stehenden Material. Geschmolzene Partikel können zur Abschirmung der Laserstrahlung beitragen.

4. Zusammenfassung

Die Untersuchungen zeigten den variierenden Einfluss der Effekte des Tiefschweißens und des Abtragschneidens sowohl in Abhängigkeit von der Scangeschwindigkeit und damit der Streckenenergie als auch bei unterschiedlichen Laserleistungen und damit Intensitäten auf.

Bei dem verwendeten Fokusbereich (86% Leistungseinschluss) von 25 μm und einer Laserleistung von 1.000 W, was einer Intensität von $4,1 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$ entsprach, bildete sich bis zu einer Streckenenergie von 500 J/m (Scangeschwindigkeit von 120 m/min) eine Tiefschweißung aus. Ab einer Streckenenergie von 200 J/m (Scangeschwindigkeit von 300 m/min) war ein Abtragprozess zu beobachten. Dazwischen überlagerten sich beide Prozesse und es bildeten sich Hohlräume in den Schweißnähten. Die Schweiß- und auch die Abtragtiefe verringerten sich kontinuierlich bei sinkender Streckenenergie.

Bei konstanter Intensität entstand bei verschiedenen Streckenenergien ein unterschiedliches Volumen an Schmelze. Entscheidend, welcher Prozess überwog, war die Menge des Schmelzvolumens. Bei großen Streckenenergien bildete sich ein großes Schmelz-

volumen und das Keyhole wurde wieder vollständig geschlossen. Bei Verringerung der Streckenenergie setzte ab einem bestimmten Wert ein unvollständiger Verschluss der Schweißnaht mit Hohlraumbildung ein, der somit zum erst teilweisen und dann vollständigen Austrag des sich immer weiter verringerten Schmelzanteils führte. Mit der Erhöhung der eingebrachten Laserleistung verschob sich der Übergangsbereich hin zu niedrigeren Geschwindigkeiten und damit Streckenenergien.

Die Beobachtung mittels Hochgeschwindigkeitskamera bei einer Laserleistung von 1.000 W senkrecht zur Bearbeitungsrichtung zeigte den Übergang von einer kleinen punktförmigen Leuchterscheinung bei Scangeschwindigkeiten kleiner 240 m/min hin zu einer deutlich ausgeprägten Plasmafackel ab einer Scangeschwindigkeit von 240 m/min. Das teilweise Verlöschen deutet auf den unvollständigen Austrieb der Schmelze und auch des verdampften Materials im Übergangsbereich zwischen Tiefschweißen und Abtragschneiden hin. Bei weiter steigender Scangeschwindigkeit vergrößerten sich Intensität und Höhe der Plasmafackel. Weiterhin nahm der Winkel der Fackel stetig zu.

Die Betrachtung parallel zur Bearbeitungsrichtung wurde bei Scangeschwindigkeiten von 240 und auch 270 m/min, was den Übergangsbereich darstellt, das Auftreten großer Partikel im gesamten Raum um die Bearbeitungsstelle beobachtet. Bei Geschwindigkeiten von größer 300 m/min verschob sich der Anteil immer weiter von großen hin zu kleineren Partikeln, was durch den geringeren Anteil an Schmelzvolumen zu erklären ist. Ab einer Geschwindigkeit von 480 m/min waren zusätzlich zwei seitliche Jets symmetrisch zur Hauptfackel deutlich zu erkennen, deren Winkel sich mit steigender Geschwindigkeit immer weiter verringerte.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (FKZ: FKZ: 03IPT506X).

Literaturverzeichnis

- [1] R. Ebert, L. Hartwig, T. Hagemann, F. Peuckert, S. Klötzer, J. Schille, S. Wischmann, H. Exner, High rate ablation with 3 kW single mode fibre laser, Proceedings of the 5. Int. WLT-Conference on Laser in Manufacturing, June (2009), Munich, Germany, 565-570.
- [2] L. Hartwig, R. Ebert, F. Peuckert, S. Klötzer, A. Streek, J. Schille, U. Löschner, H. Exner: Hochleistungs-Lasermikrobearbeitung mit brillanter cw-Laserstrahlung, 20th International Scientific Conference Mittweida, Oktober 28-29, Scientific Reports Nr. 4 (2009), 57-64.
- [3] F. Ullmann, U. Löschner, L. Hartwig, D. Szczepanski, J. Schille, S. Gronau, T. Knebel, J. Drechsel, R. Ebert, H. Exner: Highspeed laser ablation cutting of metal, Proc. of SPIE Vol. 8603 860311 (2013), 8603-36.

FUNDAMENTAL STUDIES ON THE DEPOSITION OF NANOCRYSTALLINE DIAMOND (N-D) FILMS BY MEANS OF PULSED LASER DEPOSITION (PLD) IN OXYGEN ATMOSPHERE

Hagen Grüttner, Steffen Weißmantel

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

The results of fundamental studies on the deposition of nanocrystalline diamond (n-D) films by means of pulsed laser deposition (PLD) will be presented. The n-D films were deposited on tungsten carbide substrates by pulsed laser ablation of a graphite target with a KrF excimer laser ($\lambda=248$ nm, max. pulse energy=500 mJ, repetition rate of 50 Hz) at elevated substrate temperatures and in oxygen background gas. The laser pulse fluence was 12 J/cm^2 and the target to substrate distance was 4 cm. The variation of the microstructure of the films with temperature were investigated in the range of 150°C to 550°C and with oxygen pressure in the range of 0 mbar to $2 \cdot 10^{-1}$ mbar. The substrates were pretreated by wet chemical etching and with diamond suspension. The influence of the deposition parameters on the n-D growth was determined by SEM, TEM and AFM. It will be shown that n-D films can be prepared using proper parameters.

1. Introduction

Studies on the fabrication of nanocrystalline and ultrananocrystalline diamond films are carried out since recent years by several research groups. As deposition technique mainly the conventional CVD (Chemical Vapor Deposition) processes for example MW (Microwave) CVD are used. To produce n-D coatings on non diamond or diamond like substrates by CVD it is necessary to pretreat the substrates. The pretreatment is mainly performed by applying a suspension of diamond powder by ultrasonic [3]. During the subsequent deposition, the CVD technique requires high substrate temperatures in the range of 750°C to 1000°C [4]. Deposition rates up to 5.77 microns / h [5] and grain sizes of about 5 nm can be achieved [3]. The layers not exclusively consist of nanocrystalline diamond, they also include amorphous carbon components at the grain boundaries of the n-D crystallites and their surfaces are relatively rough. T. Hara et al [1, 2] reported about the fabrication of nanocrystalline diamond films by using a pulsed laser deposition technique combined with reactive gas (oxygen or hydrogen). In contrast to the CVD method, the PLD process offers some advantages. T. Hara et al [1, 2] showed that for this method the pretreatment with diamond suspension is not obligatory if diamond or diamond like substrates are used. Moreover the substrate temperature during deposition can be about only 550°C . That leads to great advantages in terms of material selection. The deposition rates of both deposition methods are approximately equal, but the nanocrystalline diamond content in the films produced by PLD is significantly higher and show a much less roughness [1,2].

2. Experimental

The layers with a thickness ranging from 100 nm up to 5 microns were deposited on plane tungsten carbide hard metal substrates (Grain size $<1 \mu\text{m}$ / 6% Co). The substrates were pretreated by a three step process. First step: Wet chemical etching of Tungsten Carbide with Mukarami reagent

($\text{KOH} + \text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6] + \text{H}_2\text{O}$), mass proportion (1:1:10) for 90 seconds. Second step: Wet chemical etching of Cobalt binder with 98% H_2SO_4 and 35% H_2O_2 (volume proportion 1:10) for 15 seconds. Third step: Ultrasonic pretreatment with a suspension of diamond crystallites with different grain sizes (50 nm and $3 \mu\text{m}$) and ethanol. That pretreatment was performed to get best conditions for the following studies. The films were deposited at different substrate temperatures between 150°C and 550°C . The ablation of the graphite target was performed by using a KrF- excimer laser ($\lambda = 248$ nm, FWHM = 20 ns, $Q_{\text{Pmax}} = 500$ mJ). According to [6] the pulse repetition rate was 50 Hz. The laser pulse fluence was 12 J/cm^2 and the laser beam cross section on the target surface was about 1.5 mm^2 . The laser beam was directed on the target surface at an angle of 45° and scanned in a meander shaped manner using movable optics. The distance between target and substrate was 40 mm. The deposition was carried out under an oxygen atmosphere. The oxygen pressure was varied between $4 \cdot 10^{-3}$ mbar and $2 \cdot 10^{-1}$ mbar. The oxygen pressure was continuously adjusted to the inflowing oxygen (about 5 sccm) by adjusting a valve between vacuum chamber and vacuum pump and kept constant. The base pressure was always less than $5 \cdot 10^{-6}$ mbar.

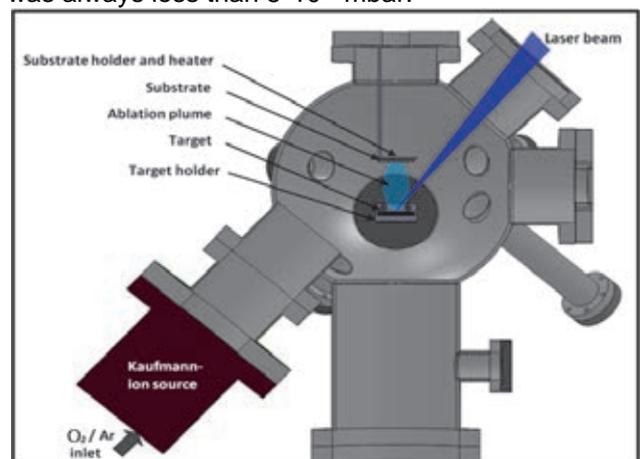


Fig. 1: Scheme of the Experimental Set up

3. Results and discussions:

At first a variation of the background gas pressure was performed to investigate the influence on the film growth and morphology. According to [7] the substrate temperature was set to 550 °C, the laser pulse fluence was 12 J/cm² and the laser pulse repetition rate was 50 Hz for all experiments. We determined the mean kinetic energy of the carbon particles ablated with a laser pulse fluence of 12 J/cm² by a calorimetric measurement. It was calculated to be 60 eV. We assumed the carbon particles on their way to the substrate need to have enough kinetic energy to dissociate the molecular oxygen even after several collisions. This is necessary for an activation of the oxygen to make it able to etch sp² bonded carbon which should lead to a preferential deposition of diamond. Rough calculations have shown that the main free path of the carbon particles at an oxygen partial pressure of 3*10⁻² mbar is 9 mm. That means that there are averaged 4 collisions between a carbon particle and the molecular oxygen (target substrate distance was 4 cm). The remaining kinetic energy of the carbon particle after 4 collisions was calculated to be approximately 2 eV so 3*10⁻² mbar seems to be the maximum pressure to guarantee the carbon particles have enough kinetic energy to dissociate the oxygen even near the substrate surface. For this reason in our experiments the oxygen pressure was varied around 3x10⁻² mbar. Figure 2 shows a SEM - Image of a layer with a thickness of 1.7 μm that was produced an oxygen background gas pressure of 3x10⁻² mbar.

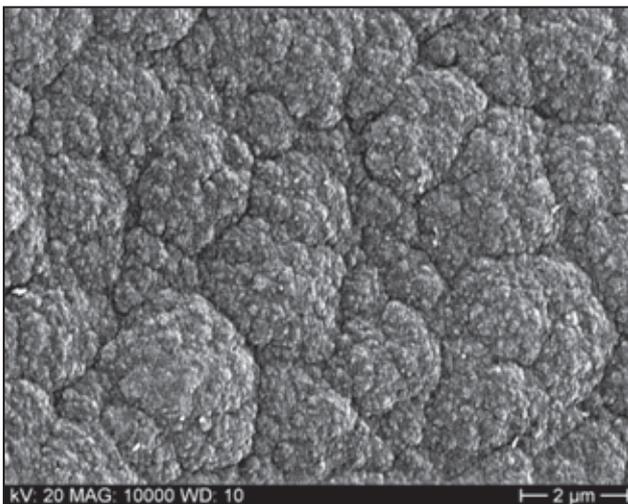


Fig. 2: SEM Image of the Layer

An often reported cauliflower- structure is visible, which is typical for nanocrystalline diamond layers (balls-type).

The average roughness in an AFM scanned area of 2x2 μm was determined 23 nm. So the produced layer has a very smooth surface.

This sample was also analyzed by TEM. Fig. 3 shows the transverse cut dissected Sample. In that sample dark areas ("worm-like" structures) were found within the diamond layer. Their origin is not

clear but they only consist of carbon and are not graphitic bonded. Since these structures protrude from the layer, they seem to have a lower sputtering rate while TEM- Preparation with ion beam than the surrounding Areas, suggesting a denser composition. Very probably it is also diamond. The layer has a fixed connection to the substrate and there are no holes or pores visible. Figure 3 shows the cross section of the prepared TEM- Sample

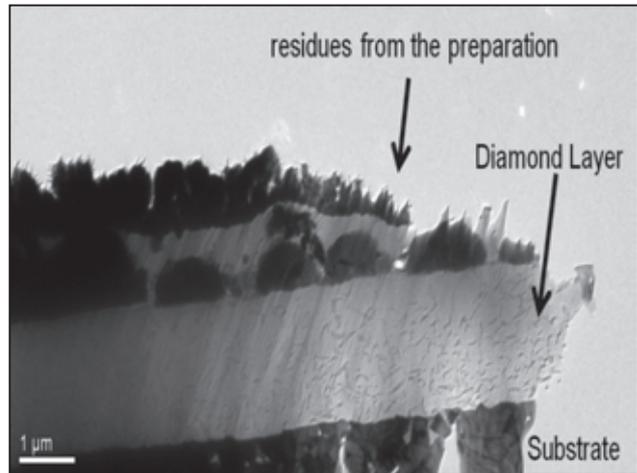


Fig. 3: Cross Section of the prepared TEM- Sample

The Electron Diffraction Patterns show the typical reflexes of diamond. The patterns were taken from three simple areas (near substrate, middle and near surface) and the diffraction angles for all areas are similar and very close to the theoretical ones for diamond. Table 1 shows the measured diffraction angles in comparison to the theoretical ones of diamond. The measurement was done in the middle of the layer. Even near the surface and near the substrate the results were the same so the produced layer has a homogeneous composition.

Electron Diffraction Pattern			
measured	theoretical	Int.	hkl
0,207 nm	0,206 nm	100	(111)
0,121 nm	0,1261nm	25	(220)
0,105 nm	0,10754 nm	16	(311)
---	0,08916 nm	8	(400)
0,080 nm	0,08182 nm	16	(331)

Tab. 1: Electron Diffraction Pattern

In comparison graphite has a 100 % reflex (022) at 0,34 nm that does not appear here.

High Resolution TEM (Fig. 3) shows that there are no concrete crystallites which also can be seen in the electron diffraction pattern. Rather there are nano scaled polycrystalline structures, consisting of only a few atomic layers. This applies to all areas in that sample. Even High Resolution TEM shows a similar structure within the layer for the 3 different sample areas near surface, middle and near substrate.

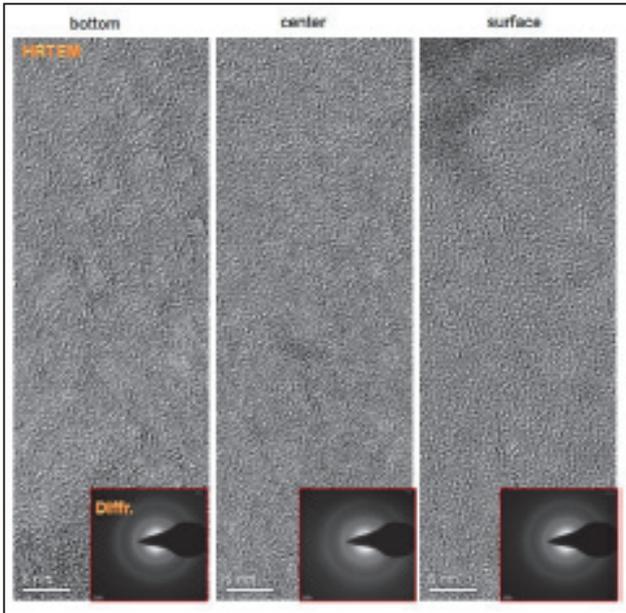


Fig. 4: High Resolution TEM

We also analyzed a sample deposited at a lower oxygen background gas pressure. The pressure was set to 7×10^{-3} mbar which is slight lower than the pressure used while depositing the other layer. Here we also generated a cross section of the resulting layer and analyzed it by TEM. The electron diffraction pattern (Fig 5) clearly shows graphite (002) and (100) next to the typical diamond reflexes.

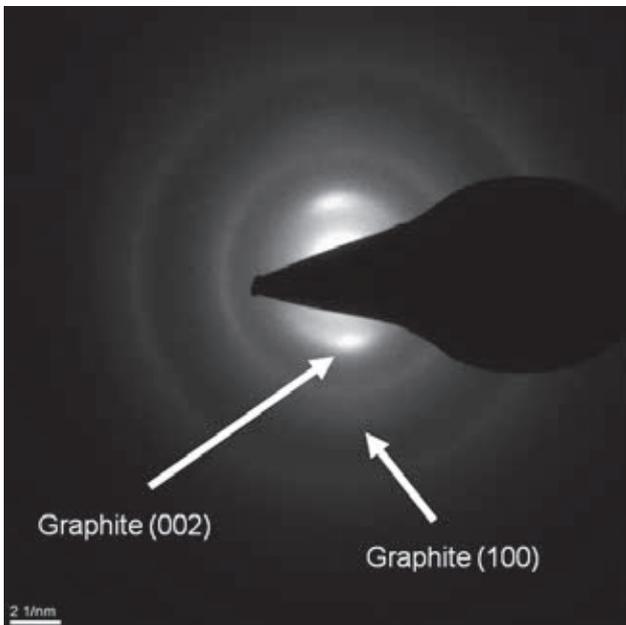


Fig. 5: Electron Diffraction Pattern

This due to the fact that in the initial stage of film growth graphite instead of diamond was formed. While depositing the resulting structure changed from graphite into diamond. This can clearly be seen in the high resolution TEM image (Fig.6) . The dark field image, taken with the (002) reflex shows a graphite layer with a thickness of 50 nm to 70 nm that was formed directly on the substrate dur-

ing the film deposition. This graphite layer is then changing into diamond which indicates that there was a not sufficient amount of molecular oxygen during the initial stage of film growth. So an oxygen pressure of 7×10^{-3} mbar is too low to force homogeneous diamond growth.

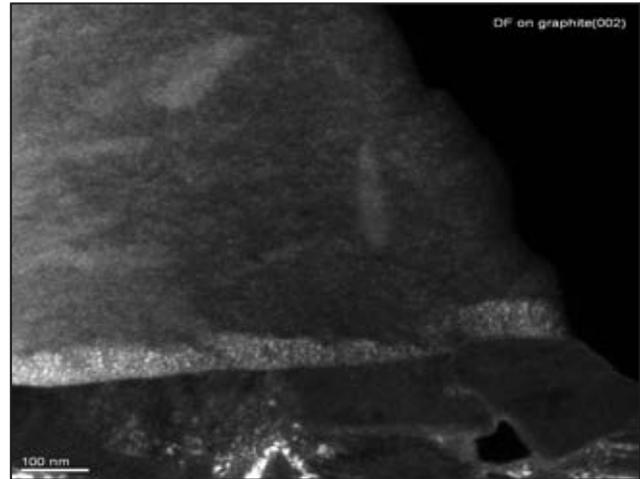


Fig. 6: Dark Field HRTEM of Graphite (002)

4. Conclusion

Ultrananocrystalline Diamond layers (ballas- type) with a smooth surface were deposited successfully on plane Co- cemented tungsten carbide substrates using pulsed laser deposition at elevated substrate temperatures and in oxygen background gas. The Diamond deposition worked at substrate temperatures of 400 °C or higher and with an oxygen background gas pressure of 3×10^{-2} mbar. Electron Diffraction showed that the layers exclusively consist of Diamond and amorphous Carbon with no shares of Graphite. Because of the extreme small grain seize, the layers have a comparatively low hardness. In the next step we will investigate the influence of different parameters (especially the substrate temperature and the laser pulse fluence on the grain seize and hardness.

5. Acknowledgements

We thank the saxonian Ministry of Science and Art, the Free State of Saxony and the Bundesministerium für Bildung und Forschung for financial support under the projects "LAMIS" (laser pulse deposition of layers and microstructuring of solid materials; Project number :80937862)and SCHINASUMA (Schichtstapel und Nanokomposite aus super-harten Materialien; Project number:17N1911).

6. References

- [1] T. Hara et. al. : "Nanocrystalline diamond film prepared by pulsed Laser deposition in a hydrogen atmosphere"; *Diamond and related Materials* 13 (2004); 279-283
- [2] T. Hara et. al. : "Ultrananocrystalline Diamond prepared by pulsed laser deposition" ;*Diamond and related Materials* 15 (2006); 649-653
- [3] C. Popov et. al. : "Influence of the substrate nature on the properties of nanocrystalline diamond films"; *Diamond and related Materials* 16 (2007); 740-743
- [4] J. Stiegler et. al. : "An investigation of structural defects in diamond films grown at low substrate temperatures"; *Diamond and related Materials* 8 (1999); Page 651-656
- [5] N. Woehrl, V. Buck: „Influence of hydrogen on the residual stress in nanocrystalline diamond films“; *Diamond and Related Materials* 16 (2007); 748–752
- [6] Yoshitake et al: "The influence of the repetition rate of laser pulses on the growth of diamond thin films by pulsed laser ablation of graphite";*Diamond and Related Materials* 12 (2003);306-309
- [7] Yoshitake et al: "Consideration of diamond film growth on various orientation substrates of diamond in oxygen and hydrogen atmospheres by reactive pulsed laser deposition";*Applied Surface Science* 197-198 (2002);352-356

LASERMIKROSTRUKTURIERUNG AUSGEWÄHLTER MATERIALIEN MITTELS SEHR KURZER LASERPULSE <35 FS IM VERGLEICH ZU KONVENTIONELLER ULTRA-KURZPULSLASER- MIKROSTRUKTURIERUNG

Hagen Grüttner, Steffen Weißmantel
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Es werden Untersuchungen bezüglich des allgemeinen Abtragsverhaltens relevanter Vertreter unterschiedlicher Materialgruppen (Metalle, "wide-bandgab"- Materialien und Polymere) vorgestellt. Die durchgeführten Untersuchungen fokussieren auf mögliche Vor- und Nachteile der Verwendung sehr kurzer Laserpulse < 35 fs im Vergleich zu konventioneller UKP- Laserstrahlablation mit Pulsdauern > 100 fs. Die Laserpulse < 35 fs wurden durch eine Erweiterung einer konventionellen Femtosekundenlaserquelle (Clark- MXR- CPA- 2010; $\tau_p = 150$ fs) mit einem System, bestehend aus einer argongasgefüllten Hollowcorefaser zur spektralen Verbreiterung des Eingangslaserpulses und eines reflektiven Gittersystems zur zeitlichen Kompression des spektral verbreiterten Pulses, erweitert. Das grundsätzliche Abtragsverhalten der gewählten Materialien (Wolframkarbid Hartmetall, Stahl (Thyrodur 2990), Quarzglas (Corning HPFS 7980) und PMMA) wurde für zwei unterschiedliche Pulsdauern $\tau_p = 150$ fs und $\tau_p = 35$ fs untersucht und vergleichend gegenübergestellt.

1. Einleitung

Die Femtosekunden- Technologie ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) ist bereits auf dem Wege die Grundlagenforschung zu verlassen und Einzug in die technische Anwendung zu halten. Der Grund für das Interesse am Einsatz von Ultrakurzpulslasern liegt in den Vorteilen dieser Laser im Vergleich zu Lasern, welche mit größeren Pulsdauern arbeiten. Die Bearbeitung mit fs-Laserpulsen, welche sich momentan hauptsächlich auf den Bereich der Mikrostrukturierung und Oberflächenmodifizierung beschränkt, bietet nur für Ultrakurzpulslaser typische Eigenschaften aus denen sich einige Vorteile ergeben. Es ist zum Beispiel möglich Materialien zu bearbeiten, welche für die Wellenlänge des Laserstrahls im Normalfall transparent sind. Dies wird durch nichtlineare Effekte möglich, welche bei der Wechselwirkung von Festkörpern mit ultrakurzen Laserpulsen auftreten. Ein weiterer großer Vorteil ist, dass während der Bearbeitung nahezu kein Wärmeeintrag in das Material stattfindet und die gesamte Photonenenergie fast ausschließlich in dem zu bearbeitenden Volumen deponiert und ausgenutzt wird. Dies ermöglicht eine hoch präzise Bearbeitung von Material, das sehr stark wärmeleitend ist, ohne eine breite wärmebeeinflusste Zone zu erzeugen. Auch die Bearbeitung von Legierungen ist möglich ohne durch Wärmeeintrag Gefügeveränderungen zu verursachen.

Ein weiterer Vorteil ist das für die Femtosekundenlaserablation typische, kleine Abtragsvolumen, wodurch mit hoher Selektivität gearbeitet werden kann. Somit stellt der Femtosekundenlaser ein sehr gutes Werkzeug für die Erzeugung Mikroskaliger Strukturen dar.

Anwendungsgebiete für den Femtosekundenlaser sind neben der Mikromaterialbearbeitung auch mess- und medizintechnische Applikationen. Noch vor wenigen Jahren ließen es in erster Linie komplexe, unzuverlässige und kostenintensive Systeme nicht zu, Femtosekundenlaser in eine industrielle und praxisnahe Umgebung zu integrieren. Hier

konnten in jüngster Zeit jedoch deutliche Fortschritte erzielt werden, so dass mittlerweile weitaus kompaktere und einfacher zu bedienende Femtosekundenlaser kommerziell angeboten und industriell eingesetzt werden. Dennoch erfordert eine breite Applikation dieser Technologie in den Bereichen Industrie und Medizin weitere Entwicklungsschritte [1]. Dies gilt insbesondere für Femtosekundenlaser, welche Pulse mit einer Pulsdauer < 100 fs emittieren. Bei Lasern mit diesen Pulsdauern handelt es sich momentan ausschließlich um Forschungslaser. Auf diesem Gebiet sind noch weitreichende Grundlagenuntersuchungen durchzuführen um etwaige Vor- bzw. Nachteile dieser sehr kurzen Pulsdauern im Vergleich zu konventionellen Femtosekundenlasern herauszustellen.

2. Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

Für die Erzeugung der Femtosekundenlaserpulse mit einer Pulsdauer von ~ 35 fs wurde eine kommerzielle Femtosekundenlaserquelle der Firma Clark Inc. um einen Aufbau, bestehend aus einer mit Argongas gefüllten Hollowcorefaser und einem Pulskompressor, erweitert. Die Spezifikationen der verwendeten, kommerziellen Laserquelle sind in Bild 1 angegeben.

Parameter	Wert
Wellenlänge λ	775 nm
Pulswiederholfrequenz f_p	1 kHz
max. Pulsenergie Q	1 mJ
Pulsdauer τ_H	150 fs

Bild 1: Spezifikationen der verwendeten Laserquelle

Zur Verkürzung der Pulsdauer auf 35 fs wird der Eingangslaserpuls (150 fs) zunächst in die argongasgefüllte Hollowcorefaser geleitet. Bei der Interaktion des Eingangslaserstrahlpulses mit dem Edelgas kommt es durch Selbstphasenmodulation

zu einer erheblichen spektralen Verbreiterung [1]. Diese macht es schlussendlich möglich, mittels "gechirpter" Spiegel den breitbandigen Puls zeitlich zu komprimieren. Bild 2 zeigt die prinzipielle Anordnung des Zusatzsystems.

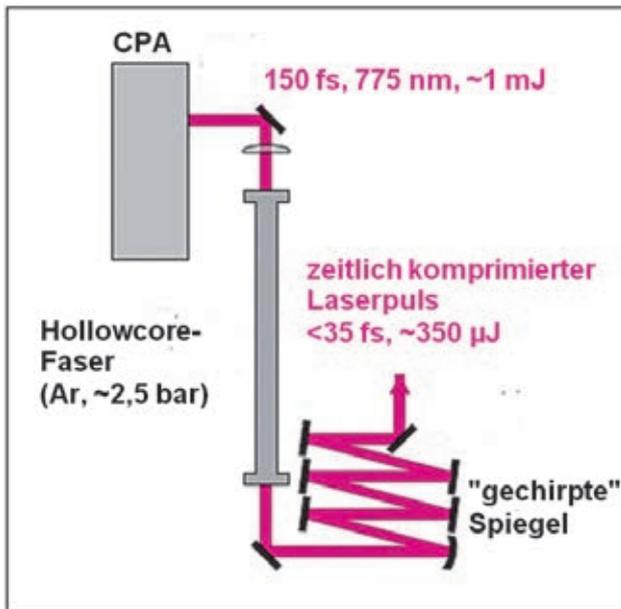


Bild 2: Prinzipielle Anordnung des Zusatzsystems

Die spektrale Verbreiterung als maßgebliche Einflussgröße auf die resultierende Pulsdauer ist hierbei abhängig von der Intensität des Eingangspulses sowie der Gasart (Edelgas) und dem Gasdruck. Sowohl die Intensität, als auch der Gasdruck sollten möglichst hoch sein um eine große spektrale Verbreiterung zu erreichen. Bezüglich der Gasart hat sich Argon als günstiges Medium erwiesen. Der Maximaldruck ist bedingt durch den Aufbau des Rezipienten in welchem sich die Faser befindet auf 2,5 bar limitiert. Unter optimalen Bedingungen konnte der Eingangslaserpuls mit einer Zentralwellenlänge von 775 nm +/- 7 nm auf 775 nm +/- 40 nm verbreitert werden.

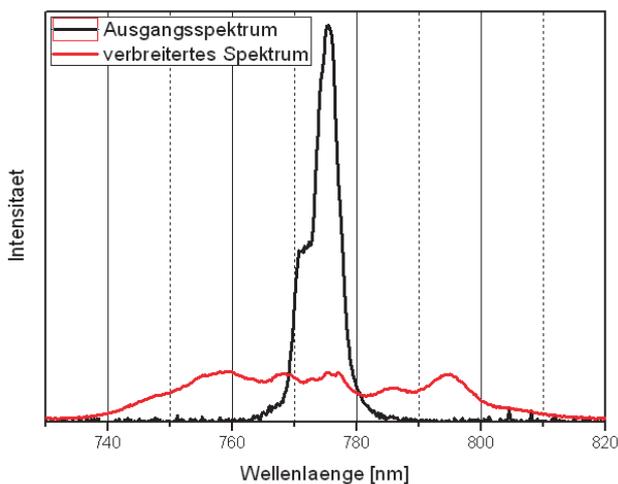


Bild 3: Vergleich der Laserstrahlspektren

Bild 3 zeigt an an einem Beispiel das Spektrum des Eingangslaserpulses im Vergleich zum Spektrum nach dem Passieren der Faser.

Anhand der spektralen Verbreiterung wurde mittels Fouriertransformation die ideal erreichbare Pulsdauer berechnet und mit einem vom Hersteller (Firma Femtolasers Produktions GmbH) angegebenen Korrekturfaktor versehen. Je nach erzeugtem Spektrum ergab sich hierbei eine Pulsdauer zwischen 30 fs und 35 fs. Das allgemeine Abtragsverhalten bei einer Pulsdauer von 35 fs im Vergleich zu einer Pulsdauer von 150 fs wurde an Wolframcarbid Hartmetall, Stahl (Thyrodur 2990), Quarzglas (Corning HPFS 7980) und PMMA durchgeführt. Dabei wurden mit steigender Laserpulsfluenz quadratische Abträge mit jeweils 4 Überfahrten generiert, wobei der Startpunkt der Strukturierung jeweils von Schicht zu Schicht um 90° gedreht wurde um einen möglichst gleichmäßigen Abtrag zu erreichen (siehe Bild 4).

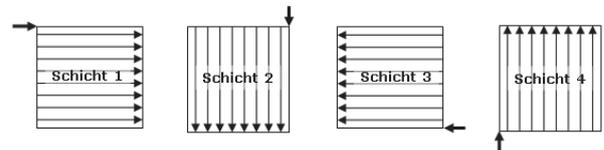


Bild 4: Prinzipielle Darstellung des Schichtabtrags zur Erzeugung der Teststrukturen

Da sich die Fokusradien des Ausgangslaserstrahls (150 fs) bzw. des Laserstrahls nach dem Durchgang durch die Faser (35 fs) nach der Fokussieroptik ($f=100\text{ mm}$) unterschieden, wurde zur besseren Vergleichbarkeit der prozentuale Pulsüberlapp während der Strukturierung konstant gehalten.

3. Ergebnisse:

Untersuchungen an Wolframcarbid:

Bild 5 zeigt die anhand der vermessenen Teststrukturen berechnete Abtragtiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Laserpulsfluenz für die Abtragsuntersuchungen bei 150 fs bzw. 35 fs. Deutlich zu erkennen sind die für Femtosekundenlaserablation von Metallen typischen Ablationsregime, welche in [1,3] anhand des Zweitemperaturen-Modells näher erläutert sind. Der Regimewechsel findet bei beiden verwendeten Pulsdauern im Laserpulsfluenzbereich zwischen 5 J/cm² und 7 J/cm² statt. Die anhand der Anpassungsfunktionen berechneten Ablationsschwellfluenzen liegen bei 0,36 J/cm² (35 fs) und 0,37 J/cm² (150 fs). Somit verhält sich das Material bzgl. der Abtragsschwellfluenz und des Ablationsregimewechsels für beide verwendeten Pulsdauern annähernd gleich. Ein deutlich erkennbarer Unterschied ist bei Bearbeitungseffizienz zu verzeichnen. So ist bei konstanter Laserpulsfluenz für beide verwendeten Pulsdauern festzustellen, dass trotz der um den Faktor 4 größeren Intensität der 35 fs- Pulse ein geringerer Abtrag erreicht wird. Eine

mögliche Erklärung hierfür wäre, dass die eingekoppelte Energie aufgrund der hohen Intensität in einem kleineren Probenvolumen absorbiert wird, was zu einem geringeren Abtrag pro Puls führt.

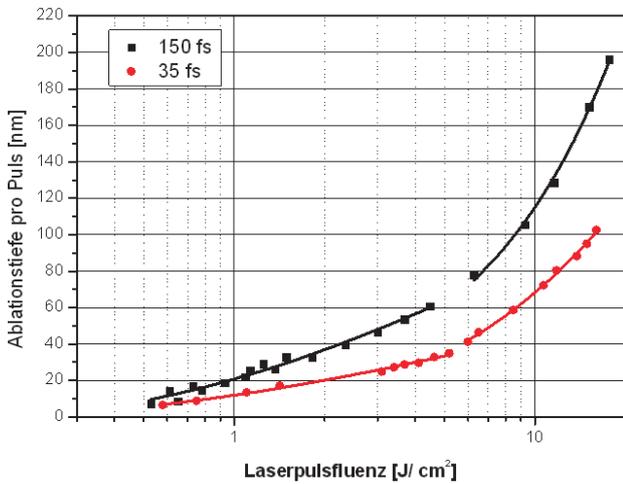


Bild 5: Abtragstiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Laserpulsfluenz für die Untersuchungen an Wolframcarbid Hartmetal

Untersuchungen an Stahl: Thyrodur 2990:

Bild 6 zeigt die Untersuchungsergebnisse an Stahl. Auch hier sind die typischen Ablationsregime zu erkennen, deren Wechsel bei beiden untersuchten Pulsdauern zwischen 5 und 7 J/cm^2 stattfindet.

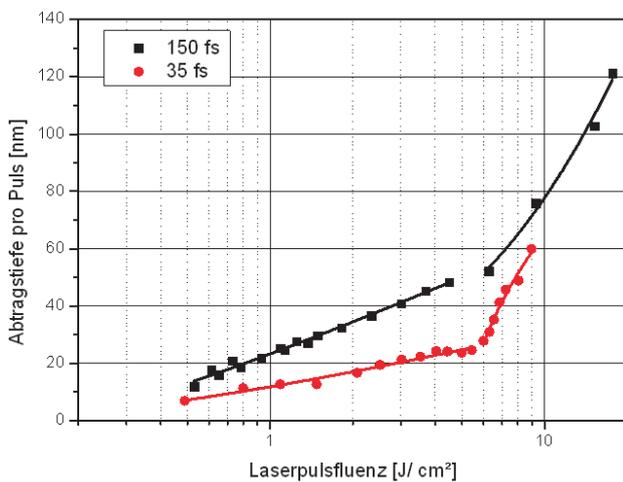


Bild 6: Abtragstiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Laserpulsfluenz für die Untersuchungen an Stahl.

Die ermittelten Ablationsschwellen liegen bei $0,23 J/cm^2$ bei Verwendung von 150 fs- Pulsen bzw. $0,21 J/cm^2$ unter Verwendung von 35 fs- Pulsen. Die Abtragseffizienz bei 35 fs- Pulsen liegt im Bereich niedriger Fluenzen ($< 7 J/cm^2$) deutlich unter jener, welche mit 150 fs- Pulsen erreicht wird. Im 2. Ablationsregime konnte eine Annäherung festgestellt werden. Hierbei lässt sich vermuten,

dass beide Pulsdauern im höheren Fluenzbereich ähnlich tiefe Abträge erzielen.

Untersuchungen an Quarzglas:

Im Gegensatz zu den Untersuchungen an Metallen zeigt sich hier ein erheblicher Unterschied bezüglich der ermittelten Abtragsschwelfluenz für die verwendeten Pulsdauern. Da bei "wide-bandgap"-Materialien und deren Bearbeitung mit Ultrakurzpulslasern deren Photonenenergie unterhalb des Wertes der Energiebandlücke liegen zunächst freie Elektronen generiert werden müssen um die Laserenergie effizient in den Festkörper einkoppeln zu können, spielt hier die Intensität der Laserstarhlung eine wichtige Rolle. Die bei hohen Intensitäten auftretenden nichtlinearen Effekte wie bspw. die Mehrphotonenabsorption finden bei Strahlung höherer Intensität mit einer größeren Wahrscheinlichkeit statt. Dies zeigt sich sehr deutlich an den Untersuchungsergebnissen. So liegt die Schwelfluenz unter Verwendung von 35 fs- Pulsen deutlich unter der Ablationsschwelfluenz bei Verwendung von 150 fs- Pulsen. Die Werte der ermittelten Schwelfluenzen liegen bei $2,16 J/cm^2$ bzw. $2,99 J/cm^2$. Die höhere Intensität der 35 fs- Pulse führt hier also schon bei wesentlich geringerer Laserpulsfluenz, aufgrund der höheren Intensität, zu einer effektiven Energieeinkopplung und damit zu einem Abtrag.

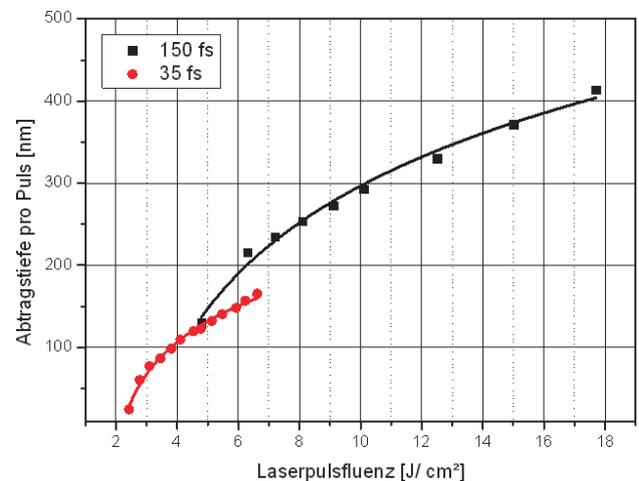


Bild 7: Abtragstiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Laserpulsfluenz für die Untersuchungen an Quarzglas

Wie bereits bei den Metallen beobachtet werden konnte, ist der Abtrag unter Verwendung von 150 fs- Pulsen trotz der um den Faktor 4 geringeren Intensität vergleichsweise effizienter.

Untersuchungen an PMMA:

Bild 8 stellt die Ergebnisse der Abtragsuntersuchungen an PMMA dar. Die berechneten Ablationsschwellen liegen bei $1,46 J/cm^2$ (150 fs) und $0,9 J/cm^2$ (35 fs). Für die Untersuchung wurde ein prozentualer Pulsüberlapp

von 70 % gewählt. Bei den bereits vorgestellten Untersuchungen zeigte sich, dass der prozentuale Pulsüberlapp durch die für die Versuchsauswertung berechnete Abtragtiefe pro Puls in weiten Bereichen keinen Einfluss auf das Untersuchungsergebnis hat. Bei PMMA ergab sich jedoch ein gänzlich anderes Verhalten. So wurden die Abtragsuntersuchungen auch bei größerem Überlapp durchgeführt und zeigen hinsichtlich der Abtrageffizienz deutliche Unterschiede zwischen den bei unterschiedlichen Pulsdauern erzeugten Teststrukturen. Bild 8 zeigt die Ergebnisse für einen Pulsüberlapp von 80 %. Im Gegensatz zu den Untersuchungen mit geringerem Pulsüberlapp ist hier die Abtrageffizienz der 35 fs- Pulse über den gesamten Fluensbereich deutlich höher als dies bei 150 fs der Fall ist. Hier scheint die Anzahl der Pulse pro Fleck und Zeiteinheit eine wesentliche Einflussgröße im Ablationsprozess darzustellen.

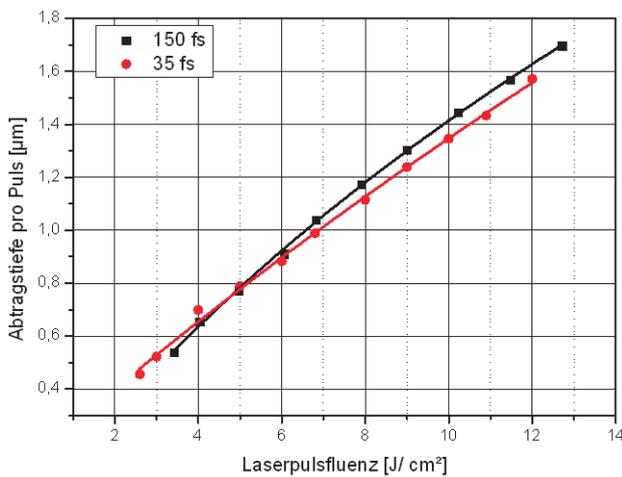


Bild 8: Abtragtiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Laserpulsfluenz für die Untersuchungen an PMMA bei 70 % Pulsüberlapp

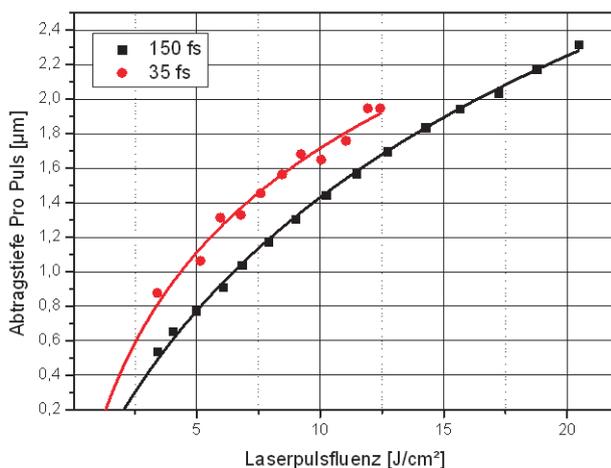


Bild 9: Abtragtiefe pro Puls in Abhängigkeit von der Laserpulsfluenz für die Untersuchungen an PMMA bei 80 % Pulsüberlapp

4. Zusammenfassung

Es wurden an Vertretern unterschiedlicher Materialgruppen Abtragsuntersuchungen unter Verwendung von Femtosekundenlaserstrahlung mit einer Pulsdauer von 150 fs bzw. 35 fs durchgeführt und die Ergebnisse untereinander verglichen. Für die untersuchten Metalle lässt sich aussagen, dass sich beide verwendeten Pulsdauern bzgl. der Ablationsschwelldauer nur marginal unterscheiden. Ein deutlicher Unterschied zeigte sich bei der Abtrageffizienz, welche bei der Verwendung von 150 fs- Pulsen bei gleicher Laserpulsfluenz deutlich höher ist als bei 35 fs. Warum sich dieses Verhalten trotz der deutlich höheren Intensität der 35 fs- Laserstrahlung (Faktor 4) zeigt, muss noch weiterführend untersucht werden. Ein deutlicher Unterschied bei der Verwendung genannter Pulsdauern ist bei der Bearbeitung von "wide-bandgap"- Materialien zu erkennen. Da für das Deponieren der Energie der Laserpulse freie Elektronen eine wesentliche Rolle spielen und diese bei jenen Materialien durch nichtlineare Effekte erst geriert werden müssen, wirkt sich die hohe Intensität der 35 fs- Pulse im Vergleich signifikant auf die Ablationsschwellen aus. Hier konnte bei den untersuchten Proben eine wesentlich geringere Schwellfluenz ermittelt werden. Vergleicht man die Abtrageffizienzen, so lässt sich feststellen, dass diese bei Quarzglas unter Verwendung von 150 fs- Laserpulsen über den gesamten untersuchten Fluenzbereich größer ist. Bei den Untersuchungen an PMMA konnte hinsichtlich der Effizienz beobachtet werden, dass diese im Gegensatz zu den anderen untersuchten Materialien nicht nur von der verwendeten Pulsdauer sondern auch vom prozentualen Pulsüberlapp bzw. der Anzahl der Pulse pro Fleck und Zeiteinheit abhängig ist.

5. Quellen

- [1] Hagen Grüttner, Diplomarbeit: "Femtosekundenlaser – Mikrobearbeitung von Metallen", Hochschule Mittweida, 2009
- [2] Jürgen Eichler, Hans Joachim Eichler. Eichler, Eichler - Laser. 7. Auflage. s.l.: Springer, S. 487 (2010).
- [3] J.S. Horwitz, H.-U. Krebs, K. Murakami: „Laser ablation-proceeding of the 5th international conference“, 1999 , S.7+8

UNTERSUCHUNGEN ZUR LASERMIKROSTRUKTURIERUNG UNTER NUTZUNG UNKONVENTIONELLER STRAHLFORMUNG

Isabel Berthold, Markus Olbrich, Robby Ebert, Horst Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Neuartige Strahlformungsmethoden rücken bei der Lasermikrostrukturierung immer mehr in den Fokus. Wir haben uns mit der Erzeugung und Nutzung von Bessel-ähnlichen Strahlen sowie von Interferenzeffekten beschäftigt. Die Bessel-ähnlichen Strahlen wurden mit einem Axikon erzeugt. Für die Realisierung der Interferenzstrukturierung wurden DOE genutzt. Es werden optische Simulationen, Messergebnisse zur Strahlverteilung sowie erste Bearbeitungsergebnisse gezeigt.

1 Einleitung

Strahlformung kann genutzt werden, um verfahrensangepasste Intensitätsverteilungen zu erzeugen. Im vorliegenden Fall wurden Untersuchungen zu dem über einen großen Bereich nahezu ausbreitungs-invarianten Linsenfokus mittels Axikon durchgeführt. Dabei entsteht über einen makroskopischen Bereich in axialer Richtung eine konstante besselfunktions-ähnliche Intensitätsverteilung in lateraler Richtung. Die damit durchführbaren Verfahren sind unempfindlich gegenüber Höhenabweichungen. Weitere Untersuchungen fanden zur Erzeugung von Interferenzmustern mittels DOE und deren Nutzungsmöglichkeiten für die Materialbearbeitung statt. Hierfür wurde ein Double-Spot-DOE genutzt, das als Strahlteiler eingesetzt wurde. Mithilfe einer Sammellinse wurden die beiden Strahlen überlagert. Im Bereich der Überlagerung entstand ein Interferenzbild. Durch eine nachfolgende Abbildung konnten die Leistungsspitzen des Interferenzbildes schließlich zur Strukturierung mittels periodischer Muster genutzt werden. Das Double-Spot-DOE ist für eine Wellenlänge von 1.064 nm ausgelegt und weist für diese Wellenlänge eine Beugungseffizienz von 79% auf (Beugung in die 1. Ordnung). Periodische Strukturen können auf diese Art effektiv erzeugt werden.

2 Charakterisierung der Strahlverteilungen

2.1. Bessel-ähnliche Strahlung

Mithilfe wellenoptischer Berechnung der Strahlpropagation wurde das Strahlprofil nach dem Axikon berechnet. Aus der ermittelten Intensitätsverteilung wurde zunächst das Verhältnis zwischen dem Integral über dem zentralen Leistungsmaximum und dem Integral über die gesamte Intensitätsverteilung bestimmt. Das Verhältnis betrug 58,3% und entsprach somit dem Leistungsanteil im zentralen Maximum.

Zur näherungsweisen Ermittlung der Spitzenintensität des Bessel-Profiles wurde der Radius des zentralen Leistungsmaximums an der Stelle bestimmt, an der die Intensität gleich der Spitzenintensität des ersten Rings war. Er betrug 17 μm . Das zentrale Leistungsmaximum des Bessel-Profiles konnte durch ein Gauß-Profil mit gleichem Leistungseinschluss und gleichem Strahlradius von $w_{86} = 17 \mu\text{m}$ angenähert werden (**Abb. 1**). Über

diese Näherung konnte die Spitzenintensität des Bessel-Profiles ermittelt werden.

Zur Überprüfung der berechneten Werte wurde ein Axikon mit einem Spitzenwinkel von 176° in eine Laseranlage mit einem Nd:YAG-Laser integriert (Tab. 1).

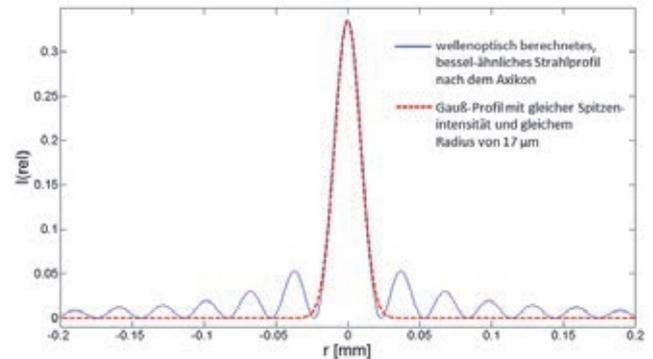


Abb. 1: wellenoptisch berechnetes, Bessel-ähnliches Strahlprofil nach dem Axikon, verglichen mit einem Gaußprofil gleicher Spitzenintensität und einem Radius von 17 μm (86% Leistungseinschluss).

Tab. 1: Laserstrahlparameter Nd:YAG-Laser

Wellenlänge	1.064 nm
Betriebsart	cw oder gütegeschaltet
f_p / τ_H	1 kHz / 60 ns - 13 kHz / 200 ns
$P_{av, \max}$	730 mW (bei $f_p = 1 \text{ kHz}$)
$P_{cw, \max}$	2 W

Die Strahlmessung erfolgte mit einem MicroSpot-Monitor® der Firma Primes im kontinuierlichen Laserbetrieb, um eine Zerstörung des CCD-Chips durch zu hohe Intensitäten zu vermeiden. Abb. 2 zeigt das Ergebnis der Strahlanalyse. Der Radius der Leistungsspitze im Strahlzentrum betrug 17 μm . Dieser wurde ebenfalls an der Stelle bestimmt, an der die Intensität gleich der Spitzenintensität des ersten Rings war. Die rechnerische und messtechnische Bestimmung des Strahlradius stimmten demzufolge sehr gut überein. Die Messung der Kaustik zeigte über den maximalen z-Messbereich des Messgerätes von 35 mm einen gleichbleibenden Strahlradius (Abb. 2 unten rechts). Der dargestellte Strahlradius wurde nach der 2. Momentmethode berechnet und beinhaltet demzufolge auch die

Leistungsanteile in den umgebenden Ringen. Er war deshalb größer als der oben angegebene Radius der Leistungsspitze im Zentrum.

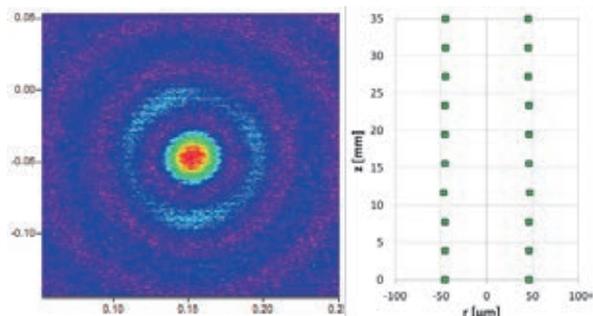
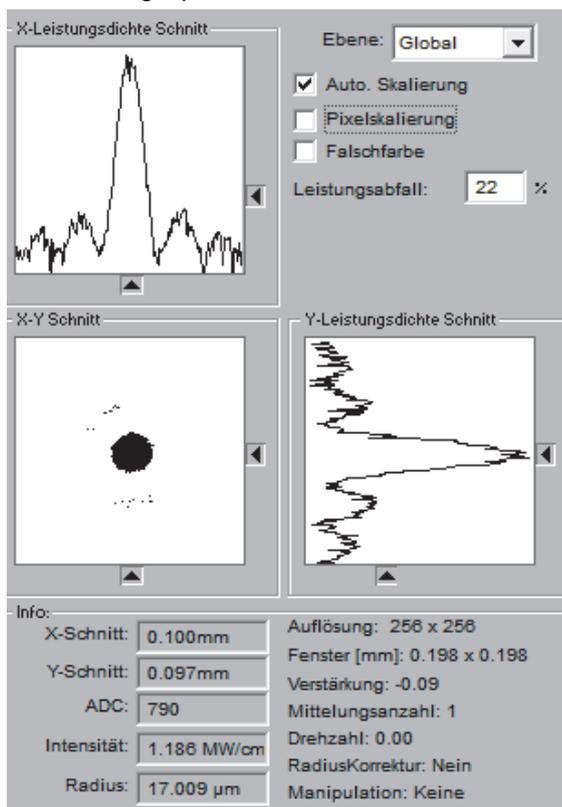


Abb. 2: Strahlanalyse des Bessel-ähnlichen Laserstrahls (in einem Abstand von 5 cm zum Axikon). Oben: x- und y-Schnitt des Strahlprofils, Radiusbestimmung. Links unten: Strahlprofil. Rechts unten: Strahlkaustik.

2.2 Interferenz mittels DOE-Strahlteiler

Das Interferenzmuster sollte mithilfe eines 4f-Aufbaus erzeugt werden. Durch diesen Aufbau wird die DOE-Ebene und damit das Interferenzmuster mit einem Abbildungsmaßstab von f_2/f_1 in der Bildebene B abgebildet.

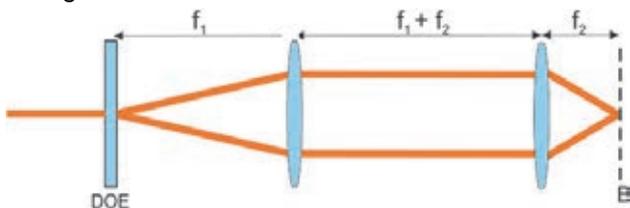


Abb. 3: 4f-Aufbau zur Interferenzstrukturierung
Da auch mit fs-Laserstrahlung gearbeitet werden sollte, wurden für diesen Aufbau 2 Quarzglaslinsen

mit den Brennweiten 200 mm und 60 mm eingesetzt. Der Abbildungsmaßstab betrug entsprechend 0,3. Eine Berechnung des resultierenden Interferenzmusters erfolgte über

$$E = \sum_i E_i$$

wobei

$$E_i = E_0 \cdot e^{-i \cdot k \cdot \sin \alpha_i (x \cdot \cos \beta_i - y \cdot \sin \beta_i)} \cdot e^{-\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{w_{\sigma,0}}\right)^2}$$

mit $k = 2\pi/\lambda$. Für die Winkel der 0. Ordnung gilt

$$\alpha_0 = \beta_0 = 0.$$

Für die beiden Strahlen 1. Ordnung berechnete sich α aus dem Separationswinkel des DOEs ($\gamma = 2,53^\circ$) sowie den beiden Brennweiten wie folgt:

$$\alpha_{1,2} = \tan^{-1}\left(\frac{\tan \frac{\gamma}{2} f_1}{f_2}\right).$$

Weiterhin gilt

$$\beta_1 = 0 \text{ und } \beta_2 = 180^\circ.$$

Die Intensitätsverteilung im Interferenzmuster konnte schließlich durch

$$I = \frac{|E|^2}{z_w}$$

berechnet werden. Für den Strahl 0. Ordnung wurde eine relative Amplitude von $E_{00} = \sqrt{0,1}$ und für die beiden Strahlen 1. Ordnung ebenfalls eine relative Amplitude von $E_{01} = \sqrt{0,4}$ angenommen. Abb. 4 zeigt die berechneten Interferenzbilder für Zweistrahl- und Dreistrahlinterferenz ohne Berücksichtigung der gaußförmigen Intensitätsverteilung. Die Berechnung ohne den Strahl 0. Ordnung, d. h. für den Fall, dass der Strahl 0. Ordnung ausgeblendet wird, ergab ein Interferenzmuster mit einer Periode von 7 μm (Abb. 4 links). Mit dem Strahl 0. Ordnung wurde ein Interferenzmuster mit abwechselnd höheren und niedrigeren Maxima ermittelt (Abb. 4 rechts). Die Periode zwischen den Hauptmaxima betrug dabei 14 μm , der Abstand zwischen Haupt- und Nebenmaxima 7 μm . Außerdem wies das Interferenzmuster mit dem Strahl 0. Ordnung höhere Intensitätsspitzen auf.

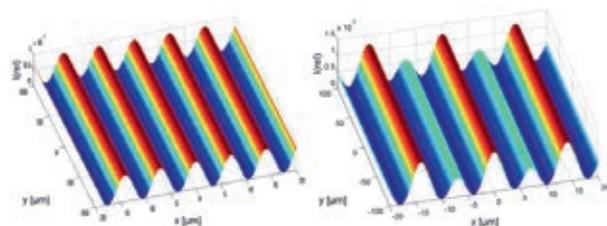


Abb. 4: Berechnete Interferenzmuster ohne Berücksichtigung der gaußförmigen Intensitätsverteilung. links: für Zweistrahlinterferenz (Strahl 0. Ordnung ausgeblendet), Periode 7 μm . rechts: Dreistrahlinterferenz (mit dem Strahl 0. Ordnung), Periode zwischen den Hauptmaxima 14 μm .

Abb. 5 zeigt das gesamte simulierte Interferenzbild für Dreistrahlinterferenz und Berücksichtigung der gaußförmigen Intensitätsverteilung. Hierfür wurde ein Rohstrahlradius von 1,5 mm bei einem Abbildungsmaßstab von 0,3 angenommen.

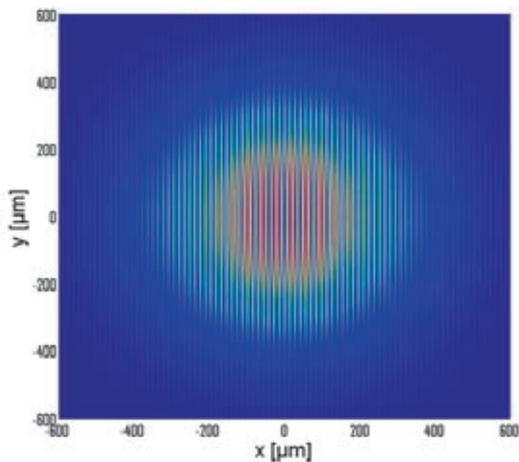


Abb. 5: Berechnetes Interferenzbild mit Berücksichtigung der 0. Ordnung und der gaußförmigen Intensitätsverteilung der Einzelstrahlen (angenommener Rohstrahlradius 1,5 mm und Abbildungsmaßstab 0,3).

3 Ergebnisse und Diskussion

3.1 Bessel-ähnliche Strahlung

Mit Nd:YAG-Laserstrahlung (Tab. 1) wurden erste Untersuchungen zur Strukturierung mittels Axikon-Strahlformung auf einer 100 nm dicken Chromschicht auf Glassubstrat durchgeführt. Dafür wurde eine Pulsdauer von 60 ns eingesetzt. Abb. 6 zeigt den Durchmesser der Ablationsstrukturen in Abhängigkeit von der Spitzenintensität. (minimaler Abtragdurchmesser 17 µm).

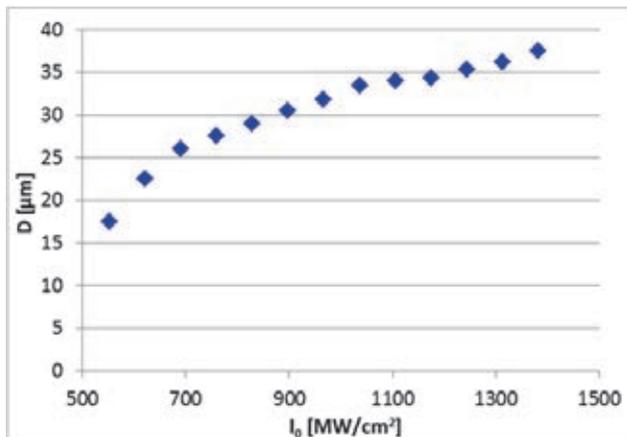


Abb. 6: Durchmesser der Ablationsstrukturen in Abhängigkeit von der Spitzenintensität, Pulsdauer 60 ns.

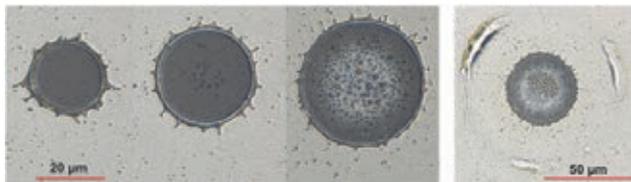


Abb. 7: Bilder von Einzelpulsabträgen mit Bessel-ähnlichem Strahlprofil und verschiedenen Spitzenintensitäten (von links nach rechts: 0,55, 0,69, 1,11, 1,38 GW/cm²), 100 nm dicke Chromschicht auf Glassubstrat.

Abb. 7 zeigt die Ablationsstrukturen der Einzelpulsabträge mit verschiedenen Spitzenintensitäten.

Die Ablationsstrukturen wiesen eine kreisrunde Form mit Schmelzrand auf. Ab einer Spitzenintensität von 1,38 GW/cm² wurde auch im 1. Ring des Strahlprofils die Schmelzschwellintensität überschritten.

3.2.1 Interferenzstrukturierung mit ns-Laserstrahlung

Die Untersuchungen zur Interferenzstrukturierung mittels diffraktiver Strahlteilung wurden zunächst mithilfe des Nd:YAG-Lasers durchgeführt (Tab. 1). Bei einer Pulswiederholrfrequenz von 1 kHz und einer Pulsdauer von 60 ns stand dabei eine maximale Pulsenergie von 730 µJ zur Verfügung. Durch den notwendigen langen Strahlengang und die Divergenz des Laserstrahls lag am DOE-Strahlteiler ein großer Rohstrahlradius von etwa 10 mm vor. Bei einem Abbildungsmaßstab von 0,3 konnte im Zweistrahlinterferenzbild keine ausreichend hohe Intensität für eine Ablation erzielt werden. Um dennoch Untersuchungen zur Interferenzstrukturierung vornehmen zu können, wurde ein Aufbau mit nur einem Linsensystem gewählt. Durch Aneinanderreihung mehrerer Linsen wurde ein optisches System mit kleiner Brennweite erzeugt. Die Aneinanderreihung dreier 2"-Linsen mit den Brennweiten 150, 100 und 60 mm im Abstand a von jeweils 15 mm führt über die Beziehung

$$f = \frac{f_3 \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - a}}{\frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - a} + f_3 - a}$$

zu einer Gesamtbrennweite von ca. 35 mm. Zu beachten war, dass diese Näherung nur für dünne Linsen gilt. Da insbesondere die Linse mit der Brennweite 60 mm nicht mehr als dünne Linse angenähert werden konnte, war dies nur eine Abschätzung.

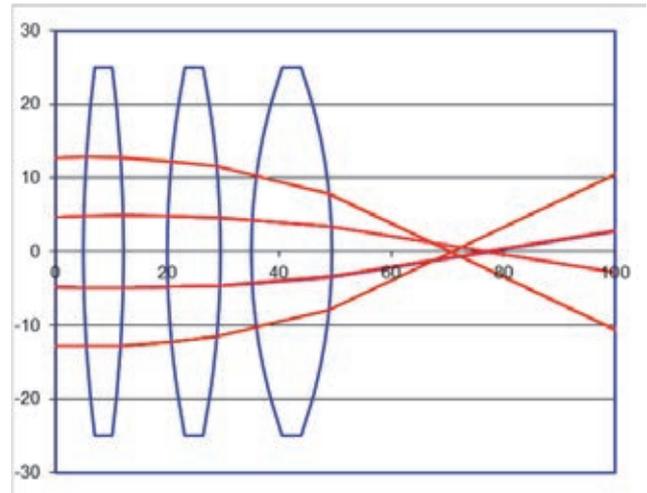


Abb. 8: Strahlenverlauf der zwei Teilstrahlen bei Fokussierung mit Linsensystem

Abb. 8 zeigt die strahlenoptische Berechnung der Fokussierung der beiden Teilstrahlen durch dieses optische System. Jeder Teilstrahl wird außerhalb der optischen Achse fokussiert. Die Überlagerung der Teilstrahlen erfolgt nach den Foki. Der Strahlradius ist im Bereich der Überlagerung somit noch sehr klein, sodass ausreichend hohe Spitzenintensitäten

im Interferenzbild entstehen sollten, um eine Ablation auf einer 100 nm dicken Chromschicht bewirken zu können.

Abb. 9 zeigt das resultierende Ablationsmuster auf einer 100 nm dicken Chromschicht auf Glassubstrat. Da die 0. Ordnung nicht ausgeblendet wurde, ist näherungsweise am Rand des Interferenzmusters eine Abwechslung von höheren und niedrigeren Intensitätsmaxima zu erkennen. Der Abstand zwischen den Hauptmaxima betrug $7,5 \mu\text{m}$. Zwischen Haupt- und Nebenmaxima lag entsprechend ein Abstand von $3,75 \mu\text{m}$ vor. Aufgrund der relativ langen Pulsdauer von 60 ns war in der Struktur eine Schmelzbildung zu erkennen.

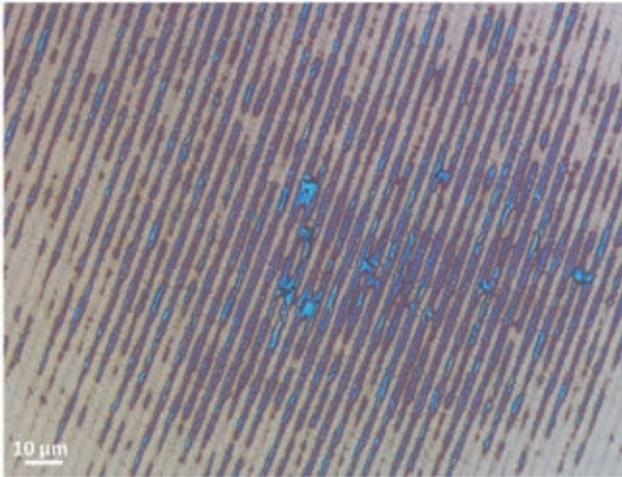


Abb. 9: Interferenzstrukturierung mit ns-Laserstrahlung (Einzelpuls) auf Chromschicht (Dicke 100 nm)

3.2.2. Interferenzstrukturierung mit fs-Laserstrahlung

Um mit dem Abbildungsverhältnis des 4f-Aufbaus ausreichend hohe Intensitäten im Interferenzbild zu erzielen, wurden die Untersuchungen mit einem fs-Lasersystem mit relativ hohen maximalen Pulsenergien fortgesetzt (Tab. 2).

Tab. 2: Spezifikationen fs-Lasersystem

Wellenlänge	1028 nm
Pulsdauer τ_H (sech ²)	220 fs – 10 ps
max. mittlere Leistung $P_{av,max}$	15 W
max. Pulsenergie Q_{max}	0,2 mJ (bis 75 kHz)
M^2	< 1,2

Die Untersuchungen wurden mit einer Pulsfrequenz von 75 kHz und einer Pulsdauer von 220 fs durchgeführt. Eine Leistungsmessung am Ort des DOE ergab bei diesen Parametern eine maximale mittlere Leistung von 13,7 W. Die Leistungsmessung nach dem 4f-Aufbau ergab, dass 80% der zu Verfügung stehenden Leistung in die beiden Strahlen 1. Ordnung sowie in den Strahl 0. Ordnung gebeugt und durch den Aufbau transmittiert wurden. Bei Vernachlässigung der 0. Ordnung interferierten folglich zwei Teilstrahlen mit einer mittleren Leistung von 5,5 W bzw. einer Pulsenergie von $73,2 \mu\text{J}$. Bei einem Rohstrahldurchmesser von 4 mm und einem Abbildungs-

maßstab von 0,3 ergab sich somit eine Spitzenfluenz H_0 von $12,9 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ je Teilstrahl.

Die Spitzenfluenz im Zweistrahlinterferenzbild berechnete sich mit

$$H_{max} = 4 \cdot H_0.$$

Im Interferenzbild ergab sich demzufolge eine Spitzenfluenz von $51,8 \text{ mJ}/\text{cm}^2$. Bei einer Pulsdauer von 220 fs entsprach das einer Spitzenintensität von $207 \cdot 10^9 \text{ W}/\text{cm}^2$.

Die Ermittlung der Ablationsschwelle der dünnen Chromschicht (Dicke 100 nm) auf Glassubstrat mittels der in Tab. 2 spezifizierten fs-Laserstrahlung und einem 50x Mikroskopobjektiv ($f = 4 \text{ mm}$) ergab eine Schwellfluenz von $0,5 \text{ J}/\text{cm}^2$. Abb. 10 zeigt die zugehörige Messkurve, anhand derer die Ablationsschwellfluenz bestimmt wurde.

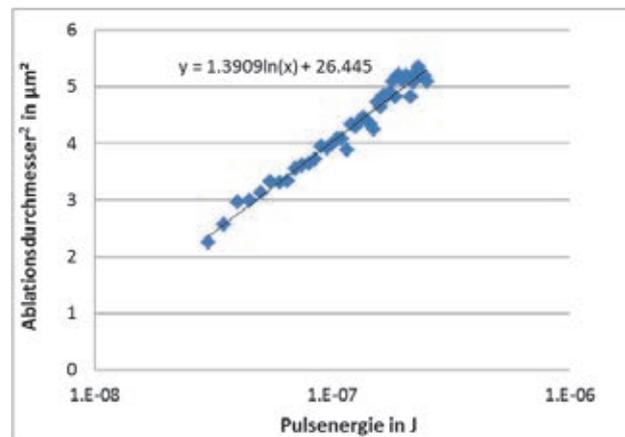


Abb. 10: Diagramm zur Bestimmung der Ablationsschwellfluenz einer 100 nm dicken Chromschicht auf Glassubstrat nach Liu [1]. $\tau_H = 180 \text{ fs}$, $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $f = 4 \text{ mm}$ (50x Mikroskopobjektiv)

Die Spitzenfluenzen im Interferenzbild waren somit nicht ausreichend, um eine Ablation der dünnen Chromschicht auf Glassubstrat zu bewirken, was sich in experimentellen Untersuchungen bestätigte.

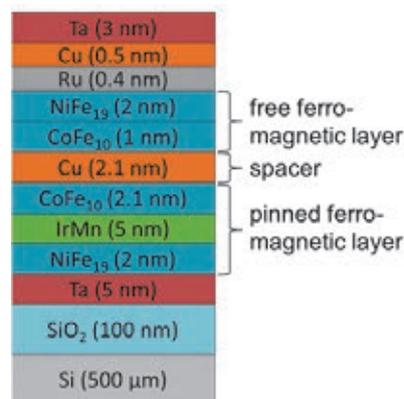


Abb. 11: Nanometerschichtstapel

Die Untersuchungen wurden deshalb an einem Nanometerschichtstapel fortgesetzt, wie er für spintronische Anwendungen zum Einsatz kommt (Abb. 11). Aufgrund der sehr kleinen Schichtdicken weist dieses Schichtsystem eine niedrige Ablationsschwellfluenz auf. Bei Einzelpulsabträgen mit fs-Laserstrahlung der annähernd gleichen Pulslänge von 180 fs wurde eine relativ kleine Ablations-

schwelfluenz von $0,11 \text{ J/cm}^2$ festgestellt [2]. Die vorliegende berechnete maximal mögliche Spitzenfluenz von $0,0518 \text{ J/cm}^2$ im Interferenzbild war demnach immer noch um den Faktor 2 zu klein, um eine Ablation der dünnen Schichten mit einem Puls zu bewirken. Deshalb wurden Untersuchungen mit Mehrfachpulsen durchgeführt. Dabei sinkt erfahrungsgemäß die Ablationsschwelfluenz.

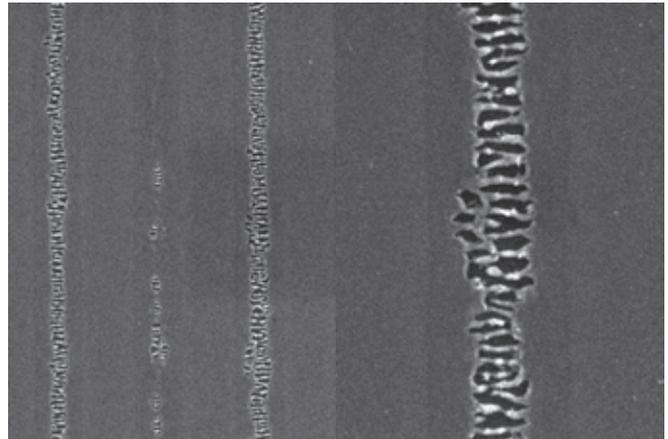
Abb. 12 zeigt lichtmikroskopische Aufnahmen der resultierenden Materialveränderungen auf dem Nanometerschichtstapel durch die Abbildung des Interferenzmusters bei maximal möglicher Pulsenergie und verschiedenen Pulsanzahlen bei einer Pulswiederholfrequenz von 75 kHz. Die Bestrahlung mit ausreichend hoher Pulsanzahl führte lediglich zur Schmelzbildung im Bereich der Intensitätsmaxima. Es wurde eine Abwechslung von Haupt- und Nebenmaxima mit einem Abstand von $7,1 \mu\text{m}$ festgestellt, was mit der Berechnung für Dreistrahlinterferenz übereinstimmte.



Abb. 12: Mikroskopaufnahmen von Materialveränderungen des Nanometerschichtstapels durch das eingestrahlte Interferenzmuster bei maximal möglicher Pulsenergie

Die REM-Aufnahmen in Abb. 13 zeigten deutlich die Schmelzbildung im Bereich der Intensitätsmaxima. Die Schmelze bildete dabei periodische Strukturen. Dieser Effekt wurde auch schon bei Abträgen mit fokussierter Strahlung bei zu niedriger Fluenz beobachtet [2]. Außerhalb des geschmolzenen Bereichs war weiterhin eine Zone erkennbar, in der die geringere Intensität offenbar eine Modifikation des Schichtsystems hervorrief.

400 Pulse



800 Pulse

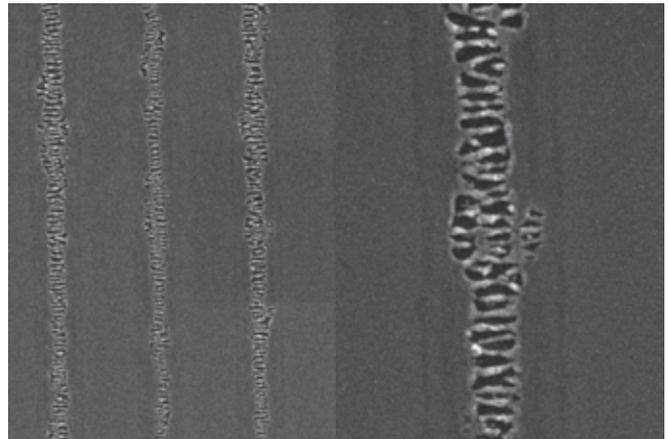


Abb. 13: REM-Aufnahmen der Interferenzstrukturen auf dem Nanometerschichtstapel bei maximal möglicher Pulsenergie.

4 Zusammenfassung

Mittels der optischen Elemente Axikon und Double-Spot-DOE wurden Bessel-ähnliche Strahlen und Interferenzmuster erzeugt. Als erste Möglichkeiten zur Anwendung wurden der Abtrag bzw. die Modifizierung dünner Schichten realisiert. Berechnete und erzeugte Strukturgrößen stimmten gut überein.

Danksagung

Die Autoren danken dem Sächsischen Ministerium für Wissenschaft und Kunst für die Förderung der Untersuchungen.

Literaturverzeichnis

- [1] Liu, J.M. "Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes", Opt. Lett. 7, (1982) 5.
- [2] R.Ebert, M.Müller, L.Pabst, I.Berthold, J. Drechsel, H.Exner „Lasermikrostrukturierung“, Schlussbericht BMBF-Vorhaben 03IS2011H, Mittweida, 2012, 36 Seiten

UNTERSUCHUNGEN ZUR HOCHAUFGELÖSTEN INNENBEARBEITUNG VON GLAS

Isabel Berthold, Jana Kubistova, Robby Ebert, Horst Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Die Innenbearbeitung von transparenten Materialien insbesondere mit ultrakurzen Pulsen gewinnt immer mehr an Bedeutung. Sowohl Mikroschweißverfahren als auch schnelle Trennverfahren und die Erzeugung von Bragg-Gittern auf dieser Basis sind bereits in der Anwendung. Unser Fokus lag auf der perspektivischen Erzeugung von 3D Mikroteilen aus Glas-Materialien und als Grundlage dafür die Erforschung der Auflösungsgrenzen durch Nutzung hoch fokussierender Optiken. Es konnten Intensitäten bis zu 132 TW/cm^2 bei Fokusburchmessern unter $2 \mu\text{m}$ erzeugt werden. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden anhand von Mikroskop-Bildern sowie Bruch- und FIB-Präparationen gezeigt.

1 Einleitung

Erste Untersuchungen zur Innenbearbeitung von Glas fanden am Institut bereits 2008 statt [1, 2]. Dabei wurde auch die Theorie der Anwendung von Mehrphotonenprozessen für die Bearbeitung eigentlich transparenter Materialien dargestellt. Es gelang, mit ns-Pulsen 3D Körper aus Glas herauszutrennen. Mittels ultrakurz gepulster Strahlung wurde die Auflösung erhöht, wobei aber die Intensität bzw. Fluenz nicht ausreichte, um Mikrokavitäten durch Einzelpulse zu erzeugen.

In der dargestellten Untersuchung wurde die Intensität mittels extrem kurzbrennweitiger Mikroskopoptiken soweit erhöht, dass bereits mit Einzelpulsen Mikrokavitäten in Glas erzeugt werden konnten. Die auftretenden geometrischen Grenzbereiche wurden untersucht. Dabei traten wie in der Literatur beschrieben sekundäre Micro- und Nanovoids auf [3].

2 Material und Methoden

Die Untersuchungen wurden mit einem hochrepetierenden Ultrakurzpulslaser *Impulse* von der Firma *Clark MXR* durchgeführt (Tab. 1).

Tabelle 1: Laserparameter

Wellenlänge λ	1030 nm
Pulsdauer τ_H (sech ²)	180 fs
Beugungsmaßzahl M^2	1,3
Repetitionsrate f_p	128 kHz
max. Pulsenergie Q	400 nJ

Für die Experimente wurde zunächst ein 50x Mikroskopobjektiv mit einer Brennweite von 4 mm und einer NA von 0,65 verwendet. Der Fokusradius (86% Leistungseinschluss) wurde zu $1,25 \mu\text{m}$ berechnet.

Zur weiteren Erhöhung der Auflösung wurde ein 100x Wasserimmersionsobjektiv mit einer Brennweite von 2 mm eingesetzt. Damit sollte ein Fokusradius von deutlich unter $1 \mu\text{m}$ erzielt werden können. Eine Bestimmung des Fokusradius durch Ablationsversuche konnte nicht durchgeführt

werden, da eine Ablation zur Verschmutzung der Immersionsflüssigkeit geführt hätte.

Als Probenmaterial wurden Fused Silica (hochreines Quarzglas) und Borkronglas BK 7 untersucht. Die Bandlücken betragen 9 bzw. 4,7 eV.

Die Auswertung erfolgte mit einem Lichtmikroskop, einem Polarisationsmikroskop sowie zur direkten Untersuchung der Mikrokavitäten mittels Ritzen und Brechen sowie fokussierter Ionenstrahl- und Raster-elektronenmikroskopie (FIB).

3 Ergebnisse und Diskussion

Brennweite 4mm

Die ersten Untersuchungen wurden an beiden Probenmaterialien mit der Brennweite 4 mm durchgeführt.

Abb. 1 und 2 zeigen durch Einzelpulse erzeugte Defekte in Glas BK7 und Fused Silica in der Draufsicht sowie in der Seitenansicht.

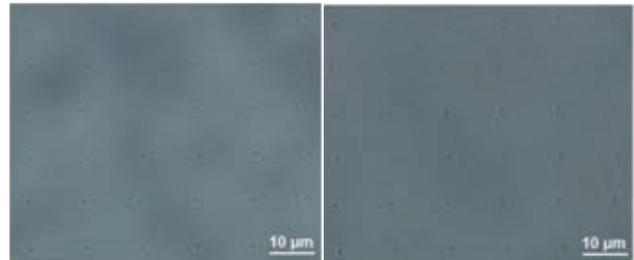


Abb. 1: Bearbeitungsergebnis mit Brennweite 4 mm, Draufsicht der erzeugten Defekte mit Einzelpulsen in BK7 (links) und Fused Silica (rechts). Pulsenergien / Spitzenintensitäten von oben nach unten: 300 – 350 nJ in 10 nJ – Schritten / 65 – 76 TW/cm^2



Abb. 2: Bearbeitungsergebnis mit Brennweite 4mm, Seitenansicht der erzeugten Defekte mit Einzelpulsen in BK7 (links) und Fused Silica (rechts). Einstrahlrichtung der Laserstrahlung von unten nach oben. Pulsenergien / Spitzenintensitäten von links nach rechts: 350 – 400 nJ in 10 nJ – Schritten / 76 – 86 TW/cm^2

Der Vergleich zwischen dem Glas BK7 (links) und Fused Silica (rechts) zeigte, dass die Defekte in

Fused Silica deutlich schärfer und kontrastreicher erschienen. In der Seitenansicht wurde das besonders deutlich, wobei die Defekte zusätzlich eine kleinere Abmessung in Einstrahlungsrichtung besaßen. Dies war auf die mit 9 eV wesentlich größere Bandlücke von Fused Silica zurückzuführen, die eine größere geometrische Selektivität des Prozesses bewirkte. Infolgedessen beschränkte sich die Absorption der Laserstrahlung auf ein sehr kleines Volumen im Fokus, sodass eine Mikroexplosion induziert wurde. Die kleinere Bandlücke von 4,7 eV von BK7 hingegen führte dazu, dass die Intensität bereits lateral vor dem Fokus ausreichend hoch war um die Multiphotonenabsorption auszulösen. Folglich reichte die verbliebene Energie in der Fokusebene nicht mehr aus um Mikroexplosionen zu erzeugen. Die Defekte in Quarzglas, bei denen es sich möglicherweise um Mikro-Hohlräume handelte, wurden ab einer Pulsenergie von 160 nJ bzw. einer Spitzenintensität von 35 TW/cm² beobachtet.

Zur genaueren Untersuchung der Modifikationen in Fused Silica wurden die Proben entsprechend präpariert.

Querschnittuntersuchung durch Ritzen und Brechen

Um zu untersuchen, ob es sich bei den in Quarzglas erzeugten Defekten tatsächlich um Hohlräume handelte, wurde das Quarzglas entlang der Defekte gebrochen. Als Probe wurde dafür ein Stück eines 1 mm dicken Quarzglaswafers verwendet. Dieses wurde zunächst auf der Rückseite mithilfe eines Diamantstiftes geritzt. Anschließend wurde ein dreidimensionales Feld von Einzelpulsdefekten über dem geritzten Graben generiert. Hierfür wurde eine Pulsenergie von 350 nJ bzw. eine Spitzenintensität von 76 TW/cm² verwendet. Beim anschließenden Brechen des Waferstückes entlang des geritzten Grabens gelang es, dass der Bruch vereinzelt durch die Defekte verlief.

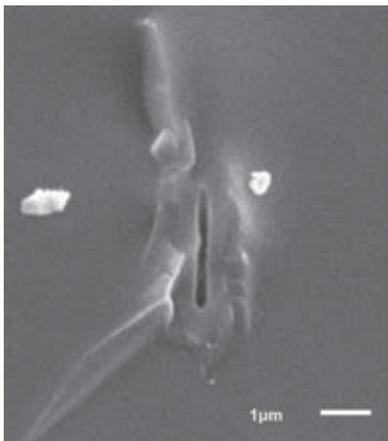


Abb. 3: REM-Aufnahme eines Einzelpulsdefektes (Pulsenergie 350 nJ, Spitzenintensität 76 TW/cm²), der sich nach dem Brechen der Probe auf der Bruchfläche befand.

Abb. 3 zeigt eine REM-Aufnahme eines Defektes, der sich auf der Bruchfläche befand. Es ist deutlich erkennbar, dass es sich um einen länglichen Hohlraum mit einer Länge von etwa 2,5 µm und einer Breite von etwa 250 nm handelte. Da jedoch nicht

bekannt war, ob der Bruch hier tatsächlich mittig durch den Defekt verlief, war die Hohlräumbreite hieraus nicht eindeutig bestimmbar. Weiterhin war der den Hohlraum umgebende modifizierte Bereich mit erhöhter Dichte gut erkennbar. Dieser Bereich wies eine Breite von etwa 1,5 µm und eine Länge von etwa 3,75 µm auf.

Untersuchungen mittels FIB

Weitere Untersuchungen wurden mittels fokussierter Ionenstrahl- und Rasterelektronenmikroskopie (FIB) durchgeführt. Durch gezieltes Abtragen der Oberfläche mit dem fokussierten Ionenstrahl wurde ein Schnitt durch die Defekte präpariert, um diese anschließend mittels REM zu untersuchen (Abb. 4).

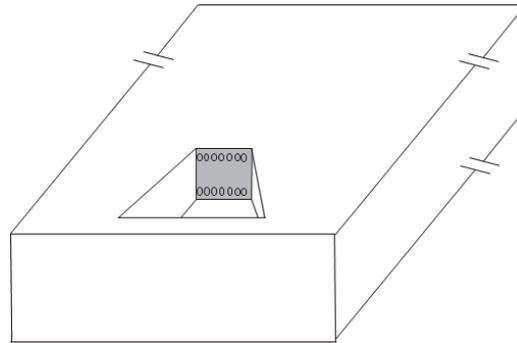


Abb. 4: Skizze des FIB-Abtrags in einer Glasprobe. Die Schnittkante mit Defekten ist grau markiert.

Es wurden horizontale Ebenen mit Defekten im Quarzglas erzeugt (parallel zu der Oberfläche) und der Schnitt durch diese Ebene geführt. Dabei konnten die Schnittfläche in-situ mit REM angeschaut werden, um die Abtragtiefe besser abzuschätzen. Die Defekte wurden als Einzelpulse mit einer Pulsenergie von 350 nJ erzeugt, der Abstand der Defekte in einer Ebene betrug 3 µm. Die Abb. 5 zeigt REM-Aufnahmen von Defekten, die sich mehr als 30 µm unter der Oberfläche befanden. In Abb. 5 a) sind vier Defekte zu sehen, der Linke ist ein länglicher Hohlraum mit einer Länge von etwa 800 nm und einer Breite von etwa 200 nm, also merklich kleiner als der Hohlraum, der bei der Präparation durch Brechen gemessen wurde. Eine mögliche Erklärung könnte sein, dass der Hohlraum bei dem FIB Abtrag nicht mittig geschnitten wurde. Dementsprechend wurden die anderen Defekte in der Abb. 5 ebenfalls nicht in dem Hohlraumgebiet getroffen, sondern im modifizierten Bereich.

Um die Defekte besser abzubilden, wurden noch weitere FIB-Bearbeitungsschritte durchgeführt und es wurde mehr Material aus der Schnittkante abgetragen (Abb. 5 b)). Dadurch waren vier noch kleinere Hohlräume bzw. Modifizierungen zu sehen. Die vorher länglich erscheinenden Hohlräume hatten offensichtlich eine Unterstruktur in Form von Nano voids. Von dem Effekt wurde schon in der Literatur berichtet [3]. Eine Vergrößerung der zweiten Reihe von links zeigte, dass die unterste Modifizierung in Abb. 5 c) einen Durchmesser von nur 67 nm aufweist. Dies stellte einen Bruchteil des Laserstrahlfokusdurchmessers dar. In der Literatur wird vorgeschlagen, solche Substrukturen zur Reali-

sierung von Quasikristallen zu nutzen [4]. Es wird bisher davon ausgegangen, dass die sphärische Aberration die Hauptursache für die Bildung der Strukturen darstellt [5, 6]. Dazu sollte aber eine Periodizität vorliegen. In unseren Untersuchungen wurde diese hingegen nicht festgestellt. Die nanoskopischen Strukturen könnten somit alternativ durch die Nahfeldverteilung der elektrischen Feldstärke im Laserstrahlfokus oder durch nachfolgend induzierte und interferierte Elektronenwellen (Plasmonen) hervorgefufen worden sein. Die vorliegende Präparation der erzielten Wirkungen der ultrakurzen Pulse im Glas könnte zur weiteren Verifikation von derartigen Modellen beitragen.

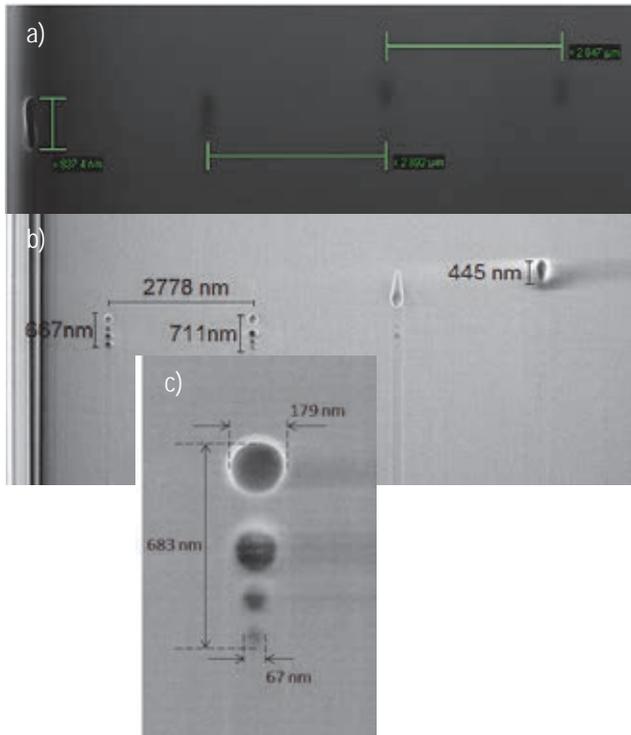


Abb. 5: REM-Aufnahmen von Einzelpulsdefekten (Pulsenergie 350 nJ, Spitzenintensität 76 TW/cm²) im Quarzglas (beschichtet mit Kohlenstoff und Platin) 35 µm unter der Oberfläche. Abb. a) nach FIB-Abtrag. Abb. b) nach weiterem FIB-Abtrag von Material aus der Schnittkante. Abb. c) Vergrößerung des zweiten Defektes vom links aus der Abb. b).

Für die gleiche Probe wurde parallel noch ein anderer FIB-Abtrag durchgeführt, und zwar für Defekte in einer Tiefe von etwa 3 µm unter der Oberfläche. In der Abb. 6 sind die gleichen Defekte untereinander zu sehen, einmal nach dem ersten FIB-Abtrag und dann noch nach weiteren Bearbeitungsschritten. In der Abb. 6 a sind vier Defekte zu sehen, zumindest die zwei Linken sind Hohlräume. In der entsprechenden Abb. 6 b ist wiederum die Unterstruktur zu erkennen. Der zweite Hohlraum von links ist nur noch anhand eines Nanohohlraumes zu erahnen, dafür ist weiter rechts noch ein weiterer länglicher Hohlraum ohne Unterstruktur erkennbar.

Die Abmessungen der Hohlräume in den Abb. 5 und 6 liegen alle im Größenbereich < 1µm.

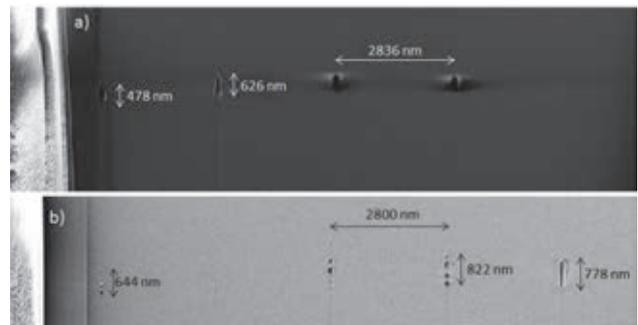


Abb. 6: REM-Aufnahmen von Einzelpulsdefekten (Pulsenergie 350 nJ, Spitzenintensität 76 TW/cm²) im Quarzglas (beschichtet mit Kohlenstoff und Platin) 3 µm unter der Oberfläche. Abb. a) nach FIB-Abtrag, Abb. b) nach weiterem FIB-Materialabtrag

Brennweite 2mm

Zur weiteren Erhöhung der Auflösung wurde ein 100x Wasserimmersionsobjektiv mit einer Brennweite von 2 mm eingesetzt. In ersten Untersuchungen wurden Einzelpulse verschiedener Pulsenergie etwa 30 µm unter der Oberfläche fokussiert. Bereits ab einer Pulsenergie von 80 nJ konnten Defekte erzeugt werden (Abb. 7). Nimmt man die Schwelle von 35 TW/cm² zur Erzeugung von Defekten bei Verwendung der Brennweite 4 mm mit einem Fokusradius von 1,2 µm als Referenzwert an, so ergäbe sich für die Brennweite 2 mm ein Fokusradius von etwa 0,84 µm. Nach der Beziehung

$$w_0 = \frac{M^2 \cdot \lambda \cdot f}{\pi \cdot W_p}$$

erwartet man für eine halbierte Brennweite eigentlich auch einen halbierten Fokusradius. Diese Beziehung gilt jedoch nur für ideale Linsen. Durch Abbildungsfehler an dem Objektiv könnte der Fokusradius vergrößert worden sein, sodass ein Fokusradius von 0,84 µm durchaus realistisch wäre. Dieser Wert wurde somit für die Abschätzung der Spitzenintensität herangezogen.

Abb. 8 zeigt den Durchmesser der Hohlräume in Abhängigkeit von der Pulsenergie. Der Anstieg verlief tendenziell linear. Der kleinste mit einer Pulsenergie von 80 nJ erzeugte Defekt hatte einen Durchmesser von 330 nm, der Größte bei einer Pulsenergie 300 nJ einen Durchmesser von 770 nm.



Abb. 7: Einzelpulse verschiedener Pulsenergien/ Spitzenintensitäten (80 - 300 nJ in 20 nJ Schritten / 35 - 132 TW/cm² in 8,8 TW/cm²-Schritten) mit 100x Immersionsobjektiv (Brennweite 2 mm)

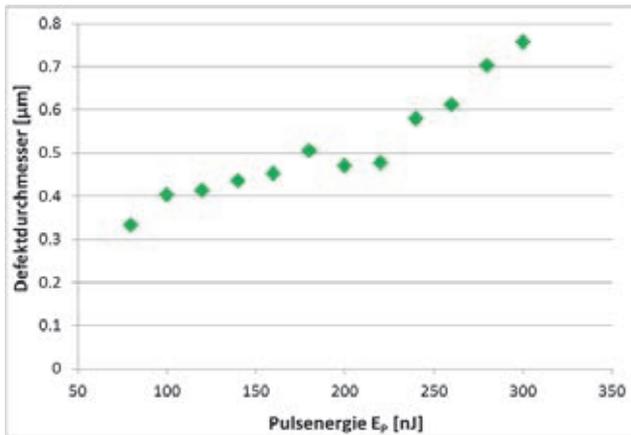


Abb. 8: Durchmesser der mittels 100x Immersionsobjektiv generierten Mikrohöhlräume in Abhängigkeit von der Pulsenergie

Die Betrachtung der Mikrohöhlräume mittels Polarisationsmikroskop zeigte deutlich einen modifizierten Bereich des Glases, der die Defekte umgab (Abb. 9). Die durch die Mikroexplosion erzeugte Druckwelle führte zu einer Dichteerhöhung in einem schmalen umgebenden Bereich, der wiederum zu offensichtlich definierten Spannungen im Material führte. Diese Spannungen konnten im Polarisationsmikroskop visualisiert werden.



Abb. 9: Bild im Polarisationsmikroskop von durch Einzelpulse der Pulsenergie 300 nJ (Intensität 132 TW/cm^2) mit 100x Immersionsobjektiv generierten Mikrohöhlräumen

4 Zusammenfassung

Mittels hochfokussierter fs-Laserstrahlung wurden Mikrohöhlräume in Glas mit Durchmessern kleiner als $1 \mu\text{m}$ erzeugt. Dies wurde durch Ritzen und Brechen bzw. FIB nachgewiesen. Dabei wurden auch Substrukturen in Form von Micro bzw. Nano voids mit Abmessungen $< 100 \text{ nm}$ gefunden.

In der Zukunft sollen die Mikrohöhlräume so aneinandergereiht werden, dass Mikrostrukturen bzw. Mikrokörper mit sehr hoher Auflösung aus transparentem Material ausgeschnitten werden können. Anwendungen finden sich von der Mikrosystem- und Medizintechnik bis zur Photonik bzw. Mikrooptik.

Danksagung

Die Autoren danken dem Sächsischen Ministerium für Wissenschaft und Kunst für die Förderung der Untersuchungen sowie der Fakultät Physik der TU Chemnitz für die umfangreiche Unterstützung bei den FIB-Untersuchungen.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Mauersberger: Diplomarbeit "Untersuchungen zur Bearbeitung von Gläsern mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen", Mittweida, 2008
- [2] U.Löschner, S.Mauersberger, R.Ebert, H.Exner, J.Schille, P.Regenfuss, L.Hartwig: „Micro-machining of glass with short ns-pulses and highly repetitive fs-Laser pulses“, Proceedings of the ICALEO 2008, 27th International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics, 20.-23.10.2008, Temecula, USA, pp 193-201(2008)
- [3] Shingo Kanehira, Jinhai Si, Jianrong Qiu, Koji Fujita and Kazuyuki Hirao, "Periodic Nanovoid Structures via Femtosecond Laser Irradiation", Nano Lett., 2005, 5 (8), pp 1591–1595 (2005)
- [4] Xianhua Wang, Feng Chen, Qing Yang, Hwei Liu, Hao Bian, Jinhai Si, Xun Hou, "Fabrication of quasi-periodic micro-voids in fused silica by single femtosecond laser pulse", Applied Physics A, January 2011, Volume 102, Issue 1, pp 39-44 (2011)
- [5] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, E. Simova, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner and P. B. Corkum, "High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations", J. Appl. Phys. 98, 013517 (2005)
- [6] P. S. Salter, M. Baum, I. Alexeev, M. Schmidt, and M. J. Booth, "Exploring the depth range for three-dimensional laser machining with aberration correction", Optics Express, Vol. 22, Issue 15, pp 17644-17656 (2014)

HOCHGESCHWINDIGKEITS-LASERSTRAHLABTRAGSCHNEIDEN VON METALL

Frank Ullmann¹, Udo Löschner¹, Lars Hartwig¹, Daniel Szczepanski², Jörg Schille¹,
Stefan Gronau¹, Jan Drechsel¹, Robby Ebert¹, Horst Exner¹

¹ Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

² Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Universitätsplatz 2, D-39106 Magdeburg

Beim Hochgeschwindigkeits-Laserstrahlabtragschneiden erfolgt die Bestrahlung der Materialoberfläche mit hochintensiver Laserstrahlung. Dadurch wird aus der Schnittfuge geschmolzenes und verdampftes Material als Folge hoher Druckgradienten durch die induzierte Plasmaexpansion ausgetragen. Das Hochgeschwindigkeits-Abtragschneiden von Metallblechen erfolgte mit hochbrillanten cw-Monomode-Faserlasern mit Laserstrahlleistungen bis zu 5 kW. Der Laserstrahl wurde dabei sowohl mit einem schnellen Galvanometer-Scannersystem als auch mit einem Polygonspiegel-Scannersystem mit Scangeschwindigkeiten bis zu 2700 m/min über das Werkstück bewegt. Die Fokussierung des Laserstrahls erfolgte dabei mit unterschiedlichen Objektiven mit Brennweiten zwischen 160 mm und 500 mm. Die sehr kleinen Laserstrahlfokussdurchmesser von 16,5 µm bis 60 µm generierten sehr hohe Spitzenintensitäten von $0,3 \cdot 10^9$ W/cm² bis $2,5 \cdot 10^9$ W/cm² auf der Probenoberfläche. In den Untersuchungen wurde der Einfluss der Prozessparameter Laserstrahlleistung, Laserfokussdurchmesser, Schnittgeschwindigkeit und Anzahl der Überfahrten sowohl im Hinblick auf die erzielbare Abtragtiefe und als auch auf die Schnittkantenqualität untersucht. Es konnten Schnittfugen mit einer maximalen Tiefe von 1,4 mm erzeugt werden. Mit Hilfe optischer und Rasterelektronenmikroskopie wurden an Querschliffen Abtragtiefe, Schneidgrathöhe sowie das abgetragene Materialvolumen ausgewertet. Um Einblicke in den Schneidprozess zu bekommen, wurde der Hochgeschwindigkeits-Abtragschneidprozess mit einer Hochgeschwindigkeitskamera untersucht.

1. Einführung

Erste Ergebnisse zum Hochgeschwindigkeits-Abtragschneiden wurden bereits zu Beginn der 1990 Jahre veröffentlicht [1,2]. Dabei wurden dünne Bleche mit einer Dicke von weniger als 0,5 mm mit bis zu 300 m/min mit einem CO₂-Laser geschnitten. Weiterhin wurde das Schneiden von 0,35 mm dicken Elektroblechen mit einer Schneidgeschwindigkeit von 140 m/min gezeigt.

Allerdings wurden diese Geschwindigkeiten nur an linearen Schnitten erreicht. Für schnelle Konturschnitte sind jedoch Bearbeitungssysteme mit hoher Dynamik von wesentlicher Bedeutung, um eine schnelle Änderung der Schnittrichtung bei konstanter Schnittgeschwindigkeit zu ermöglichen. Laserscanner erfüllen diese Anforderungen hervorragend, weil durch die zu bewegendenden geringen Scannerspiegelmassen wesentlich schnellere Strahlableitungsgeschwindigkeiten erreicht werden können. Die neuesten Generationen von Galvanometer- und Polygonspiegelscannern sind in der Lage, hochbrillante Laserstrahlung von Faser- und Scheibenlaser-Systemen abzulenken. Dadurch können Hochgeschwindigkeits-Abtragschneiden bzw. Remote-Schmelzschneiden mit Laserstrahlleistungen von mehreren Kilowatt realisiert werden. Die auftreffende Laserstrahlintensität ist hoch genug, um Material abzutragen, wobei im Gegensatz zu konventionellem Laserschneiden kein zusätzliches Prozessgas erforderlich ist. Durch die schnelle Strahlableitung mit Galvanometer- oder Polygonspiegelscannern kann die Schneidgeschwindigkeit ohne jegliche Bewegung des Schneidkopfes oder des Werkstücks erheblich gesteigert werden.

Eine Übersicht über Remote-Schneid- und konventionelle Schneidtechnologien ist in [3] wiedergegeben.

Highspeed-Laserstrahlabtragschneiden als Remote-Schneidtechnologie beschreibt eine Kombination von Sublimations- und Schmelzschneiden, bei der der Laserstrahl mit mehreren Überfahrten über das Werkstück bewegt wird, bis das Werkstück durch sukzessives Abtragen vergleichsweise geringer Materialmengen durchgeschnitten ist. In einer ersten Studie ist das Trennen von dünnen Blechen mit Laser-Remote-Schneiden erfolgreich gezeigt worden [4]. Beim Remote-Schmelzschneiden wird das Material mittels Schmelzdruck getrennt. Die maximale Schneidgeschwindigkeit für das Hochgeschwindigkeits-Abtragschneiden liegt bei ca. 2000 m/min pro Überfahrt. Im Vergleich dazu wurde in [5] für das Remote-Schmelzschneiden eine Schneidgeschwindigkeit von 15 m/min erreicht.

In diesem Beitrag wird der Einfluss wesentlicher Parameter auf den Hochgeschwindigkeits-Abtragschneidprozess, wie Laserstrahlleistung, Scangeschwindigkeit, Fokussdurchmesser, Laserstrahlintensität und Streckenenergie diskutiert. Mittels rasterelektronenmikroskopischer (REM) und lichtmikroskopischer Aufnahmen wurden die Schnittkantenqualität sowie die geometrischen Abmessungen der Schnittfugen beurteilt. Weiterhin erfolgte die Betrachtung des Hochgeschwindigkeits-Abtragschneidprozesses mit einer Hochgeschwindigkeitskamera.

2. Experimentelle Details

Das Hochgeschwindigkeits-Abtragschneiden wurde an Edelstahl X5CrNi18-10 (AISI 304) mit zwei verschiedenen cw-Monomode-Faserlasern der Firma IPG Photonics untersucht. Diese Laser verfügten über eine maximale kontinuierlich emittierte Laserstrahlleistung von 3 bzw. 5 kW mit einer zentralen Laserstrahlwellenlänge von 1070 nm. Die Versuchs-

anlage bestand aus einem Galvanometerscanner "Superscan SC30" der Fa. Raylase AG und einem Polygonspiegelscanner der Fa. Lincoln Laser mit einem Durchmesser von 10 Zoll. Die verwendeten Verfahrensparameter sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die Bestrahlung erfolgte in mehreren Überfahrten mit einer Scanlänge bis zu 50 mm. Dabei befand sich der Laserstrahlfokus auf der Werkstückoberfläche (WSO). Der bei hochbrillanter Laserstrahlung auftretende Fokusshift, beschrieben in [6], wurde durch Einführung einer Pause von 1 s zwischen den Überfahrten vermieden.

Tabelle 1: Laserprozessparameter

Brennweite [mm]		160	230	330	500
Laserstrahlfokus d_{86} [μm]		16,5	21	32	60
max. Laserleistung auf der WSO P_{cw} [kW]		2,65	4,3		
max. Intensität auf der WSO I_{max} [W/cm^2]		$2,5 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^9$	$0,3 \cdot 10^9$
max. Scangeschw. v_{sc} [m/min]	Galvanometerscanner	900	1200	2100	2700
	Polygonspiegelscanner	-	2250	-	-

Mittels REM-Aufnahmen wurde die Schnittkantenqualität untersucht und mit Hilfe lichtmikroskopischer Aufnahmen die Tiefe und die freie Querschnittsfläche der Schnittfugen an Querschliffproben sowie die Gratbildung an der Schneidkante ausgewertet. Außerdem wurde das Hochgeschwindigkeitskamerasystem CMOS High-Speed Kamera pco.dimax S4 (Fa. PCO AG) verwendet, um Informationen vom Schneidprozess zu gewinnen.

3. Ergebnisse und Diskussion

Zunächst wurde die Abtragtiefe in Abhängigkeit von der auftreffenden Laserleistung, der Scangeschwindigkeit und dem Laserstrahlfokus bei Verwendung eines Galvanometerscanners betrachtet. Dabei bestimmte die Abtragtiefe die Materialdicke, die durchtrennt werden kann. Bild 1 zeigt drei Querschliffe von Schnittfugen mit zunehmender Anzahl von Überfahrten. Bei einer Überfahrt war eine v-förmige Fuge zu erkennen (Bild 1a). Die Schnittfuge änderte sich mit zunehmender Anzahl von Überfahrten zu einer U-Form. Außerdem lagerte sich Schmelze und wieder erstarrtes Material an den Schnittfugenwänden an, das durch die intensive Plasmabildung während des Schneidprozesses erzeugt und ausgetrieben wurde. Entsprechend zeigt Bild 1b einzelne Lagen von erstarrtem Material am oberen Rand der Schnittfuge. Mit zunehmender Schnitttiefe ist eine deutliche Verengung der Schnittfuge erkennbar (Bild 1c). Die maximale Schnittfugenbreite von 200 μm wurde mit wenig Überfahrten und geringer Abtragtiefe erreicht. Weiterhin zeigte sich, dass die Breite am Eintritt der Schnittfuge zwischen einigen 10 μm und 100 μm stark variierte, verursacht durch massive Schmelzablagerungen bei zunehmender Ablationstiefe. Deshalb wurde in der Auswertung die

Schnittfugenbreite nicht als signifikante Bewertungsgröße herangezogen.

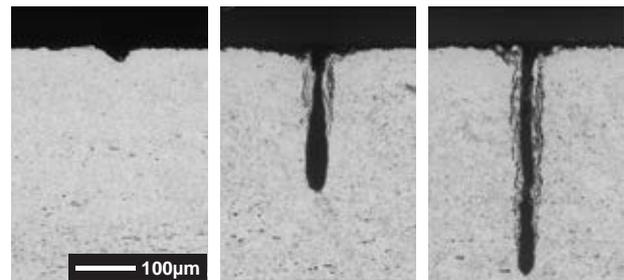


Bild 1: Querschliffe von Schnittfugen bei unterschiedlicher Anzahl von Überfahrten: a) 1 Überfahrt, b) 10 Überfahrten, c) 20 Überfahrten (Parameter: $P_{cw} = 0,86$ kW, $d_{86} = 21$ μm , $v_{sc} = 1200$ m/min)

Die Volumenabtragsrate wurde auf Basis der lichten Querschnittsfläche der Schnittfuge bestimmt. Im Wesentlichen beeinflussten Schmelzablagerungen die Volumenabtragsrate, aber der Volumenabtrag ist stärker durch die Abtragtiefe als durch die Schnittfugenbreite bestimmt. Die Maximalwerte werden weiter unten gezeigt.

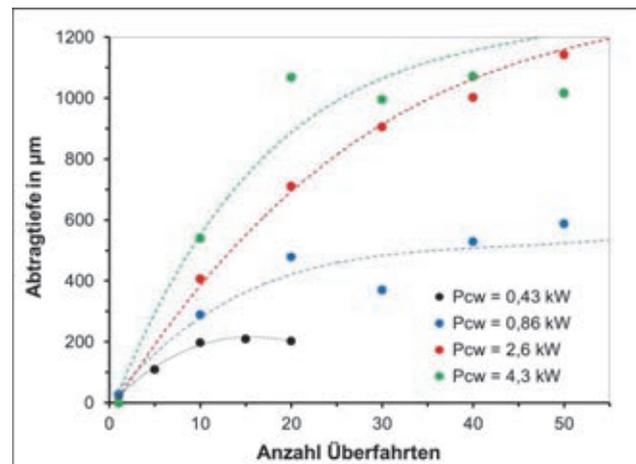


Bild 2: Abtragtiefe in Abhängigkeit von der Anzahl der Überfahrten bei unterschiedlichen Laserstrahlleistungen (Parameter: $d_{86} = 21$ μm , $v_{sc} = 900$ m/min)

In Bild 2 ist die Abtragtiefe in Abhängigkeit von der Anzahl der Überfahrten bei einer Scangeschwindigkeit von 900 m/min sowie einer Fokusgröße von 21 μm und Laserstrahlleistungen zwischen 0,43 kW und 4,3 kW dargestellt. Die Abtragtiefe stieg zunächst nahezu linear mit der Zunahme der Anzahl der Überfahrten an und ging dann in einen degressiven Verlauf über. Ab einer bestimmten Anzahl von Überfahrten stagnierte die Abtragtiefe, z.B. ab 10 Überfahrten mit einer applizierten Laserstrahlleistung von 0,43 kW und bei einer Abtragtiefe von 200 μm . Mit Verdopplung der Laserstrahlleistung erhöhte sich die Abtragtiefe auf 450 μm bei 20 Überfahrten. Mit 30 und mehr Überfahrten stieg die Abtragtiefe nur geringfügig auf 550 μm .

Im Hinblick auf die Abtragsrate waren 2 Effekte bestimmend: das Verdampfen des Materials in Verbindung mit der Plasmabildung sowie der Schmelzaustritt aus der Schnittfuge infolge des Plasmadrucks.

Dabei zeigte sich, dass eine höhere Intensität des Laserstrahls, bestimmt durch die Laserstrahlleistung, den Grad der Materialverdampfung erhöhte. Das hat zur Folge, dass der Plasmadruck anstieg und mehr Schmelze aus der Schnittfuge ausgetrieben wurde. Somit führt eine Erhöhung der Laserstrahlleistung zu einem Anstieg der Abtragtiefe. Durch die Ablagerung und Wiedererstarrung von Schmelze an den Wänden der Schnittfuge wurde der Schmelzaustrieb dabei aber stark behindert. Der degressive Verlauf bei einer größeren Anzahl an Überfahrten verdeutlicht dabei die verringerte Prozesseffizienz bei größeren Abtragtiefen.

Die maximale erreichte Abtragtiefe lag im Bereich von 1 mm. Wie Bild 2 dokumentiert, konnte eine Abtragtiefe von 1 mm bei einer Laserstrahlleistung von 4,3 kW mit 20 Überfahrten aber auch mit 2,65 kW und 40 Überfahrten erreicht werden. Die kumulierte Schnittgeschwindigkeit, charakterisiert durch die Scangeschwindigkeit dividiert durch die Anzahl der Überfahrten, betrug bei 4,3 kW Laserstrahlleistung und 20 Überfahrten 45 m/min. Mit 2,65 kW und 40 Überfahrten war diese ungefähr halb so groß, trotz der insgesamt eingebrachten höheren Gesamtleistung, errechnet aus Laserleistung und Anzahl an Überfahrten. Dies festigt die These, dass das in Abhängigkeit von der Laserleistung erzeugte Plasma entscheidend den Abtragprozess beeinflusst.

Für eine Abtragtiefe von 0,5 mm stieg bei 4,3 kW Laserstrahlleistung die kumulierte Schnittgeschwindigkeit auf 97 m/min. Damit lag diese höher als die in [7] für 2,65 kW Laserleistung aufgeführte maximale Schnittgeschwindigkeit von 75 m/min und übertraf die theoretische Grenze von 60 m/min, die in [8] angegeben wurde.

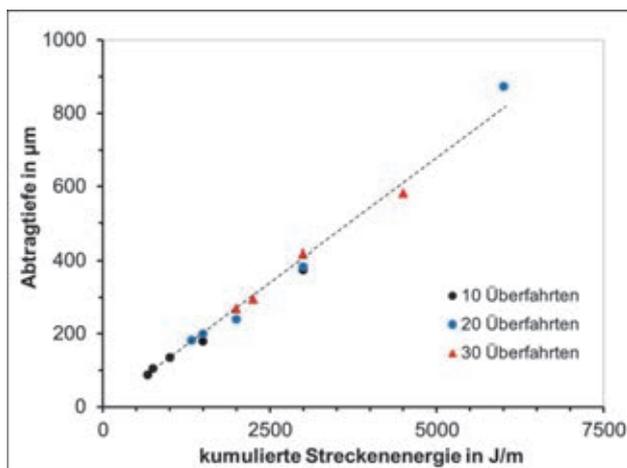


Bild 3: Abhängigkeit der Abtragtiefe von der kumulierten Streckenenergie für eine unterschiedliche Anzahl von Überfahrten (Parameter: $P_{cw} = 2,65 \text{ kW}$, $d_{86} = 60 \text{ µm}$, bei variierender Scangeschwindigkeit)

Bild 3 zeigt die Abtragtiefe als Funktion der kumulierten Streckenenergie. Die Streckenenergie ist der Quotient aus applizierter Laserleistung und Scangeschwindigkeit. Unter Betrachtung der für das Hochgeschwindigkeits-Abtragschneiden notwendigen Mehrfachüberfahrten ergibt sich bei Multiplikation

der Streckenenergie mit der Anzahl der Überfahrten die kumulierte Streckenenergie.

Im Diagramm in Bild 3 ist die Abtragrate als Funktion der kumulierten Streckenenergie für eine Laserstrahlleistung von 2,65 kW und einen Fokussdurchmesser von 60 µm aufgetragen. Der Darstellung liegen unterschiedliche Kombinationen aus Schneidgeschwindigkeit und Anzahl an Überfahrten zugrunde, die im untersuchten Bereich einen linearen Zusammenhang ergeben. Beispielsweise war für eine Abtragtiefe von 400 µm eine kumulierte Streckenenergie von 2650 J/m erforderlich, die entweder mit 10 Überfahrten und einer Scangeschwindigkeit von 600 m/min, mit 20 Überfahrten und 1200 m/min oder entsprechend mit 30 Überfahrten und 1800 m/min bei jeweils gleicher effektiver Schnittgeschwindigkeit von 60 m/min erreicht werden.

Um möglichst große Scangeschwindigkeiten zu erreichen, wurde ein Objektiv mit 500 mm Brennweite eingesetzt. Das zugehörige Diagramm in Bild 4 zeigt den Zusammenhang zwischen Abtragtiefe und Scangeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Anzahl an Überfahrten bei einer Laserstrahlleistung von 2,65 kW und einem Fokussdurchmesser von 60 µm.

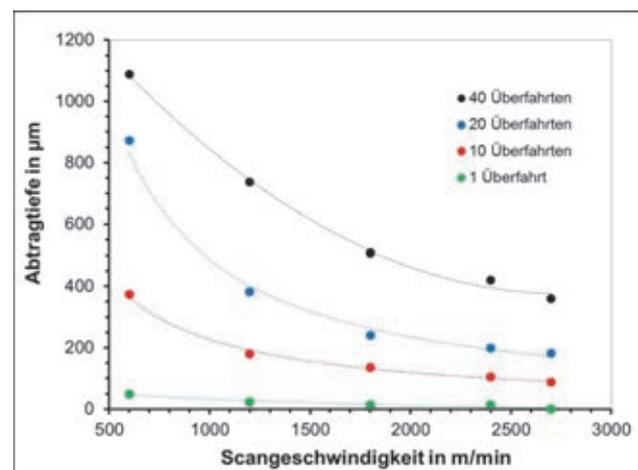


Bild 4: Abhängigkeit der Abtragtiefe von der Scangeschwindigkeit für eine unterschiedliche Anzahl von Überfahrten (Parameter: $P_{cw} = 2,65 \text{ kW}$, $d_{86} = 60 \text{ µm}$)

Bei einer vorgegebenen Anzahl von Überfahrten nahm die Abtragtiefe bei geringeren Scangeschwindigkeit aufgrund der größeren Streckenenergie und der damit verbundenen größeren Verweildauer zu. Die Verweildauer entspricht dabei dem Zeitintervall, das der Laserstrahl benötigt, um sich bei gegebener Scangeschwindigkeit um eine Strecke vorwärts zu bewegen, die seinem Durchmesser entspricht. Sie vergrößerte sich von 1,3 ms auf 6 ms, wenn die Scangeschwindigkeit von 2.700 m/min auf 600 m/min reduziert wurde. So kann davon ausgegangen werden, dass der Wärmetransport in das Material aufgrund von Wärmeleitung ausgeprägter sein wird, was eine stärkere Materialaufschmelzung befördert. Anschließend wird die Schmelze durch den Plasmadruck ausgestoßen. Letztendlich ist bei geringeren Scangeschwindigkei-

ten der Abtragprozess durch einen erhöhten Schmelzaustrieb gekennzeichnet. Diese Hypothese wurde von Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera gestützt, die später diskutiert werden.

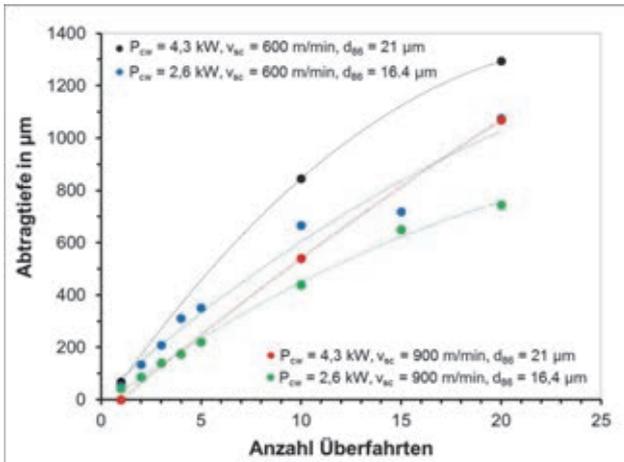


Bild 5: Abhängigkeit der Abtragtiefe von der Anzahl an Überfahrten bei einer Laserstrahlintensität von $2,5 \cdot 10^9 \text{ W/cm}^2$, die mit unterschiedlicher Kombination von Laserstrahlleistung und Fokussdurchmesser realisiert wurden, bei Scangeschwindigkeiten von 600 m/min und 900 m/min

Bild 5 zeigt den Einfluss verschiedener Kombinationen von Fokussdurchmesser und Laserstrahlleistung auf die Abtragtiefe in Abhängigkeit von der Anzahl der Überfahrten für zwei unterschiedliche Scangeschwindigkeiten, jedoch bei konstanter Laserstrahlintensität. Bei gegebenen Scangeschwindigkeiten von 600 m/min bzw. 900 m/min ergab sich jeweils für die Kombination aus größerer Laserleistung und größerem Fokussdurchmesser ein effektiverer Abtragprozess, wobei der individuelle Einfluss von Laserleistung und Fokussdurchmesser auf die Abtragtiefe hier nicht unterschieden werden kann.

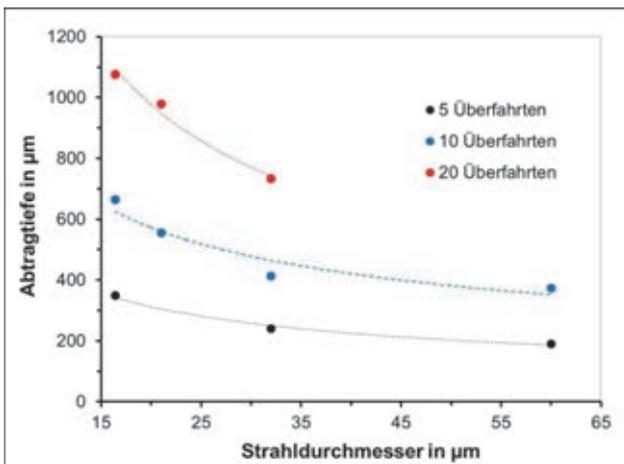


Bild 6: Abhängigkeit der Abtragtiefe vom Fokussdurchmesser für unterschiedliche Anzahl von Überfahrten (Parameter: $P_{cw} = 2,65 \text{ kW}$, $v_{sc} = 600 \text{ m/min}$)

Um den Einfluss des Fokussdurchmessers auf die Abtragtiefe zu ermitteln, wurde der Fokussdurchmesser bei konstanter Laserstrahlleistung und Scangeschwindigkeit variiert. Bild 6 zeigt den Einfluss des

Fokussdurchmessers in Bezug auf die erreichte Abtragtiefe, die bei einer Scangeschwindigkeit von 600 m/min und 2,65 kW Laserleistung erreicht wurde. Die Brennweiten der verwendeten Optiken, die entsprechenden Werte für die gemessenen Fokussdurchmesser und die jeweiligen Laserstrahlintensitäten sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Wie in Bild 6 zu erkennen, nahm mit kleineren Fokussdurchmessern und demzufolge größerer Laserstrahlintensität die Abtragtiefe zu. Bei höheren Intensitäten verdampfte zunächst eine größere Menge Material, was zu einer stärkeren Plasmabildung und folglich zu einem effektiveren Schmelzaustrieb aus der Schnittfuge führte, wie schon zuvor diskutiert. Beispielsweise war bei einer gegebenen Anzahl von 10 Überfahrten die Abtragtiefe um 80% höher, wenn der Fokussdurchmesser von 60 µm auf 16,5 µm reduziert wurde bzw. bei entsprechendem Anstieg der Laserstrahlintensität um den Faktor 13.

Tabelle 2: Vergleich der Brennweiten hinsichtlich der Fokussdurchmesser und Laserstrahlintensitäten

Brennweite [mm]	160	230	330	500
gemessener Fokussdurchmesser d_{86} [µm]	16,5	21	32	60
max. Laserstrahlleistung auf der WSO P_{cw} [kW]	2.65			
max. Intensität auf der WSO I_{max} [W/cm ²]	$2,5 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$	$0,7 \cdot 10^9$	$0,2 \cdot 10^9$

Bei Verwendung eines Polygonspiegelscanners konnten in Verbindung mit den gleichen Optiken erheblich größere Scangeschwindigkeiten gegenüber Galvanometerscannern realisiert werden, was die detailliertere Betrachtung des Einflusses der Scangeschwindigkeit erlaubte. In Bild 7 ist für zwei verschiedene Fokussdurchmesser von 21 µm und 60 µm die Abtragtiefe über die Anzahl der Überfahrten bei etwa vergleichbaren Scangeschwindigkeiten aufgetragen. Diese betrug 2400 m/min bei einer Laserleistung von 1,84 kW bzw. 2250 m/min bei 1,65 kW. Obwohl die Parameter etwas abwichen, war die Streckenenergie bezogen auf eine Überfahrt nahezu gleich. Um mit dem Polygonspiegelscanner einen Fokussdurchmesser von 21 µm bei einer Scangeschwindigkeit von 2400 m/min zu erreichen, wurde ein Objektiv mit einer Brennweite von 230 mm eingesetzt. In Bild 7 ist zu sehen, dass die Abtragtiefe bei gegebener Anzahl von Überfahrten bei kleinerem Laserfokussdurchmesser wesentlich größer war. Beispielsweise betrug die Zunahme bei 40 Überfahrten 40%. Somit nahm bei gegebener Laserstrahlleistung und Scangeschwindigkeit die Prozesseffizienz bei geringerem Fokussdurchmesser und entsprechend höherer Intensität der Laserstrahlung zu. Weiterhin war der Abtragprozess mit steigender Anzahl von Überfahrten weniger effizient. Die Ergebnisse bei Verwendung eines Polygonspiegelscanners bestätigten damit die oben mit dem Galvanometerscanner vorgestellten.

In den untersuchten Parameterbereichen betrug die maximale Abtragtiefe 1,4 mm und stellt somit die

maximale durchtrennbare Materialstärke dar. Die entsprechenden Parametersätze sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Es zeigte sich, dass bei gegebener Scangeschwindigkeit und Laserstrahlleistung die größte kumulierte Schneidgeschwindigkeit mit dem kleinstem Fokussdurchmesser erreicht wurde.

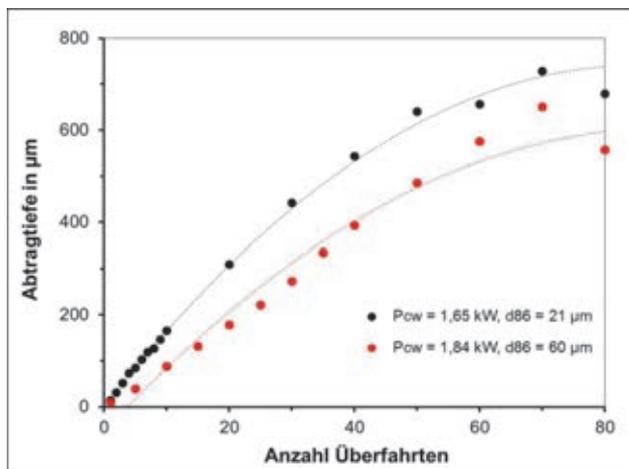


Bild 7: Abhängigkeit der Abtragtiefe von der Anzahl der Überfahrten für 2 Fokussdurchmesser (Parameter: $P_{cw} = 1,65 \text{ kW}$, $v_{sc} = 2250 \text{ m/min}$ und $P_{cw} = 1,84 \text{ kW}$, $v_{sc} = 2400 \text{ m/min}$)

Weiterhin wurde das Abtragsvolumen durch die Prozessparameter Scangeschwindigkeit und Laserstrahlleistung beeinflusst. Bei einer Laserleistung von 4,3 kW und einem Fokussdurchmesser von 21 µm betrug die maximale Volumenabtragsrate 2700 mm³/min pro Überfahrt. Diese wurde bei der niedrigsten Scangeschwindigkeit von 600 m/min und 10 Überfahrten erzielt. Wegen des degressiven Verlaufs der Abtragtiefe bei steigender Anzahl von Überfahrten nahm die Volumenabtragsrate pro Überfahrt entsprechend ab. Bei Erhöhung der Scangeschwindigkeit bis auf 1,200 m/min verringerte sich die Volumenabtragsrate auf 2200 mm³/min unter Beibehaltung der anderen Prozessparameter. Mit höherer Laserstrahlleistung jedoch stieg die Volumenabtragsrate erwartungsgemäß an.

Tabelle 3: Parametersets für eine Abtragtiefe von 1,4 mm

Laserstrahlleistung auf der WSO P_{cw} [kW]	2,65		4,3		
	Brennweite [mm]	160	330	230	330
gemessener Fokussdurchmesser d_{86} [µm]	16,5	32	21	32	60
Scangeschwindigkeit [m/min]	600				
Anzahl der Überfahrten	30	50	20	30	40
kumulierte Schnittgeschwindigkeit [m/min]	20	12	30	20	15

Die Qualität einer Schnittkante wird vor allem durch die Gratbildung und die Oberflächentopografie der Schnittfläche gekennzeichnet. Wie im Bild 8 zu sehen ist, wurde am oberen Rand der Schnittfuge eine starke Gratbildung beobachtet, die offensichtlich von erstarrter Schmelze herrührt. Der untere Rand er-

scheint fast gratfrei. Es zeigte sich, dass für eine gegebene Laserstrahlleistung und einen gegebenen Fokussdurchmesser die Grathöhe durch die Scangeschwindigkeit und die Anzahl der Überfahrten beeinflusst wurde. Zunächst stieg die Grathöhe bis zu 10 Überfahrten stark an. Danach war die Zunahme der Gratbildung zunehmend degressiv und stagnierte schließlich bei 20 Überfahrten. Grund war der weniger effiziente Schmelzaustrieb bei zunehmender Abtragtiefe und dementsprechenden zunehmendem Grat.

In Bezug auf den Einfluss der Scangeschwindigkeit zeigte sich eine Tendenz zu stärkerer Gratbildung, wenn eine geringere Scangeschwindigkeit verwendet wurde, vergleiche Bild 10. Beispielsweise nahm die Grathöhe bei einer Laserstrahlleistung von 2,65 kW und 60 µm Fokussdurchmesser sowie einer Scangeschwindigkeit von 2700 m/min innerhalb der ersten 10 Überfahrten bis auf 50 µm zu und stagnierte bei 70 µm mit weiteren Überfahrten. Bei einer niedrigeren Scangeschwindigkeit von 600 m/min erreichte der Grat bereits nach 10 Überfahrten eine Höhe von 95 µm und stagnierte bei 110 µm. Bei Verwendung kleinerer Fokussdurchmesser respektive größerer wirkender Intensitäten der Laserstrahlung verringerte sich die Gratbildung in der Größenordnung von 20 - 30% als Folge eines erhöhten Materialverdampfungsanteils.

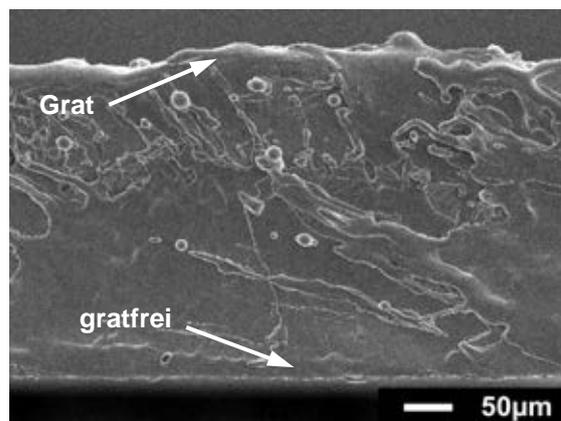


Bild 8: REM-Aufnahme einer Schnittkante: $v_{sc} = 600 \text{ m/min}$, 5 Überfahrten, $P_{cw} = 1,8 \text{ kW}$, $d_{86} = 16,5 \text{ µm}$

In Bild 9 sind Schnittkanten an 0,3 mm dickem Edelstahlblech unter Verwendung verschiedener Parametersets dargestellt. Grundsätzlich sind mit Abtragschneiden generierte Schnittkanten im Vergleich zu konventionell mit CO₂-Laser hergestellten Schnitten durch eine höhere Rauheit gekennzeichnet [9]. Beispielsweise waren beim Einsatz einer Laserstrahlleistung von 0,62 kW bzw. 1,76 kW 28 Überfahrten bzw. 6 Überfahrten zum Trennen erforderlich. Im Vergleich der Schnittkantenqualität untereinander in Bild 9 sind bei der linken REM-Aufnahme eine raue Oberfläche mit erhabenen Bereichen geschmolzenen und wiedererstarteten Materials und einigen Schmelztröpfchen zu erkennen, während die Oberfläche der rechten REM-Aufnahme deutlich glatter aussieht und mit einem dünnen Schmelzfilm überzogen ist. Weiterhin war hier die

Gratbildung reduziert. Folglich führte weniger Laserstrahlleistung und damit geringere Strahlintensität zu einem geringeren Verdampfungsgrad verbunden mit einem ineffizienten Schmelzaustrieb.

Mit höherer Laserstrahlleistung jedoch konnte ein erheblich größerer Anteil des Materials verdampft und aufgrund des höheren Plasmadrucks viel effizienter aus dem Schnittspalt ausgetrieben werden. Dieses Materialabtragverhalten wurde für alle Fokussdurchmesser in gleicher Weise beobachtet.

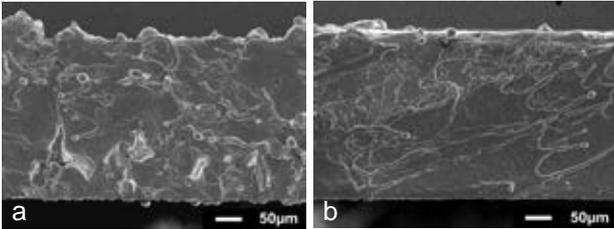


Bild 9: REM-Aufnahmen von Schnittkanten an 0,3 mm dickem Edelstahl bei $v_{sc} = 600$ m/min, $d_{86} = 21$ µm und unterschiedlicher applizierter Laserstrahlleistung: a) $P_{cw} = 0,62$ kW, 28 Überfahrten; b) $P_{cw} = 1,76$ kW, 6 Überfahrten

Wie vom klassischen Laserstrahlschneiden bekannt, beeinflusste die Schnittgeschwindigkeit die Schnittkantenqualität. In Bild 10 sind Schnittkanten gezeigt, die mit verschiedenen Scangeschwindigkeiten erzeugt wurden. Mit zunehmender Scangeschwindigkeit verringerten sich sowohl die Rauheit als auch die Gratbildung. Die verbesserte Schnittkantenqualität resultierte aus einer kürzeren Verweildauer des Laserstrahls an einer bestimmten Materialposition. Daher nahm die Bedeutung der Wärmeleitung ins Material, die für das Ausmaß an Schmelze verantwortlich war, wie bereits diskutiert, ab. Für eine hohe Schnittkantenqualität sollte eine höhere Scangeschwindigkeit verwendet werden, obwohl dabei die Abtragtiefe pro Überfahrt abnimmt, woraus eine höhere Anzahl von Überfahrten resultiert.

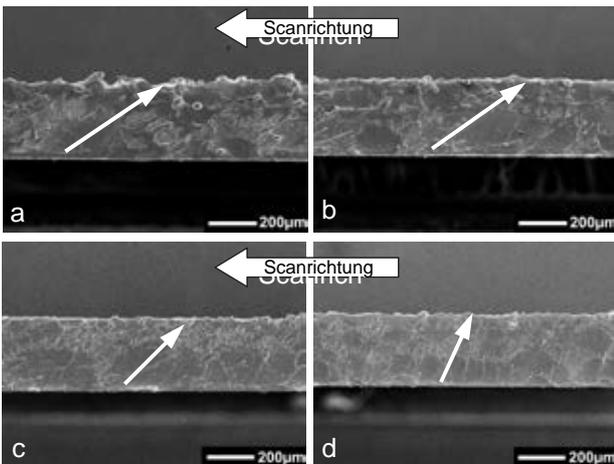


Bild 10: REM-Aufnahme von Schnittkanten mit verschiedenen Scangeschwindigkeiten und Anzahl an Überfahrten erzeugt: a) $v_{sc} = 480$ m/min, 8 Überfahrten, b) $v_{sc} = 600$ m/min, 9 Überfahrten, c) $v_{sc} = 900$ m/min, 13 Überfahrten und d) $v_{sc} = 1800$ m/min, 22 Überfahrten (Parameter: $P_{cw} = 0,94$ kW, $d_{86} = 32$ µm)

Bei genauer Betrachtung der Schnittkanten in Bild 10 ist zu erkennen, dass die bevorzugte Ausrichtung des Schmelzaustriebs durch die Scangeschwindigkeit beeinflusst wird. Beim Abtragschneidprozess mit cw-Laserstrahlung kann die Ausbildung der Schmelzfront so angenommen werden, wie sie Bild 11 schematisch verdeutlicht. Der Neigungswinkel der Schmelzfrontnormale in Bezug zum einfallenden Laserstrahl hängt vom Verhältnis des Fokussdurchmessers und der Abtragtiefe ab. Folglich nimmt der Neigungswinkel bei steigender Scangeschwindigkeit und damit geringerer Abtragtiefe ab. Für die Parametersätze aus Bild 10 wurde der Neigungswinkel entsprechend berechnet. Die in den REM-Aufnahmen eingezeichneten Neigungswinkel, wie sie sich aus der Orientierung des Schmelzaustriebs heraus abzeichnen, stimmen sehr gut mit den vorausberechneten Neigungswinkeln überein. D.h. der Schmelzfluss und der Schmelzauswurf werden durch den Plasmadruck verursacht. Aufgrund der geneigten Schmelzfront ist der Schmelzaustrieb bevorzugt in Richtung der Schmelzfrontnormalen orientiert, wie Bild 11 zeigt.

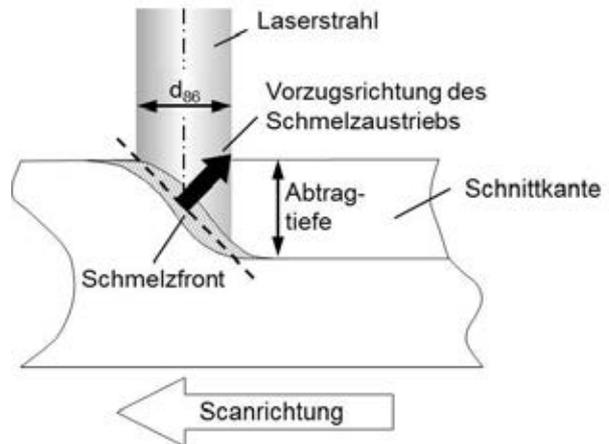


Bild 11: Schmelzfront und Schmelzaustrieb beim Laserabtragschneiden (Schema)

Um weitere Informationen zum Hochgeschwindigkeits-Abtragschneiden zu erhalten, wurde der Prozess mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. In Bild 12 ist die Plasmabildung während des Schneidvorgangs für verschiedene Scangeschwindigkeiten zu sehen. Die Plasmafackel ist in Bezug auf die Einfallrichtung des Laserstrahls geneigt. Darüber hinaus scheint sich die Plasmafackel mit zunehmender Scangeschwindigkeit aufzurichten. Trotz ähnlicher Tendenz, wie in Bild 10 zu sehen, war eine genaue Übereinstimmung mit dem Neigungswinkel der Schmelzfront bei vergleichbarer Scangeschwindigkeit nicht gegeben. Unter der Bedingung einer äquivalenten Rate der Ausdehnung der Plasmafackel wäre zu erwarten gewesen, dass die Neigung der Fackel in Bezug auf die Richtung des einfallenden Laserstrahls mit steigender Scangeschwindigkeit zunimmt, da die Plasmapartikel innerhalb der Plasmawolke ihren Ursprung im vorher abgetragenen Material haben. Somit können die beobachteten Phasen der Neigung nicht auf die unter-

schiedlichen Scangeschwindigkeiten zurückgeführt werden. Hierzu sind weitere Untersuchungen notwendig, um den beschriebenen Effekt besser zu verstehen.

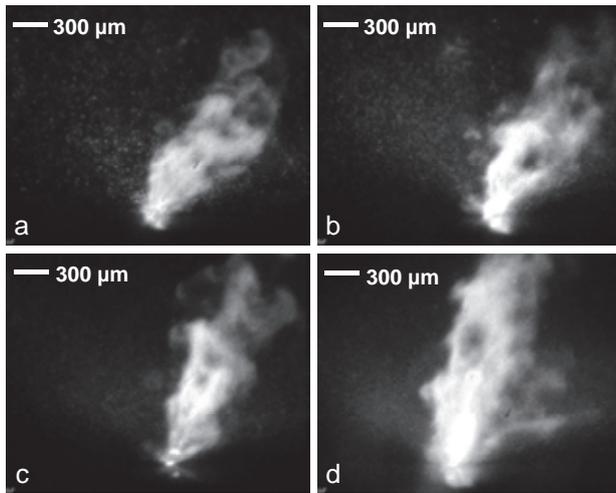


Bild 12: Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera: a) $v_{sc} = 240$ m/min, b) $v_{sc} = 360$ m/min, c) $v_{sc} = 480$ m/min, d) $v_{sc} = 900$ m/min (Parameter: $P_{cw} = 1,7$ kW, $d_{86} = 21$ µm)

Des Weiteren nahm die Anzahl größerer Partikel im Bereich um die Plasmafackel bei geringerer Scangeschwindigkeit erheblich zu. Grund war eine stärkere Schmelzbildung bei niedrigeren Scangeschwindigkeiten, die bereits diskutiert wurde.

4. Zusammenfassung

In diesem Beitrag wurden Ergebnisse zum Hochgeschwindigkeits-Laserstrahlabtragschneiden von Metall vorgestellt. Dabei wurde der Einfluss der wichtigsten Prozessparameter Laserleistung, Scangeschwindigkeit, Fokusbereich und Anzahl der Überfahrten auf die Abtragtiefe und damit die Materialdicke, die getrennt werden konnte, im Detail untersucht. Die Abtragtiefe pro Überfahrt in Kombination mit der Scangeschwindigkeit bestimmten die Effizienz des Schneidprozesses, dargestellt durch die kumulierte Schnittgeschwindigkeit für eine bestimmte Materialdicke. Durch eine Erhöhung der Laserleistung, der Reduzierung des Fokusbereichs oder der Verringerung der Scangeschwindigkeit konnte die Abtragtiefe erhöht werden. Hinsichtlich der Schnittkantenqualität führten jedoch größere Scangeschwindigkeiten zu besseren Ergebnissen, da hier die Gratbildung reduziert war und glattere Schnittflächen entstanden. Somit stellen die Parameter einen Kompromiss dar und müssen je nach Anwendungsfall ausgewählt werden.

Für eine gegebene Materialdicke von 0,5 mm wurde eine kumulierte Schnittgeschwindigkeit von 97 m/min bei einer applizierten Laserleistung von 4,3 kW erreicht.

Mit Hilfe von Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera konnten Informationen über den Abtragprozess gewonnen werden. Die Plasmafackel war in Bezug auf den einfallenden Laserstrahl ge-

neigt. Mit steigender Scangeschwindigkeit wurde der Neigungswinkel kleiner, die Fackel richtete sich auf. Weiterhin erschienen die Partikel im Bereich der Plasmafackel bei geringeren Scangeschwindigkeit größer, was auf einen höheren Anteil geschmolzenen Materials hindeutet und mit einer geringeren Schnittkantenqualität einhergeht.

Danksagung

Die Autoren danken für die finanzielle Unterstützung des Projektes durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (Projekt-Nr. 03IPT506X).



Literaturverzeichnis

- [1] K. U. Preißig, J. Albrecht, Hochgeschwindigkeitsschneiden von Feinstblechen mit Lasern, Qualitätsverbesserung / Highspeed cutting of finest sheet by lasers, Quality improvement, Journal Bänder, Bleche, Rohre, 33 (1992), 79-88.
- [2] K. U. Preißig, D. Petring, G. Herziger, High speed laser cutting of thin metal sheets, Proc. of SPIE 2207 (1994), 96-110.
- [3] M. F. Zaeh, J. Mösl, J. Musiol, F. Oefele, Material processing with remote technology - revolution or evolution?, Physics Procedia 5 (2010), 19-33.
- [4] T. Himmer, T. Pinder, L. Morgenthal, E. Beyer, High brightness laser in cutting application, Proc. of ICALEO (2007), 87-91.
- [5] D. Szczepanski, S. Jüttner, Hochgeschwindigkeitlaserschneiden dünner Bleche für Anwendungen im Elektroantrieb, Proc. of IMWK (2012), 25-28.
- [6] S. Eiselen, H. Zapf, E. Mantel, L. Hofmann, M. Schmidt, Impact of thermal focal shift on laser cutting processes with high brightness lasers, Proc. of ICALEO (2012), 282-291.
- [7] L. Hartwig, R. Ebert, S. Klötzer, S. Weinhold, J. Drechsel, F. Peuckert, J. Schille, H. Exner, Material processing with a 3kW single mode fibre laser, JLMN-Journal of Laser Micro/Nano-engineering Vol. 5, No. 2 (2010), 128-133.
- [8] D. Petring, Calculable laser cutting, Proc. of LIM (2009), 209-214.
- [9] A. Pihlava, T. Purtonen, A. Salminen, V. Kujanpää, L. Hartwig, J. Schille, Quality of Remote Cutting, Proc. of ICALEO (2010), 354-361.

HOCHGESCHWINDIGKEITS-LASERSTRAHLSCHWEIßEN VON STAHL MIT EINEM 3 KW MONOMODE-FASERLASER

Jan Drechsel, Udo Löschner, Sascha Schwind, Lars Hartwig, Jörg Schille, Horst Exner,
Peter Hübner, Andreas Eysert

Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Since a few years, high brilliance laser sources find their way into laser material processing. Laser micro processing by applying high brilliant laser radiation up to 3 kW of continuous wave laser power in combination with ultrafast beam deflection systems has been successfully demonstrated in 2008 for the first time. Up to now the macro range is still insufficiently investigated. Hence, this study reports on detailed investigations of high-speed laser welding of different steel grades, performed with a high power single mode fiber laser source. The laser beam was deflected relative to the sample by using both a fast galvanometer scanner system with f-theta focusing objective and a linear axis in combination with a welding optic, respectively. In the study, the mainly process influencing parameters such as laser power, welding speed, thickness of the metal sheets, angle of incidence and laser beam spot size were varied in a wide range. The laser welding process has been optimized for different weld seam geometries, for example bead-on-plate and butt welds. Finally, the weld seam quality was evaluated by structural analyses and static tensile tests.

1. Einleitung

Laserstrahlschweißen mit brillanter Laserstrahlung wurde im Mikrobereich bereits umfangreich untersucht. Für den Makrobereich wurden erste Ergebnisse in [1] veröffentlicht. Mit dem für die Untersuchungen zur Verfügung stehenden Monomode-Faserlaser können bei exzellenter Strahlqualität eine hohe Laserstrahlleistung von bis zu 3 Kilowatt und damit Laserstrahlintensitäten von bis zu 10^9 W/cm² auf der Werkstückoberfläche (WSO) erzeugt werden. Wie in [2] beschrieben, ist eine hohe Laserstrahlintensität für den Schweißprozess von Vorteil.

Für die Realisierung der Relativbewegung zwischen Laserstrahl und Werkstück haben sich beim Schweißen zwei Prinzipien etabliert. Einerseits das s.g. Remote-Schweißen, bei dem der Laserstrahl mit einem Scannersystem abgelenkt wird [3] und andererseits eine Schweißoptik mit Achssystem oder Roboter. Dabei kann entweder das Werkstück oder die Bearbeitungsoptik bewegt werden. Beide Ablenkprinzipien können für das Hochgeschwindigkeits-Laserstrahlschweißen eingesetzt werden, wobei aber das Remote-Schweißen, auf Grund der geringeren bewegten Massen (Spiegel im Scanner), ein höheres Maß an Dynamik verspricht.

In zahlreichen Untersuchungen zum Laserstrahlschweißen zeigte sich Humping als ein limitierender Faktor [4,5]. Unter Humping wird ein periodischer Aufwurf an Schmelze entlang der Schweißnahtoberfläche verstanden, der am Ende des Schweißbades durch periodische Schwankungen in der Schmelzbadbewegung hervorgerufen wird [5,6]. Darüber hinaus befördert eine unbeständige Plasmadichte die Humpingneigung [7]. In [8] wird beschrieben, dass in dem gleichen Maße wie der Fokus verkleinert wird die Schweißgeschwindigkeit erhöht werden kann, ohne das ein Verlust an Schweißnahtqualität eintritt. Beispielsweise wurde mit einem Fokus von 24 µm eine Schweißgeschwindigkeit von 100 m/min erreicht [9,10]. Spiking ist ein weiteres Phänomen beim Laserstrahlschweißen. Es beschreibt eine diskontinuierliche Ausprägung der

Einschweißtiefe. Das Auftreten von Spiking ist abhängig von der applizierten Laserstrahlspitzenintensität und der Laserstrahlleistung [11]. Es hängt auch von der Fokusposition in Bezug auf den sich bildenden Keyholeboden ab [12]. Dabei führt die Relativbewegung zwischen der Laserfokusebene und der Kapillare zu veränderten Bedingungen von Reflexion und Absorption der Laserstrahlung an den Wänden bis zum Boden der Kapillare.

2. Experimentelle Details

Die Untersuchungen wurden mit einem cw Monomode-Faserlaser durchgeführt, der eine maximale Laserstrahlleistung von 3 kW bei einer Wellenlänge von 1070 nm erzeugt. Zur Laserstrahlableitung und Fokussierung wurden sowohl ein Galvanometerscanner (Fa. RAYLASE AG) mit F-Theta-Optik als auch ein Laserschweißkopf (Fa. Precitec KG) mit X/Y-Achssystem eingesetzt. Für den Scanner standen zwei F-Theta Objektive mit Brennweiten von 230 mm und 500 mm zur Verfügung. Bei der Schweißoptik betrug die Brennweite 250 mm. Die entsprechenden Fokusgrößen wurden mit einem Strahldiagnosesystem (Fa. PRIMES) ermittelt (Tab. 1). Als Einschränkung bei der Verwendung des Galvanometerscanners ist zu beachten, dass während des Laserstrahlschweißens eine Änderung

Tab. 1 Optische Parameter der Versuchsanordnung

Fokussiersystem	Galvanometer Scanner		Schweißkopf
Laserstrahlleistung auf WSO [kW]	2,5		1,84
Brennweite [mm]	230	500	250
Fokusbrennweite d ₆₆ [µm]	21	65	53
Max. Geschwindigkeit [m/min]	1200	2580	135
Spitzenintensität TEM ₀₀ [W/cm ²]	14,4·10 ⁸	1,5·10 ⁸	1,6·10 ⁸

des Einstrahlwinkels der Laserstrahlung auf dem Material eintritt. Durch Beschränkung des Scanfeldes auf den mittleren Bereich des Scanners konnte dieser Einfluss aber deutlich reduziert werden. Beim Versuchsaufbau mit Schweißkopf und Achssystem hingegen war der Einstrahlwinkel konstant. Durch Ankippen des Schweißkopfes in bzw. entgegen der Schweißrichtung konnten mit diesem Aufbau aber auch Untersuchungen zum Einfluss des Lasereinstrahlwinkels auf den Schweißprozess realisiert werden (Bild 1). Das Kippen des Schweißkopfes in Schweißrichtung wird dabei als schleppende und entgegen der Schweißrichtung als stechende Anordnung verstanden.

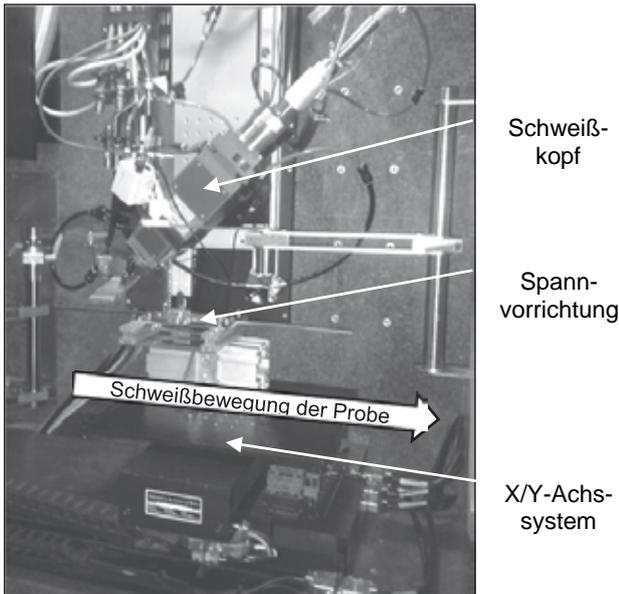


Bild 1 Versuchsaufbau mit schräg gestelltem Laser-schweißkopf in stechender-Anordnung

Die Schweißuntersuchungen wurden an zwei Stählen durchgeführt: dem Edelstahl X5CrNi18-10 (SS304) und dem Stahl 22MnB5.

Der X5CrNi18-10 ist ein hochlegierter, korrosionsbeständiger, austenitischer Stahl mit einer Zugfestigkeit von etwa 640 MPa. Untersucht wurden Blechdicken zwischen 1 und 3 mm.

Der 22MnB5 ist ein Mangan- und Bor-legierter, martensitischer Stahl mit beidseitiger Zink-Beschichtung von 20 µm (Bild 2). Er hat eine Zugfestigkeit von 1500 MPa. Mit konventionellen Schweißverfahren ist dabei die Schweißbarkeit, wegen des erheblichen Härteverlustes und der daraus resultierenden Verringerung der Festigkeit in der Wärmeinflusszone, eingeschränkt. Für die Untersuchungen stand nur die Materialdicke von 1,6 mm zur Verfügung.

In den Versuchen wurde der Einfluss der Prozessparameter: applizierte Laserstrahlleistung, Schweißgeschwindigkeit, Strahlfleckgröße und Einfallswinkel der Laserstrahlung auf das Schweißergebnis ermittelt. Es wurde kein Schutzgas verwendet. Zuerst wurden Blindschweißversuche mit Galvanometer-Scanner und F-Theta Optik durchgeführt, um geeignete Parameter und Grenzen für das Hochge-

schwindigkeits-Laserstrahlschweißen zu ermitteln. Die Grenzen waren dabei mit einsetzendem Humping bzw. Spiking gegeben.

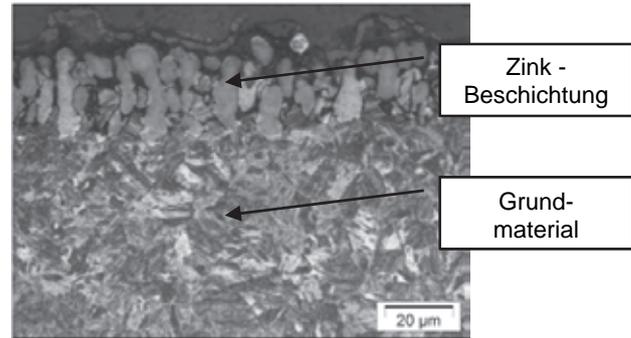


Bild 2 Querschliff am 22MnB5 mit 20 µm Zinkbeschichtung auf der WSO

Basierend auf diesen Untersuchungen wurden dann Stumpfstoßschweißversuche durchgeführt. Aufgrund der sehr hohen Laserstrahlqualität und der zum Laserstrahlschweißen verwendeten sehr kleinen Laserfoki, mussten die beiden Werkstücke sehr genau positioniert sowie ein Fügspalt von weniger als 30 µm eingehalten werden. Deshalb wurden die lasergeschnittenen Kanten der Werkstücke noch zusätzlich geschliffen. Die Versuchsauswertung erfolgte visuell, durch Beurteilung der Nahtberraupe und der Schweißnahtwurzel sowie anhand von Querschliffen. Damit konnten die Schweißnahtbreite, die Nahtform sowie Nahtunregelmäßigkeiten bestimmt werden. Es wurden Härtemessungen sowie zum Nachweis der Festigkeit Zugversuche durchgeführt. Hierbei wurde die Zugfestigkeit der geschweißten Proben im Vergleich zum Grundmaterial gegenübergestellt.

3. Ergebnisse und Diskussion

3.1 Blindschweißversuche

In Bild 3 sind die erreichten maximalen Schweißgeschwindigkeiten beim Durchschweißen der unterschiedlich dicken Materialproben der beiden Stähle dargestellt. Mit der verwendeten F-Theta-Optik lag der Fokusbereich bei 65 µm. Humping- und Spikingeffekte wurden bei den hier dargestellten Werten nicht berücksichtigt. Wie im Diagramm zu sehen ist, erhöht sich die Schweißgeschwindigkeit generell mit steigender Laserstrahlleistung, beim Edelstahl jedoch mit leicht degressivem Anstieg. Die maximale Schweißgeschwindigkeit wurde bei 1 mm Blechdicke mit einer Laserstrahlleistung von 2,3 kW mit 66 m/min erreicht. Bei 3 mm Blechdicke reduzierte sich die maximale Schweißgeschwindigkeit auf 20 m/min. Bei den Versuchen zeigte sich, dass es, durch die zunehmende Schweißgeschwindigkeit induziert, einen Übergang von der typischen Schweißnahtbildung hin zur humpingbehafteten Schweißnaht gibt. Dabei werden zu Beginn einzelne unregelmäßige Humps erzeugt, die sich mit zunehmender Schweißgeschwindigkeit dann periodisch bilden (Bild 4 a) bis c)).

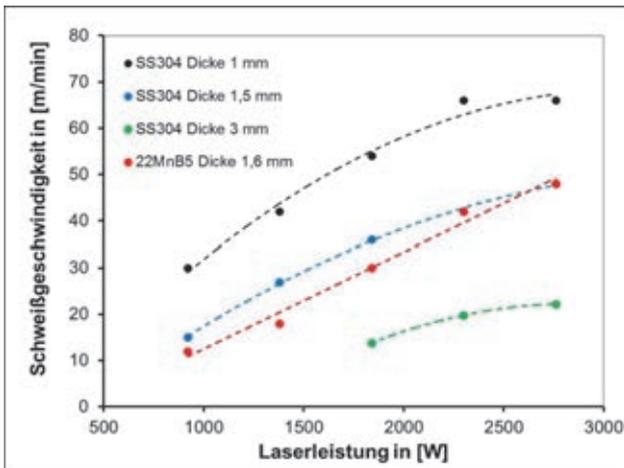


Bild 3 Maximale Schweißgeschwindigkeit beim Blindnahtschweißen des X5CrNi18-10 (SS304) und des 22 MnB5 für verschiedene Materialdicken, $d_{86} = 65 \mu\text{m}$

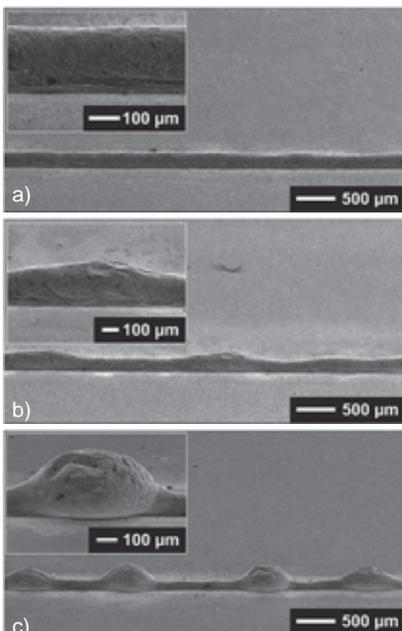


Bild 4 Übergang zum Humping beim Schweißen von X5CrNi18-10; Parameter: $P_{cw} = 1380 \text{ W}$; Materialdicke 1.5 mm; a) Humping freie Schweißnaht, $v = 24 \text{ m/min}$; b) beginnendes Humping bei $v = 27 \text{ m/min}$; c) Humping ab $v = 36 \text{ m/min}$

Bei den Schweißnähten, die mit einem Fokusbereich von $21 \mu\text{m}$ geschweißt wurden, war Humping im gesamten untersuchten Parameterbereich auf der Nahtberraupe festzustellen. Bei Verwendung eines größeren Fokusbereichs ($65 \mu\text{m}$) trat Humping hingegen erst oberhalb einer bestimmten Schwelle der applizierten Laserstrahlleistung auf (Bild 5). Für 1 mm Blech des X5CrNi18-10 liegt die Laserleistungsgrenze bei 920 W und für 1,5 mm Blechdicke bei 1380 W. Bei allen untersuchten Blechdicken gab es unterhalb dieser Schwelle eine Übergangszone, in der mit zunehmender Schweißgeschwindigkeit humpingfreie hin zu humping behaftete Schweißnähte auftraten. Letztendlich wird durch Humping eine noch höhere Schweißgeschwindigkeit begrenzt. Aufgrund der höheren Wärmeleitfähigkeit ist das Schmelzverhalten beim 22MnB5, das den Humpingeffekt erheblich mit be-

einflusst, etwas anders. Daher ist beim 22MnB5 im Vergleich zum X5CrNi18-10 eine stärkere Humpingtendenz vorhanden, was eine geringere maximale Schweißgeschwindigkeit für humpingfreie Schweißnähte zur Folge hat.

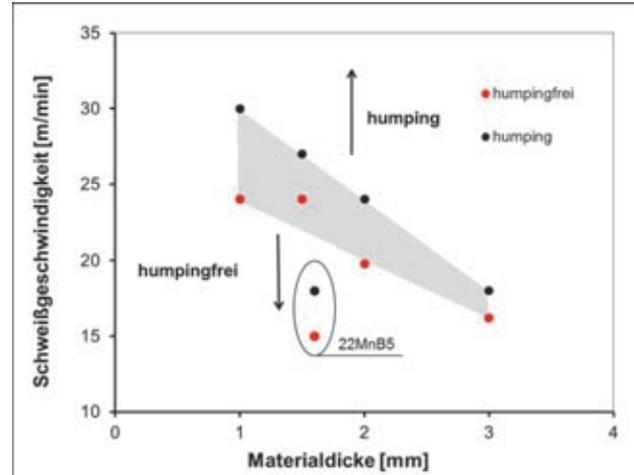


Bild 5 Übergang zum Humping beim Blindnahtschweißen von X5CrNi18-10 und 22MnB5, $d_{86} = 65 \mu\text{m}$

An der Schweißnahtwurzel wurde bei höherer Schweißgeschwindigkeit außerdem Spiking beobachtet. Spiking ist eine diskontinuierliche Wurzelbildung entlang der Naht, verursacht durch eine Variation der Einschweißtiefe. Dabei wurde das Material nur noch teilweise durchgeschweißt (Bild 6 a) bis c)).

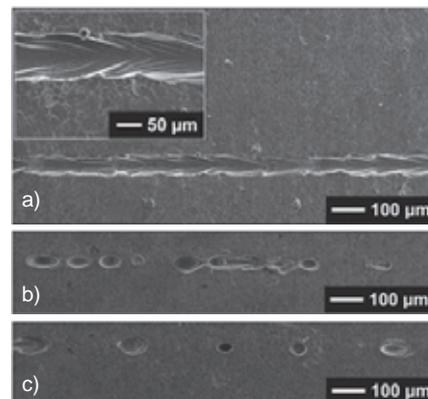


Bild 6 Spiking, hier bei 1,5 mm dickem X5CrNi18-10, Parameter: $P_{cw} = 1380 \text{ W}$, a) homogene Schweißwurzel bei $v = 27 \text{ m/min}$; b) ungleichmäßige Schweißwurzel bei $v = 30 \text{ m/min}$; c) Spiking ab $v = 33 \text{ m/min}$

Bezüglich der Nahtform zeigten die Schweißnähte aller Proben einen nagelförmigen Querschnitt (vgl. Bild 7). Im Schweißgut ist für beide untersuchten Stähle eine fast homogene Mikrostruktur zu erkennen. Korngröße und Form sind im Vergleich zum Grundmaterial ganz ähnlich. Im untersuchten Parameterbereich lag die Schweißnahtberraupe im Bereich von $190 \mu\text{m}$ bis $265 \mu\text{m}$. Die Breite der Schweißnahtberraupe hängt dabei deutlich von den verwendeten Prozessparametern ab (Bild 7). Bei Erhöhung der Schweißgeschwindigkeit nimmt die Schweißnahtberraupe entsprechend ab, analog zur Reduzierung der Streckenenergie. Dieser Effekt ist aber bei höheren Laserstrahlleistungen weniger ausgeprägt.

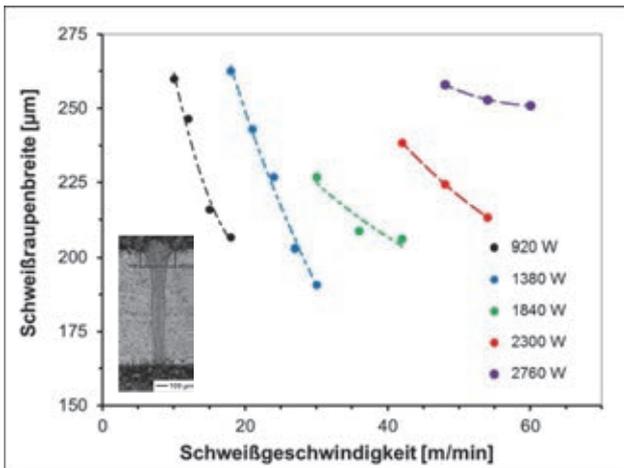


Bild 7 Breite der Schweißnahtoberraupe in Abhängigkeit von der Schweißgeschwindigkeit bei unterschiedlichen applizierten Laserstrahlleistungen

3.2 Einfluss des Lasereinstrahlwinkels auf den Schweißprozess

Beim Laserstrahl-tiefschweißen tritt generell Plasma-bildung und eine Metaldampffackel auf. Wie oben diskutiert, beeinflusst ein dichtes Plasma den Laser-schweißprozess negativ. Eine einfache Methode, um die Plasmawirkung während des Schweißprozesses zu reduzieren, ist die Änderung des Einstrahlwinkels der Laserstrahlung in eine schleppende oder stechende Anordnung. Eine schleppende Anordnung brachte keinen erkennbaren Vorteil in Bezug auf eine Verschiebung der Humpinggrenze. Bei stechender Anordnung kann die Humpinggrenze jedoch zu höheren Schweißgeschwindigkeiten hin verschoben werden. In Bild 8 sind die Schweißbedingungen sowie in den Fotografien die zu beobachtenden Veränderungen in der Orientierung der Plasmafackel während des Schweißprozesses zu sehen. In der oberen Bildreihe sind diese schematisch dargestellt. In den Fotografien ist zur Verdeutlichung der einfallende Laserstrahl mit einer gestrichelten Linie hervorgehoben. Bis zu einem Winkel von 25° variiert die Ausrichtung der Plasmafackel ohne Vorzugsorientierung. Bei weiterer Erhöhung des Einstrahlwinkels entsteht eine bevorzugte Orientierung der Plasmafackel entgegen der Richtung des einfallenden Laserstrahls. Ab einem Einstrahlwinkel größer als 45° wird das Material jedoch nicht mehr vollständig durchgeschweißt. In Bild 9 sind für 2 mm X5CrNi18-10 die maximal erreichten Schweißgeschwindigkeiten für humpingfreie Schweißnähte bei unterschiedlichen Einstrahlwinkeln in Abhängigkeit der applizierten Laserstrahlleistung dargestellt. Es ist zu sehen, dass mit zunehmendem Einstahlwinkel eine höhere Schweißgeschwindigkeit für Humping freie Schweißnahtoberraupe erreicht werden konnte. Um jedoch die gleiche Materialdicke durchschweißen zu können, musste die Laserstrahlleistung entsprechend erhöht werden. Der Grund dafür ist im Anstieg der nominell durchzuschweißenden Materialdicke beim Schrägeinfall der Laserstrahlung zu sehen. Im Vergleich zu den im Diagramm in Bild 5 gezeigten Ergebnissen sind jedoch die mit

dem Schweißkopf erreichen Schweißgeschwindigkeiten für 2 mm X5CrNi18-10 dennoch deutlich niedriger. Ein Grund dafür wird in dem kleineren Fokussdurchmesser der Schweißoptik von 53 µm gesehen. Durch die daraus resultierende 1,5-fach höhere Laserstrahlintensität wird die Schwelle, ab der Humping auftritt, entsprechend abgesenkt.

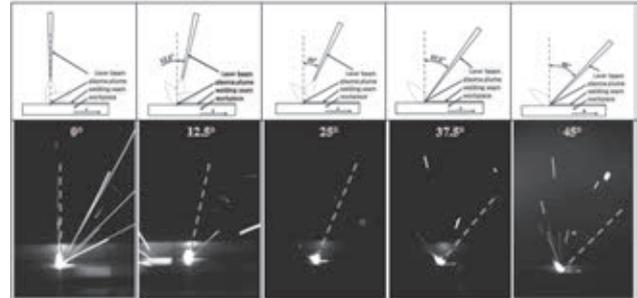


Bild 8 Auswirkung des Einstrahlwinkels auf das Plasma und die Metaldampffackel: oben schematisch, unten Fotografien vom Schweißprozess an X5CrNi18-10; Parameter: $P_{cw} = 1,84 \text{ kW}$, $v = 18 \text{ m/min}$, $d_{86} = 53 \text{ µm}$

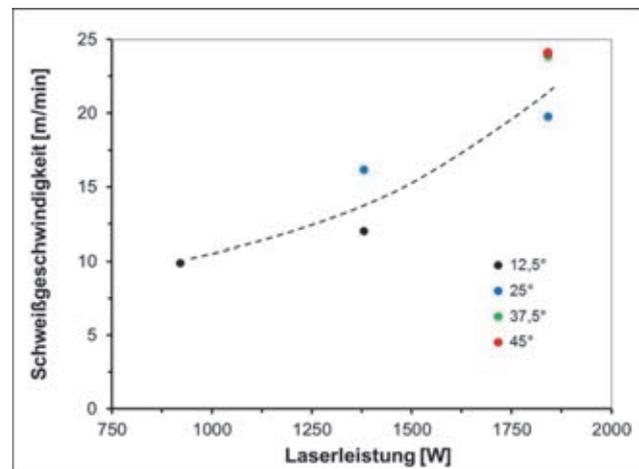


Bild 9 Maximale Schweißgeschwindigkeit an 2 mm dickem X5CrNi18-10 für humpingfreie Schweißnähte bei unterschiedlichen Einstrahlwinkeln, Fokusspot $d_{86} = 53 \text{ µm}$

3.3 Stumpfstoßschweißversuche

Die Stumpfstoßschweißversuche wurden ebenfalls bis 45° Einstrahlwinkel realisiert. Beim Stumpfstoßschweißen waren die Anforderungen an die Positioniergenauigkeit der zu fügenden Teile sehr hoch, um reproduzierbar Stumpfstoßschweißnähte erzeugen zu können. Es musste ein Fügespalt von kleiner 30 µm eingehalten werden. Wie in Bild 10 zu sehen ist, sind die maximalen Schweißgeschwindigkeiten für Blind- und Stumpfstoßschweißnähte beim X5CrNi18-10 mit 45° stechend angestellter Schweißoptik vergleichbar hoch und liegen deutlich über den Schweißergebnissen der Blindschweißungen bei senkrecht einfallender Laserstrahlung. Für 1 mm X5CrNi18-10 wurde fast eine Verdopplung der Schweißgeschwindigkeit auf 46 m/min erreicht. Mit zunehmender Materialdicke wird der Effekt jedoch geringer und beträgt bei 2 mm Materialdicke nur 20%. Im Vergleich zum X5CrNi18-10 ist beim 22MnB5 der Vorteil in der Schweißgeschwindigkeit zwar ähnlich aber deutlich geringer.

Das Foto in Bild 11 zeigt den Querschliff einer typischen Schweißnaht beim X5CrNi18-10. Dies ist eine sehr schmale, parallele Naht mit einer Nahtbreite von ca. 150 µm bei einer Nahtberraupenbreite von etwa 330 µm. Bei einer Schweißtiefe von 2 mm entspricht dies einem Aspektverhältnis von 13:1.

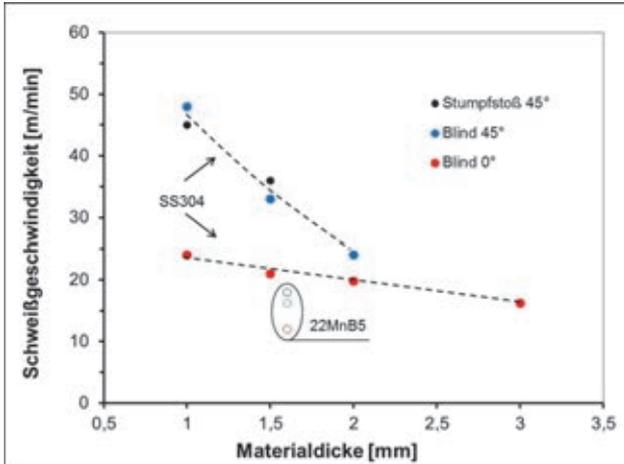


Bild 10 Schweißgeschwindigkeiten für Blindnaht- und I-Nahtschweißen an X5CrNi18-10 und 22MnB5 für unterschiedliche Einstrahlwinkel in Abhängigkeit der Materialdicke, Fokusspot $d_{86} = 53 \mu\text{m}$

An den Stumpfstoßschweißnähten wurden Härteprofile aufgenommen (Bild 11 und Bild 12). Dabei gibt der Härteverlauf in der Schweiß- und in der Wärmeinflusszone Auskunft über die zu erwartende Festigkeit einer Schweißverbindung. Eine zu starke Aufhärtung sowie ein zu großer Härtegradient in der Wärmeinflusszone können sich nachteilig auf die Festigkeit auswirken.

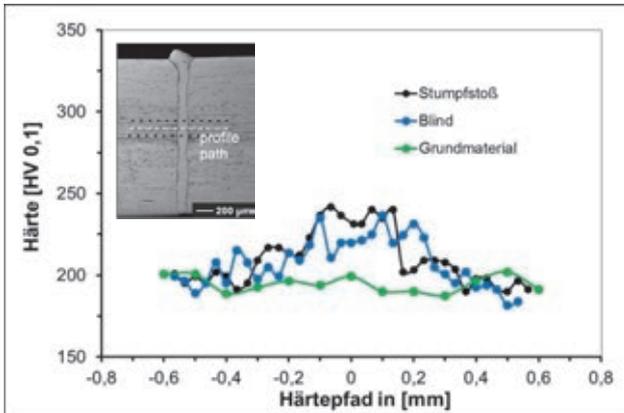


Bild 11 Härteprofil am Querschliff: I-Naht X5CrNi18-10, Parameter: $P_{cw} = 1840 \text{ W}$; $v = 18 \text{ m/min}$; $d_{86} = 53 \mu\text{m}$

Wie im Bild 11 zu erkennen ist, wurde beim X5CrNi18-10 in einem Bereich von $\pm 100 \mu\text{m}$ um die Schweißnaht eine leichte Zunahme der Härte von 20% (240 HV [0,1]) im Vergleich zur Härte des Grundmaterials gemessen. Bis zu einem Bereich von $\pm 300 \mu\text{m}$ wurde ein leichte Erhöhung der Härte von ca. 10% auf 220 HV [0,2] festgestellt. Dieses Verhalten entspricht den Erwartungen und ist auf den extrem kurzen Zeit-Temperaturzyklus zurückzuführen.

Das Härteprofil des 22MnB5 unterscheidet sich deutlich vom X5CrNi18-10 (Bild 12). Innerhalb der

Schweißnahtbreite von 250 µm wurde eine Härte von ca. 600 HV [0,2] gemessen, was ebenfalls einer Erhöhung der Härte von 20% entspricht im Vergleich zur Härte des Grundmaterials (500 HV [0,2]). In der Wärmeinflusszone, direkt neben der Schweißnaht, wurde ein erheblicher Rückgang der Härte von 25% auf 370 HV [0,2] festgestellt, bis in einem Abstand von $\pm 350 \mu\text{m}$ wieder die Härte des Grundmaterials erreicht wird. Dieses Verhalten ist auf Anlassvorgänge in der Wärmeinflusszone zurückzuführen, wobei der kurze Zeit-Temperaturzyklus zur Erhöhung der Festigkeit in der Schweißzone beiträgt.

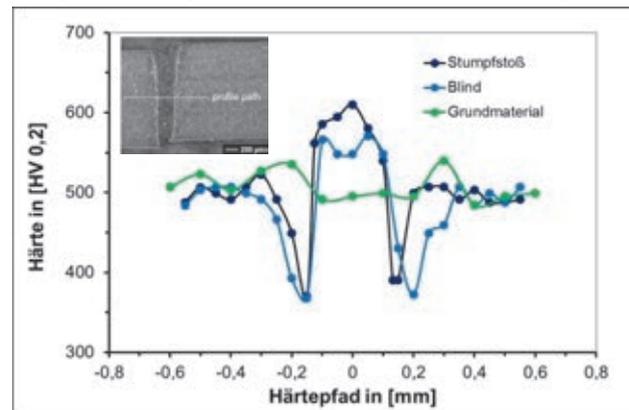


Bild 12 Härteprofil am Querschliff: I-Naht an 22MnB5, Parameter: $P_{cw} = 1840 \text{ W}$; $v = 16 \text{ m/min}$; $d_{86} = 53 \mu\text{m}$

3.4 Zugversuche

In Bild 13 sind die Ergebnisse der Zugversuche von Stumpfstoßschweißnähten bei 1,5 mm Blechdicke aus X5CrNi18-10 bzw. in Bild 14 für 1,6 mm Blechdicke aus 22MnB5 im Vergleich zu Zugproben mit Blindnähten und aus dem Grundmaterial gegenübergestellt.

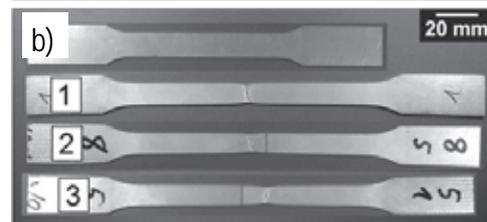
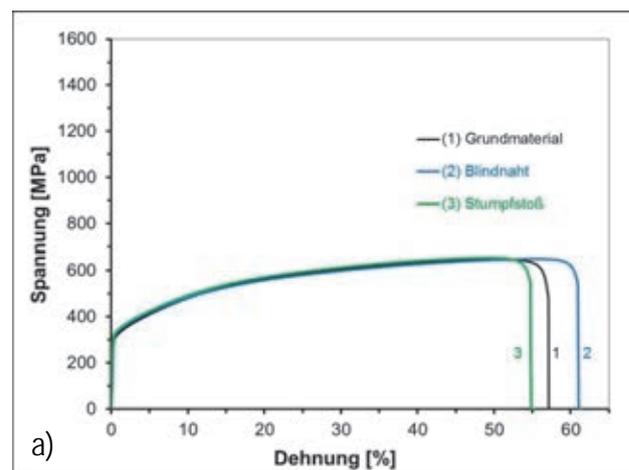


Bild 13 Ergebnisse Zugversuch an X5CrNi18-10-Proben: a) Spannungs-Dehnungs-Kurven, b) Zugproben: [1] Grundmaterial, [2] Blindnaht, [3] I-Naht

Bei allen Proben aus dem X5CrNi18-10 ist im Spannungs-Dehnungs-Diagramm die typische große plastische Verformung zu erkennen. Die Proben wiesen die gleiche Zugfestigkeit von 650 MPa auf, weil sie im Grundmaterial gerissen sind. Dieses Verhalten ist typisch für overmatched Verbindungen, bei denen die Schweißnaht durch deren höhere Festigkeit abgeschirmt wird.

Die Ergebnisse der Zugversuche beim 22MnB5 zeigen hohe Zugfestigkeiten aber eine sehr geringe Bruchdehnung (Bild 14). Die Stumpfstoß- wie auch die Blindnahtschweißnähte rissen fast ausschließlich im Bereich der Wärmeeinflusszone. Die ermittelte Zugfestigkeit war dabei im Gegensatz zum Härteeinbruch aber nur 10% geringer als die des Grundmaterials, da die Wärmeeinflusszone sehr schmal ist und durch die umliegenden hochfesten Bereiche gestützt wird.

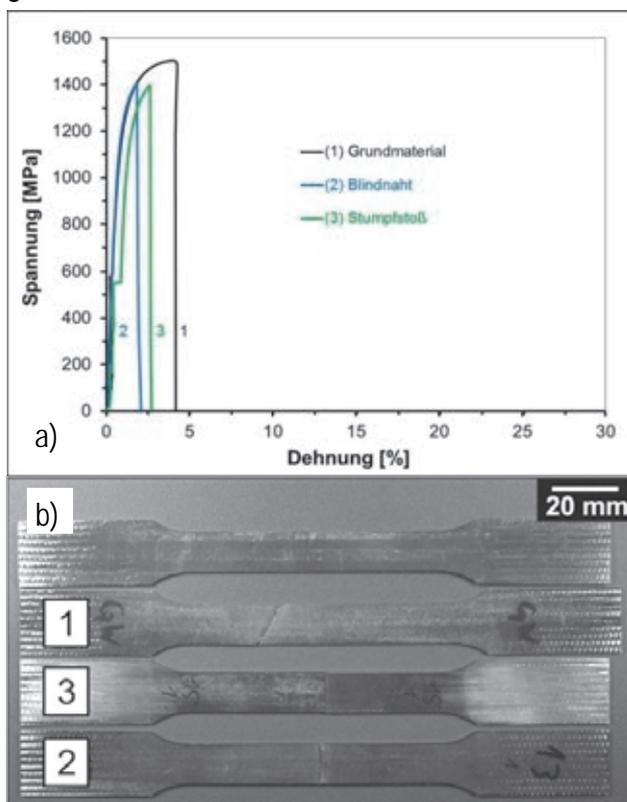


Bild 14 Ergebnisse Zugversuch an 22MnB5-Proben: a) Spannungs-Dehnungs-Kurven, b) Zugproben: [1] Grundmaterial, [2] Blindnaht, [3] I-Naht

4. Zusammenfassung

Bei den Versuchen zum Hochgeschwindigkeits-Laserstrahlschweißen mit dem 3 kW Monomode-Faserlaser zeigte sich, dass die maximale Schweißgeschwindigkeit durch einsetzendes Humping begrenzt wird. Die Humpingneigung hängt dabei von der applizierten Laserstrahlleistung, dem Fokussdurchmesser und der Schweißgeschwindigkeit ab. Durch eine stechende Anordnung der Laserbearbeitungsoptik (bis 45°) konnte die Schweißgeschwindigkeit für 1 mm dickes Blech aus X5CrNi18-10 im Stumpfstoß auf bis zu 45 m/min gesteigert werden, ohne das Humping eintrat. Beim 22MnB5 wurde eine stärkere Humpingneigung festgestellt, so dass

für 1,6 mm Blechdicke nur eine Schweißgeschwindigkeit von 19 m/min erreicht wurde. Diese ist aber im Vergleich zu einer senkrechten Lasereinstrahlung um Faktor 1,5 höher.

Aufgrund der sehr guten Strahlqualität und der dadurch möglichen sehr kleinen Laserfokussdurchmesser von wenigen 10 µm, musste zum Stumpfstoßschweißen ein Fügeseitigkeitsmaß von 30 µm eingehalten werden. Dadurch war eine Nahtvorbereitung der lasergeschnittenen Kanten durch einen zusätzlichen Schleifprozess unumgänglich. Es wurden generell sehr schmale Schweißnähte mit vergleichsweise hoher Festigkeit erzeugt. Die im Stumpfstoß geschweißten Zugproben des 22MnB5 wiesen im Zugversuch eine nur 10% geringere Zugfestigkeit auf.

Danksagung

Die Autoren danken für finanzielle Unterstützung des Projektes durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (Projekt-Nr. 03IPT506X).



Literaturverzeichnis

- [1] Hartwig, L., et.al, JLMN-Journal, Vol. 5 No. 2, 128-133 (2010).
- [2] Weberpals, J.P.: "Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserschweißen," Dissertation, Stuttgart University, ISBN 978-3-8316-0995-6 (2010).
- [3] Klotzbach, A., Hartmann, A., Morgenthal, L., 13. Int. Wissenschaftliche Konferenz Mittweida, Journal of the University of Applied Sciences Mittweida, Band 1 Lasertechnik No. 9, 149-156 (1998).
- [4] Berger, P., et.al., Physics Procedia 12, 232-240 (2011).
- [5] Wei, P. S., et.al., IEEE transactions on components, packaging and manufacturing technology, Vol. 2 No. 3, 383-394 (2012).
- [6] Kawahito, Y., Mizutani, M., Katayama, S., TJWRI, Osaka University, Vol. 36 No. 2, 11-15 (2007).
- [7] Kittel, S., "Welding with brilliant lasers – prospects and limitations for industrial applications", 4th Workshop on Fiber Lasers, 5.-6. November, Dresden, Germany (2008).
- [8] Kittel, S., Dausinger, F., Proc. SPIE 7585, 758502 (2010).
- [9] Berger, P. LTJ April No. 2, 31-34. (2007).
- [10] Armstrong, R.E. Welding Journal, Vol. 49 No. 8, 382-388 (1970).
- [11] Wei, P.S., Ho, C.Y., Int. Journal Heat Mass Transf., Vol. 41 No. 21, 3299–3308 (1998).
- [12] Neumann, S., Seefeld, T., Proc. of the Fifth Int. WLT-Conference on Lasers in Manufacturing 2009, 9-14 (2009).

FEMTOSECOND LASER INDUCED PERIODIC SURFACE STRUCTURES OF ITO THIN FILM ON GLASS SUBSTRATE

Linda Pabst¹, Walter Perrie², Geoff Dearden² and Horst Exner¹

¹Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

²Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool, L69 3GQ, Liverpool, UK

The generation of Laser Induced Periodic Surface Structures (LIPSS) on Indium Tin Oxide (ITO) thin films on glass substrate was investigated using a femtosecond laser with a central wavelength of 775 nm, 1 kHz repetition rate and 160 fs pulse duration. The dependence of the morphology of the periodic structures on the experimental conditions, such as fluence, scan speed and laser polarisation were investigated. After multiple pulse irradiation various types of LIPSS with periods between 0.2 and 0.9 μm were observed on the ITO layer as well as on the glass substrate. Area structuring was investigated with regards to optimising processing parameters for high quality LIPSS on large areas. At optimised processing parameters large areas could be structured with LIPSS without completely ablation of the ITO layer. Thereby, the LIPSS were oriented perpendicular to the electric field vector of the laser and had a spatial period of approximately 710 ± 20 nm, close to the incident laser wavelength.

1. Introduction

Under certain experimental conditions, laser irradiation of solids leads to the formation of periodic structures on the surface. These laser induced periodic surface structures (LIPSS) are reported for a wide range of materials and laser pulse durations. The two most commonly observed types of LIPSS produced with femtosecond laser irradiation are the so called Low Spatial Frequency LIPSS (LSFL) with periods close to the laser wavelength and an orientation mostly perpendicular or for large band gap materials parallel to the electric field vector of the laser. Also High Spatial Frequency LIPSS (HSFL) with periods significantly smaller than the wavelength are observed. These periodic structures are mainly dependent on the used laser fluence, the pulse number and the type of material which is irradiated.[1-4]

These structures offer the possibility of large area nanometer structuring in a single step process. Laser surface processing has a high flexibility, the size of the structured area is only limited by the spot size, complicated shapes and large areas can be produced and no chemicals are necessary. Therefore, LIPSS have some advantages to common methods like lithography. The LIPSS could have a wide range of potential applications due to their optical, mechanical or chemical properties.[1,2]

As an important transparent conducting oxide, ITO has several electronic, opto-electronic and mechanical applications due to the properties, especially the electrical conductivity by simultaneous optical transparency. For example, ITO is used as electrode layer in optoelectronic devices, such as flat panel displays, touch screens, solar cells and organic light-emitting diodes.[5]

Although there are a number of reports in the literature on laser selective ablation of ITO thin films, data and a systematic investigation of the generation of LIPSS on ITO thin films is still missing. Only in [6] periodic structures on a 100 nm thin ITO film on glass substrate are reported as a secondary effect by laser transforming of an amorphous ITO thin film to a crystalline ITO. Upon femtosecond processing

($\lambda=800$ nm, $f_p=1$ kHz, $\tau_p=120$ fs) near the ablation threshold of the material LIPSS with a period of approximately 200 nm ($\sim\lambda/4$), and an orientation perpendicular to the incident polarisation direction are reported.[6]

2. Experimental Setup

For the experiments a Ti:Sapphire femtosecond laser (Clark MXR CPA-2010™) with a central wavelength of 775 nm, a repetition rate of 1 kHz and a pulse duration of 160 fs was used. The output power of the laser beam was controlled by an external attenuator consisting of a rotatable half-wave plate and a Glan laser polariser. The orientation of the linear polarisation was controlled using a zero order half-wave plate. The beam was focused at normal incidence onto the sample surface, resulting in a focal radius of approximately 17.5 μm . The investigated samples were thin Indium Tin Oxide (ITO) films with a thickness of approximately 200 nm on glass substrate.

The produced surface structures were analysed with a Scanning Electron Microscope (SEM). The period of the produced LIPSS were measured accurately using the SEM by averaging the values measured over many line periods and over different irradiation areas. Another way to analyse the period of the produced LIPSS was the two dimensional Fast Fourier Transform (2D-FFT). In the 2D-FFT periodic pattern resulted in peaks corresponding to the period of these structures.

3. Results and Discussion

The ablation morphologies obtained after multiple pulse irradiation were investigated. Characteristic ablation morphologies observed after 25 and 500 laser pulses are shown in Fig. 1. With increasing pulse number and applied fluence a change in morphology could be observed. The different observed types of LIPSS are summarized in Table 1. After irradiation with a threshold fluence of 0.20 J/cm² and 0.18 J/cm² for 25 and 500 laser pulses, respectively, first morphological changes of the ITO layer were observed. The full irradiation area was covered with periodical structures without ablation of the thin film.

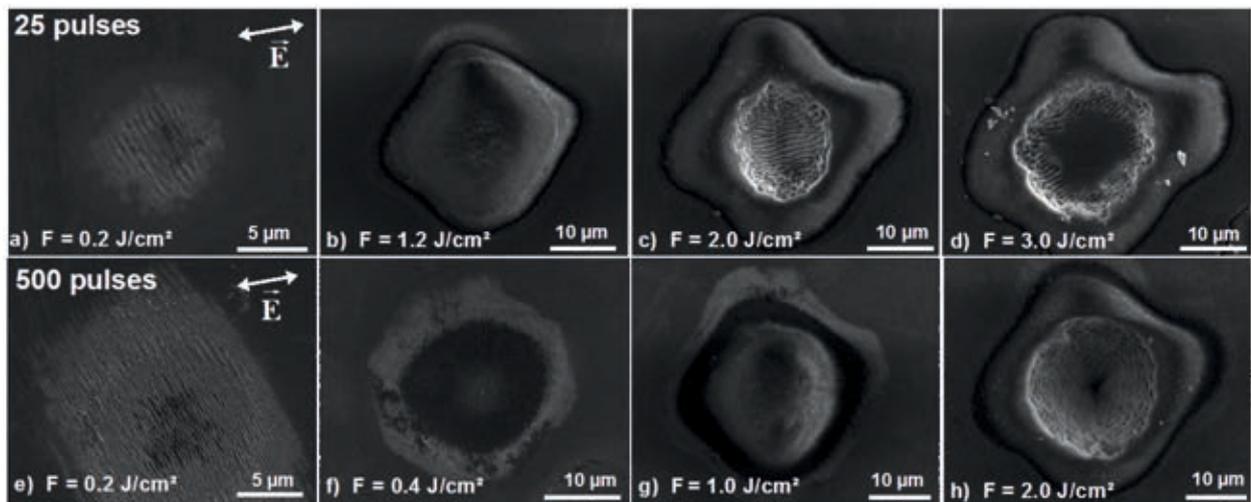


Fig. 1: SEM images of morphologies after multiple pulse irradiation with LIPSS on the ITO layer as well as on the underlying glass substrate

However, the structures were modulated over the full thickness of the ITO layer. The orientation of the LIPSS was orthogonal to the incident electric field vector, see Fig. 1 (a, e). A different appearance of the LIPSS could be observed in the centre and in the outer part of the irradiation area due to the energy distribution of the beam profile. The periodic structures observed in the centre were characterised by many bifurcations and were called LIPSS Type I. The period was approximately $0.25 \pm 0.02 \mu\text{m}$ and $0.20 \pm 0.02 \mu\text{m}$ for 25 and 500 applied pulses, respectively, and was constant over the applied fluence, see Fig. 4. The period of Type I seemed to decrease with increasing applied pulse number, see Fig. 5. The observed period was well below the laser wavelength of 775 nm, with that the structures had similar characteristics than HSFL reported in literature. The LIPSS on the outer rim were characterised by less bifurcations and a higher period. This structure was called LIPSS Type III. The period increased with increasing applied fluence in the range from approximately 0.5 to 0.9 μm for 25 applied pulses, see Fig. 4. However, at 500 applied pulses this type could only be observed at low fluences with a period of approximately $0.51 \pm 0.04 \mu\text{m}$ somewhat smaller than the laser wavelength and in the range of the period observed after 25 applied pulses at similar fluences. With these characteristics Type III could be associated with LSFL. These types appeared at fluences slightly below the ablation threshold of this ITO layer with $F_{\text{th}}=0.23 \pm 0.06 \text{ J/cm}^2$ [11].

By applying a higher number of pulses the structures were more pronounced and the area covered with LIPSS increased, see Fig. 1. This indicated an accumulation effect. Surprisingly, at higher applied pulse number the shape of the irradiated area appeared rectangular and the larger extension was in the direction of the LIPSS, perpendicular to the polarisation direction, see Fig. 1 (e). An expansion of an irradiation area covered with LIPSS was also reported in [1,4] However, in this case the larger expansion was in the direction orthogonal to the LIPSS and therefore parallel to the polarisation direction and only observed for low pulse numbers.[1,4]

By increasing the fluence the ITO film was ablated but no structuring of the glass substrate was observed, see Fig. 1 (f). At fluences of 0.79 J/cm^2 and above, in the centre of the irradiation area the ITO layer was ablated and the surface of the glass substrate was covered with periodic structures, as shown in Fig. 1 (b, g) and Fig. 2 (a, red). The outer rim of the ablation crater, the ITO layer, was still covered with LIPSS of Type I and III, see Fig. 2 (a, green).

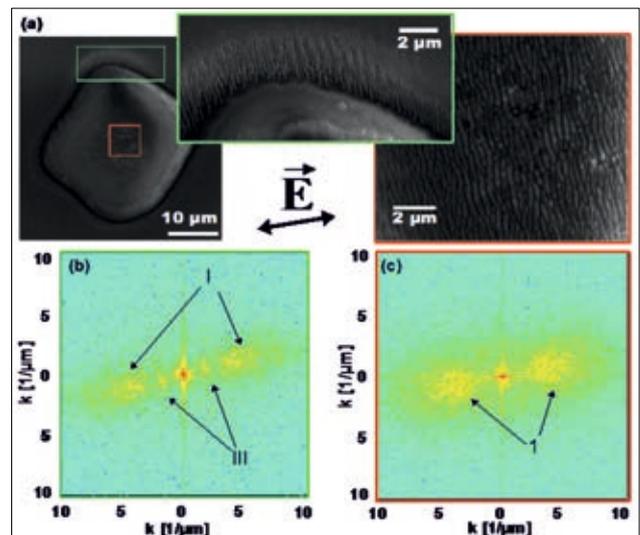


Fig. 2: (a) SEM images of morphologies observed after applying 25 pulses at $F=1.2 \text{ J/cm}^2$, Type I on outer rim on ITO (green) and Type 1 in centre on glass surface (red), (b) and (c) corresponding 2D-FFT analyses

The LIPSS on glass substrate were characterised by fine periodic structures with many bifurcations. The orientation was also perpendicular to the incident electric field vector of the laser beam. This type of LIPSS was called Type 1 and had a period of $0.26 \pm 0.03 \mu\text{m}$ and $0.29 \pm 0.03 \mu\text{m}$ for 25 and 500 applied pulses, respectively. The period of the Type 1 seemed slightly to increase with increasing pulse number, see Fig. 5. The period was significantly smaller than the laser wavelength. This type of periodic structure also could be related to HSFL.

Fig. 2 shows also the 2D-FFT image of the LIPSS on ITO and glass surface. In Fig. 2 (b) two distinct peaks can be observed corresponding to a period of $0.56 \pm 0.07 \mu\text{m}$ and $0.22 \pm 0.05 \mu\text{m}$ for Type III and Type I of LIPSS on ITO, respectively. In Fig. 2 (c) however, only one distinct peak corresponding to a period of $0.29 \pm 0.1 \mu\text{m}$ could be observed belonging to the LIPSS of Type 1 on the glass substrate. This peak covers a larger area due to the many bifurcations of the structures. The periods evaluated from the FFT-analyses were in good agreement with the measured values, see Fig. 4.

At fluences of 1.38 J/cm^2 and 1.18 J/cm^2 for 25 and 500 individual applied laser pulses, respectively, the glass substrate was ablated and periodic structures covered the whole ablation area. These structures appeared at fluences near the ablation threshold of glass, with $1.25 \pm 0.16 \text{ J/cm}^2$. [11] The periodic structures in the ablation crater were different for 25 and 500 pulses, see Fig. 1 (c, h). With 25 applied pulses the ablation area was covered with coarse lines. These LIPSS, Type 2, were clearly pronounced and were highly parallel, with low bifurcations, see Fig. 1 (c). The period increased with increasing applied fluence from approximately 0.65 to $0.9 \mu\text{m}$, see Fig. 4. These periodic structures were only observed for 25 applied pulses at fluences between 1.38 and 2.95 J/cm^2 . This type of structure was parallel to the polarisation direction of the incident electric field vector. For high band gap materials, like glass, the orientation of LSFL is reported to be parallel to the incident electric field vector [2,3]. Due to their characteristics LIPSS of Type 2 could be related to LSFL. On the outer rim of the ablation crater, at the surface of the glass, the LIPSS of type 1 could still be observed, see Fig. 3 (red). A transition of HSFL on the outer rim to LSFL on the irradiation centre on fused silica is reported in [3]. By exceeding a threshold value of the fluence LSFL appear in the central area and are surrounded by HSFL, at areas with lower fluence due to the Gaussian beam profile. [3] At higher applied pulse numbers, however, the LIPSS of Type 2 could not be observed, instead LIPSS of Type 3 were generated inside the ablation crater, see Fig. 3. This type of LIPSS was characterised by dot-like structures covering the ablation area in the glass substrate. Type 3 appeared at fluences of 1.18 J/cm^2 and above. At low fluences the dots were randomly distributed. With increasing fluence, however, the dots were aligned along lines. These lines lay in concentric circles around the ablation crater. The distance between the dots along the lines was $0.35 \pm 0.04 \mu\text{m}$ and the period of the concentric circle slightly increased with increasing fluence from 0.4 to $0.6 \mu\text{m}$. With increasing fluence the depth of the ablation crater increased and the incident angle of laser beam to the side wall changed, this could influence the period of the periodic structure. The period of LIPSS is reported to depend on the angle of incidence [11,12].

Furthermore fine straight lines were observed on the ITO layer, see Fig 3 (a, green). This type of structure

was labelled Type II and appeared on ITO at fluences of 0.3 J/cm^2 and above at the outer rim, mostly on the end of Type I. The period of Type II was similar to Type I with approximately $0.2 \pm 0.05 \mu\text{m}$ and was also aligned perpendicular to the electric field vector. This type was characterised by straight lines without any bifurcations. These lines were very parallel and homogeny compared to Type I. Similar structures were observed by Crawford et al. on silicon. These structures also have a period of approximately 20-25% of the wavelength, however, these structures run parallel to the polarisation.[4]

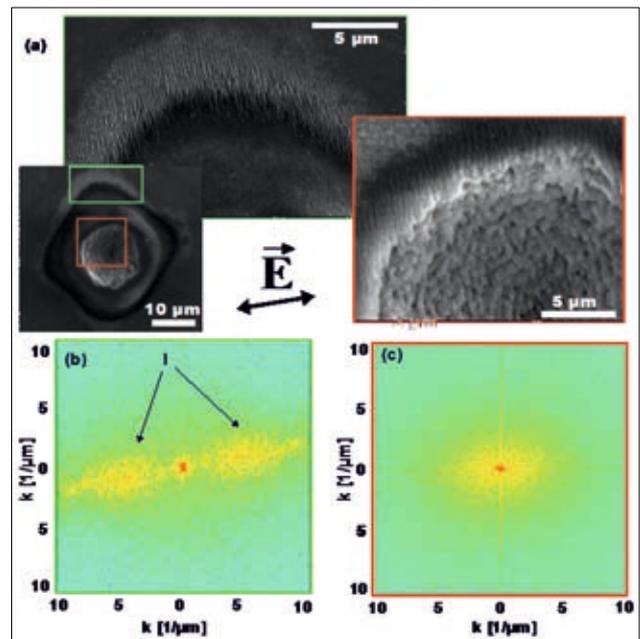


Fig. 3: (a) SEM images of LIPSS observed after applying 500 pulses at $F=1.2 \text{ J/cm}^2$, Type I and II on outer rim on ITO (green) and Type 3 in centre on glass (red), (b) and (c) corresponding 2D-FFT analyses

Fig. 3 shows also the 2D-FFT images of the detailed views from the red and green areas. For the ITO layer a large peak was observed with an estimated period of approximately $0.33 \pm 0.15 \mu\text{m}$, see Fig. 3 (b). Due to the coexistence of the Type I and II with similar periods no clear peak of Type II could be observed instead the information of Type II was underlying the large area peak of Type I. The large area of the peak might be generated due to the many bifurcations. The 2D-FFT-analyses of the droplet like structure, see Fig. 3 (c), indicated no clear peak instead a large area around the centre appeared, indicating no periodic structures.

After applying 25 individual laser pulses with a fluence of 2.95 J/cm^2 a smoothing of the ablation crater occurred and the LIPSS disappeared in the central area, see Fig. 1 (d). With further increasing the fluence the smooth area increased and finally no LIPSS inside the glass ablation crater were found. After irradiation with 100 and 500 pulses this smoothing could not be observed. At all investigated fluences the ablation area in glass was still covered with quasiperiodic structures.

type	characteristic	period Δ [μm]	orientation	comparison literature
ITO				
Type I	irregular, many bifurcations	0.22 ± 0.03 ($\approx 0.3 \lambda$)	\perp	HSFL
Type II	fine straight lines, no bifurcations	0.22 ± 0.03 ($\approx 0.3 \lambda$)	\perp	HSFL, straight ripple
Type III	coarse, outer rim	$0.5 - 0.9$ ($0.67 - 1.2 \lambda$)	\perp	LSFL
Glass				
Type 1	surface, fine LIPSS	0.27 ± 0.03 ($\approx 0.36 \lambda$)	\perp	HSFL
Type 2	interior, coarse LIPSS	$0.6 - 0.9$ ($0.8 - 1.2 \lambda$)	\parallel	LSFL
Type 3	droplet like, aligned in concentric circles centre to edge along line	$0.4-0.6$ ($0.53 - 0.8 \lambda$) 0.35 ± 0.04 ($\approx 0.46 \lambda$)		(Nano-droplets)

Table 1: summarisation of overserved types of LIPSS on ITO and on the glass substrate

The transition from a periodic structure to a smooth cavity on glass with increasing intensity was also reported in [7,8]. The authors suggested that the periodic structures disappear with increasing intensity due to a higher absorption due to multiple photon absorption. Therefore, the penetration depth and the laser induced viscous layer decreases. For the generation of periodic structures a certain thickness of the viscous layer, $> 1 \mu\text{m}$ is necessary, if the thickness of the viscous layer is too low a smooth cavity appeared in the centre of the irradiation.[7,8]

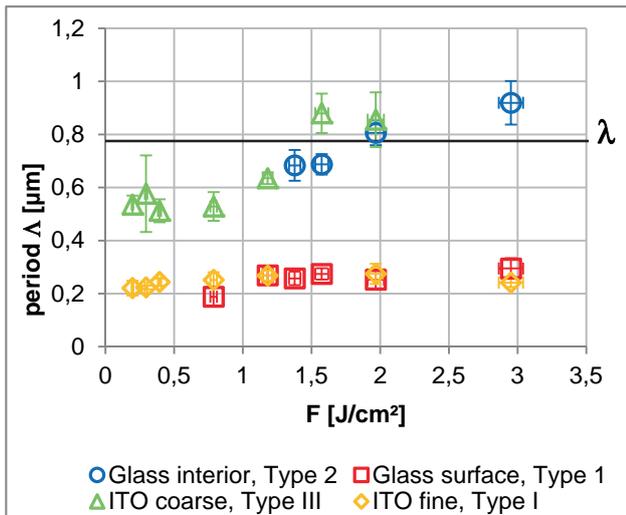


Fig. 4: period of LIPSS as a function of applied fluence for 25 incident laser pulses on ITO and glass substrate

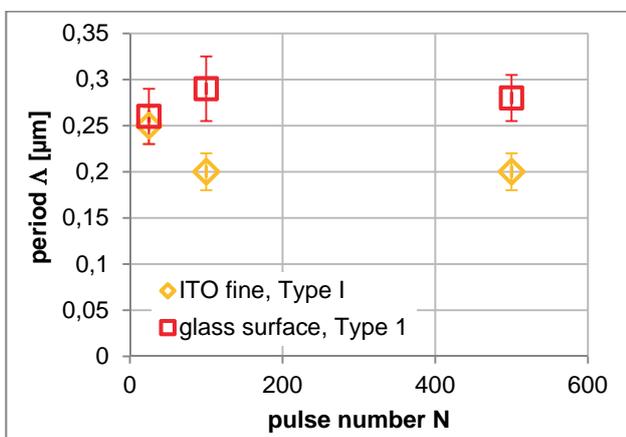


Fig. 5: period of LIPSS as a function of applied pulse number on ITO and glass substrate

The area structuring of ITO on glass substrate was investigated for increasing pulse and line distances at various fluences. Characteristic irradiation morphologies observed on the ITO layer are shown in Fig. 6. At a pulse and line distance of $3.5 \mu\text{m}$ and an incident fluence of 0.30 J/cm^2 the irradiated area was covered with quasiperiodic lines, see Fig. 6. These structures were characterised by many bifurcations and had an irregular appearance. The lines lay close to each other with nearly no valleys between them. By slightly increasing the fluence to 0.34 J/cm^2 the LIPSS had a regular appearance. At a fluence of 0.39 J/cm^2 the valleys widen and the lines were clearly separated by wide valleys and were regularly aligned. At this fluence a part of the ITO layer, the valleys, was either ablated or the material was transferred in the liquid phase to the hills. By further increasing the applied fluence the complete film was ablated and no periodic structures could be observed. Similar structures were observed at a line and pulse distance of $5 \mu\text{m}$ at approximately 17% more applied fluence, see Fig. 6.

At a higher pulse and line distance of $7 \mu\text{m}$ an irregular structuring was observed, especially for low fluences, although approximately 25 pulses were applied per irradiation area, see Fig. 6. At a fluence of 0.30 J/cm^2 , slightly above the ablation threshold of this ITO layer, with $0.23 \pm 0.06 \text{ J/cm}^2$ [11], separated, elliptical structures were observed. The separated areas had a size of approximately 6.5 to $4.5 \mu\text{m}$ in y and x direction, respectively, well below the spot size. Multiple cracking of the irradiated film was observed. By increasing the fluence to 0.34 J/cm^2 irregular lines with many bifurcations were observed, however, the depth of the valleys was not over the full thickness of the ITO layer and the cracking of the layer could still be observed. At a fluence of 0.44 J/cm^2 the LIPSS were more pronounced and modulated over the full thickness of the film. Nevertheless irregularities due to the low pulse overlap were still found, resulting in nearly unstructured areas. By further increasing the applied fluence the width of the valleys increased either through a higher ablation of the material in the valleys or due to a transition of material to the hills.

The period of the LIPSS was $710 \pm 20 \text{ nm}$, close to the laser wavelength and the LIPSS were aligned

perpendicular to the incident electric field vector, therefore the LIPSS related to LSFL. The spatial frequency was furthermore investigated by the 2D-FFT method, see Fig. 6 bottom. The peaks reveal a spatial period of approximately $0.7 \pm 0.2 \mu\text{m}$. The generation of higher harmonics indicated the good quality and homogeneity of the LIPSS on large areas at appropriate processing parameters.

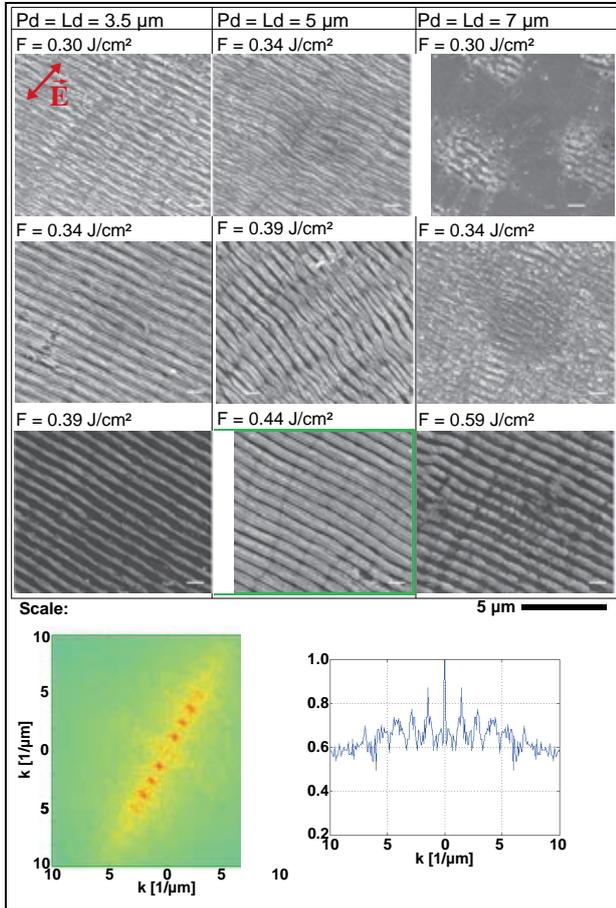


Fig. 6: top: SEM images of LIPSS on ITO on a large area at different fluences F , pulse distance Pd and line distance Ld , bottom: left: spatial frequency spectrum determined by the 2D-FFT and right frequency distribution along axis of major peaks

Rotating the incident polarisation direction resulted in rotating the orientation of the LIPSS, see Fig. 7. The LIPSS were always orientated approximately perpendicular to the incident electric field vector, as expected from [1,2,9,10]. This confirmed the polarisation depends of the periodic structures. Surprisingly, the appearance of the LIPSS was different for various polarisation directions. The number of bifurcations as well as the spacing between the lines changed, see Fig. 7. The amount of bifurcations is reported to be dependent from the ratio of the major to the minor axis for elliptically polarised light [9,10]. Therefore, it was possible that after the Galvo-scanner the polarisation state might be slightly elliptically with varying ellipticity dependent on the polarisation direction. The different appearance of the LIPSS was mainly observed on ITO rather than on metal foils. This was possibly caused by higher sensitivity to slight changes of thin layers compared to bulk material.

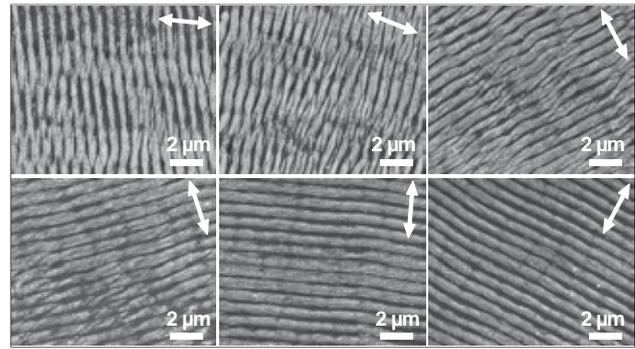


Fig. 7: SEM images of LIPSS on ITO at various orientations of the incident electric field vector indicated by the arrow ($F=1 \text{ J/cm}^2$, $v=5 \text{ mm/s}$)

4. Conclusion

Laser induced periodic surface structures (LIPSS) generation on thin ITO films on glass substrate were investigated. Single and multiple pulse ablations on ITO on glass substrate were carried out. After multiple pulse irradiation various types of LIPSS with periods between 0.2 and 0.9 μm were observed on the ITO layer as well as on the glass substrate. The ITO layer was partly ablated in the valleys of the LIPSS. After single pulse ablation no periodic structures could be observed. Area structuring was investigated with regards to optimising processing parameters. For ITO a narrow processing window was observed between area structuring with high quality LIPSS and ablation of the thin film. An optimal scanning speed of 2 to 5 mm/s was found with a pulse and line distance between 2 to 5 μm for area structuring. The LIPSS were oriented perpendicular to the electric field vector of the laser and had a spatial period of $710 \pm 20 \text{ nm}$, close to the incident laser wavelength of 775 nm.

References

- [1] W. Han, L. Jiang, et al.: Opt. Express 21 (2013), 15505-15513
- [2] J. Bonse, J. Krüger, et al.: J. Laser Applications 24 (2012), 042006
- [3] S. Höhm, A. Rosenfeld, et al.: J. Appl. Phys. 112 (2012), 014901
- [4] T.H.R. Crawford, H.K. Haugen: Appl. Surf. Sci. 253 (2007), 4970-4977
- [5] V.V. Pillay, PhD Thesis, Bharathidasan University, 2013
- [6] C.W. Cheng, W.C. Shen, et al.: Appl. Phys. A 101 (2010), 243-248
- [7] J. Krüger, W. Kautek: Appl. Surf. Sci. 96-98 (1996), 430-438
- [8] J. Krüger, W. Kautek et al.: Appl. Surf. Sci. 127-129 (1998), 892-898
- [9] J. Reif, O. Varlamova, F. Costache: Appl. Phys. A 92 (2008), 1019-1024
- [10] O. Varamova, F. Costace, et al.: Appl. Surf. Sci. 253 (2007), 7932-7936
- [11] L. Pabst, Master Thesis, Hochschule Mittweida, 2015
- [12] P. Milani, M. Manfredini: Appl. Phys. Lett. 68 (1996), 1769

FEMTOSECOND SELECTIVE ABLATION OF THIN ITO FILMS ON GLASS SUBSTRATE

Linda Pabst¹, Walter Perrie², Geoff Dearden² and Horst Exner¹

¹Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

²Laser Group, School of Engineering, University of Liverpool, L69 3GQ, Liverpool, UK

Selective laser ablation of Indium Tin Oxide (ITO) thin films on glass substrate was investigated using a femtosecond laser with a central wavelength of 775 nm, 1 kHz repetition rate and 160 fs pulse duration. The single and multiple pulse ablation of ITO on glass substrate were investigated and the corresponding ablation thresholds were determined. Optimal processing parameters were found to selectively ablate the ITO layer without damaging the underlying glass substrate. The electrical isolation due to selective laser ablation could be demonstrated.

1. Introduction

Transparent Conducting Oxides (TCO) are essential in manufacturing as a basis for many technical applications. They are generally deposited on thin polymer foils or glass substrate with a thickness of hundreds of nanometres and acting as active electrode in several devices. The most frequent industrially used TCO is Indium Tin Oxide (ITO). [1-4] The indium(III)-oxide (In_2O_3) is doped with tin(IV)-oxide (SnO_2) and therefore ITO is an n-type semiconductor. ITO has several electronic, opto-electronic and mechanical applications due to the properties, especially the high electrical conductivity and the good optical transparency in the visible and NIR range.[7] For example, ITO is used as electrode layer in optoelectronic devices, such as flat panel displays, touch screens, solar cells and organic light-emitting diodes.[7] For most of these applications a high resolution-patterning of the ITO is required to create functional structures for specific properties of the device, such as isolated electrodes. Therefore, a local removal of the thin film without damaging the substrate material is necessary. The selective patterning is generally carried out by photolithography with wet etching in acidic solutions corresponding to those used in semiconductor manufacturing. The conventional patterning technologies require many processing steps, expensive equipment and employ toxic chemicals. Furthermore, it is difficult to generate fine homogeneous pattern due to under-etching or damage of the substrate and the etching result is strongly dependent from the material microstructure. [8] Therefore, simple and less expensive processes such as dry etching or laser direct write are necessary. The laser processing offers the possibility of a single step process with a high flexibility, complicated shapes and large areas can be structured with no need for chemicals. In this context, several research groups have studied laser ablation techniques to generate fine structures with well-defined edges on ITO thin films. Different laser sources, wavelengths and pulse durations were investigated. [1-6]

2. Experimental Setup

For the experiments a Ti:Sapphire femtosecond laser (Clark MXR CPA-2010™) with a central wavelength of 775 nm and a maximum pulse energy of 1 mJ was used. The laser operated at a repetition rate of

1 kHz and provided a pulse width of 160 fs. The pulse energy was adjusted by a variable attenuator consisting of a half-wave plate and a Glan laser polariser. The linearly polarised beam was focused at normal incidence onto the sample surface, resulting in a focal radius of approximately 17.5 μm . The investigated samples were thin Indium Tin Oxide (ITO) films with a thickness of approximately 200 nm on glass substrate. The produced structures were examined by a Scanning Electron Microscope (SEM) and Energy Dispersive X-Ray spectroscopy (EDX).

3. Results and Discussion

The morphological changes after single pulse irradiation of an ITO thin film on glass substrate with increasing fluence was investigated. In Fig. 1 selected, characteristic morphologies observed after single pulse irradiation of the ITO film are shown. First morphology changes could be found at a fluence of 0.3 J/cm². Below this threshold fluence, no changes in the irradiated film could be observed. By irradiation of the ITO with a fluence of 0.4 J/cm², multiple cracking of the irradiated film was observed and around the irradiation area a melt rim appeared, see Fig. 1 (a). This suggests that a part of the film was ablated or the material was transferred, in the liquid phase, to the edge of the irradiation area. By increasing the applied fluence, the ITO film started to bulge in the centre of the spot and began to burst in several small pieces. The fragments indicated no further morphology change and were in a solid state, see Fig. 1 (b) and (c). At a fluence of 1.2 J/cm², Fig. 1 (d), the fragments in the centre were blasted away or pressed under the remaining layer. By further increasing the applied fluence the fragments were blown away from the centre of the irradiation and were spread over a large area around the ablation spot. This indicated the explosive character of the ablation. The centre of the ablated area showed melt residue and the edge of the ablation crater was covered with pieces of the ITO film, see Fig. 1 (e). The interior edge of the fragments was covered with melt, whereas, the rest of the fragments were unchanged. At higher fluences the fragments seemed to be thinner, due to a higher degree of melting or partly evaporation of the ITO layer. By increasing the fluence to 4 J/cm² the rim was melted and bent away from the centre of the ablation crater, see Fig. 1 (f). At all investigated fluences no damaging of the underlying glass substrate could be observed.

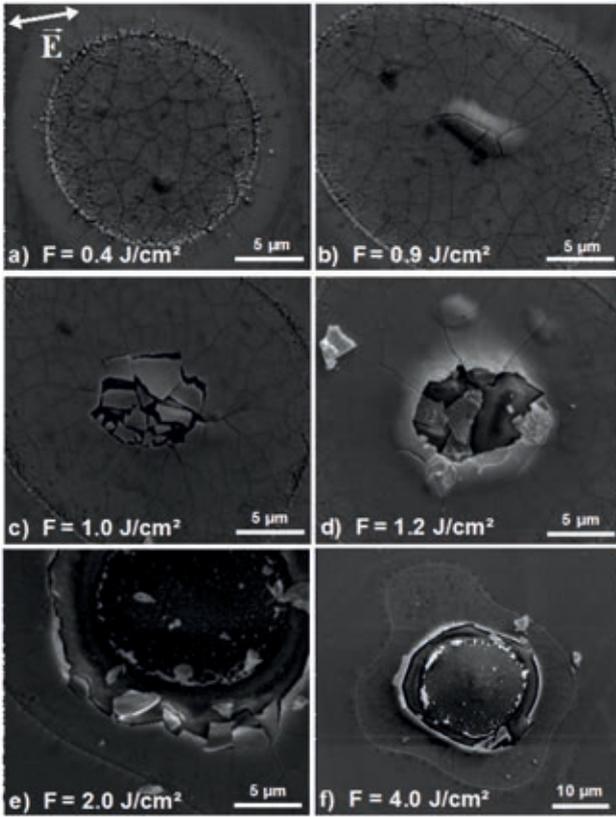


Fig. 1: SEM images of single pulse ablation on ITO with different fluences

To demonstrate the selective ablation of the ITO layer without the damaging of the underlying glass substrate an EDX analysis of an ablation area produced at a fluence of 2 J/cm² was carried out. The EDX-analysis showed mainly the existents of Indium, Tin, Silicon and Oxygen with traces of Magnesium, Calcium and Sodium from the glass substrate. Fig. 2 shows the spatial distribution of Indium (In) and Silicon (Si) on the ablation side. The remaining layer, the fragments as well as the melt residue consisted mainly of Indium, the main component of ITO. This indicated that the ITO partly melted and a part was ablated in the solid phase. The central area of the spot consisted mainly of Silicon, the component of the glass substrate. Therefore, a selective removal of the ITO film without damaging the underlying glass substrate was achieved. The ablation crater appears bulged in the SEM image, see Fig. 2 (a), this might be due to the charging effect of the low conductivity of the material.

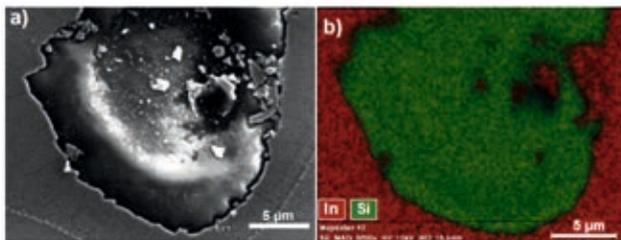


Fig. 2: a) SEM image of a single pulse ablation crater irradiated at a fluence of 2 J/cm² b) EDX-Mapping of the area shown in (a)

The ablation process was dominated by a solid phase delamination of the ITO layer and had an explosive character. It seems that most of the laser

energy was absorbed at the interference between the ITO film and the glass substrate. Due to the absorption of the laser energy, the film temperature was raised followed by expansion and melting. This resulted in mechanical stresses of the film and a cracking of the layer. If the stresses exceed the interface and yield strength an ablation of the layer could occur. However, such an explosive ablation cannot be explained by mechanical stresses alone. The material has to be partially vaporised at the boundary layer. The resulting high pressure during the expansion of the gas is responsible for the breaking and ablation of the layer. [9,10]

The ablation was investigated with 1, 25, 100 and 500 incident laser pulses. In order to get accurate measurements the dimension of ten irradiation spots were measured for each parameter set. This allowed the calculation of the average dimension and a corresponding standard deviation could be evaluated. As shown in Fig. 1, the ablation area showed two different regions. First the outer modified area (mod), where the fluence was low, was characterised by multiple cracking and was surrounded by a melt rim. The second, central area (ablate), was characterised by a complete ablation of the ITO film.

By applying a fluence above the damage threshold, a damage area with a diameter D_{eff} was observed. An increasing dimension of the damage area with increasing fluence could be observed as more of the ITO layer was experienced to a fluence higher than the threshold fluence (F_{th}). For a Gaussian beam profile the dependence between the damage area and the applied fluence (F_{max}) can be described by Eq. (1). [11,12]

$$D_{\text{eff}}^2 = 2w_{86}^2 \ln\left(\frac{F_{\text{max}}}{F_{\text{th}}}\right) \quad (1)$$

The peak fluence (F_{max}) could be calculated from the applied pulse energy (E_p) using Eq. (2). Due to the linear dependence between the peak fluence and the pulse energy, Eq. (1) could be rewritten to Eq. (3).

$$F_{\text{max}} = \frac{2 \cdot E_p}{\pi w_{86}^2} \quad (2)$$

$$D_{\text{eff}}^2 = 2w_{86}^2 \ln\left(\frac{E_p}{E_{\text{th}}}\right) \quad (3)$$

Due to the non-perfect Gaussian beam profile of the laser spot, the dimension of the damage area was measured in two orthogonal directions ($D_{\text{eff } x/y}$) and analysed separately using Eq. (4).

$$D_{\text{eff } x/y}^2 = 2 w_{x/y}^2 \ln\left(\frac{E_p}{E_{\text{th } x/y}}\right) \quad (4)$$

Fig. 3 shows the plot of the squared measured dimension of the two different areas, modification and ablation, as a function of the logarithm of the applied pulse energy for single pulse ablation. Furthermore, the standard deviations of the measured data and of the regression curve are given. A nearly linear dependence in the semi-logarithmic plot could be ob-

served. The two different ablation dimensions $D_{x/y}$ showed different slopes, consistent with the slight asymmetry of the beam mode, however, the intersection of the regression curves with the x-axis were equal, as expected. From the fit, according to Eq. (4), the damage thresholds as well as the spot size were evaluated. Thus, a modification threshold energy $E_{th,mod}$ of $1.52 \pm 0.13 \mu\text{J}$ could be observed and the beam size could be evaluated as $w_x = 18.25 \pm 0.64 \mu\text{m}$ and $w_y = 16.44 \pm 0.64 \mu\text{m}$. This was in good agreement with the calculated spot dimension from the raw beam profile and the used focusing optic.

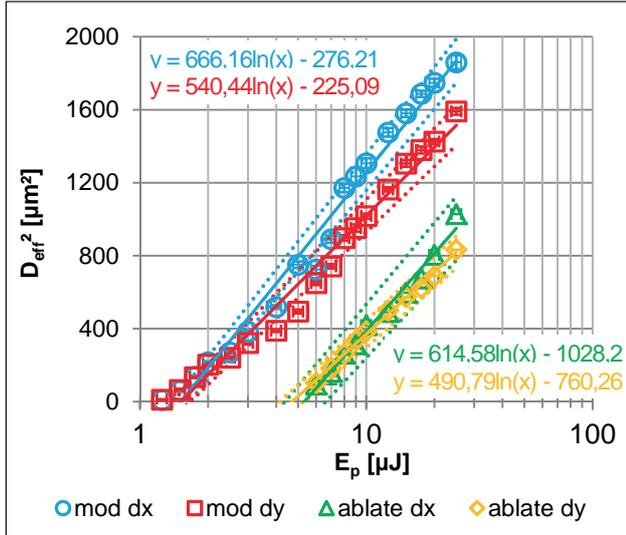


Fig. 3: squared dimensions as a function of the logarithm of the applied pulse energy for single pulse irradiation, yielding the modification and ablation threshold

In the case of the ablation of the ITO layer a slightly different ablation threshold for the two orthogonal directions could be found with $E_{th,x} \approx 5.32 \pm 1.1 \mu\text{J}$ and $E_{th,y} \approx 4.70 \pm 0.6 \mu\text{J}$. The determined standard deviations were relative high due to the explosive ablation character leading to variations from pulse to pulse. The fluence could be calculated from Eq. (5) using the evaluated spot dimensions w_x and w_y from the modification area. Therefore, a modification threshold fluence of $F_{th,mod} = 0.32 \pm 0.03 \text{ J/cm}^2$ and an ablation threshold of $F_{th,ablate,x} = 1.13 \pm 0.23 \text{ J/cm}^2$ and $F_{th,ablate,y} = 0.99 \pm 0.13 \text{ J/cm}^2$ could be calculated.

$$F_{max} = \frac{2 \cdot E}{\pi w_x w_y} \quad (5)$$

In a similar way the multiple pulse ablation thresholds for completely ablation of the ITO layer as well as the ablation of the glass substrate were determined. A decrease of the multiple pulse ablation threshold of glass with increasing pulse number was observed, indicating an incubation effect. Whereas, the ablation threshold of ITO did not further changed by applying multiple pulses, however, a high difference to the single pulse ablation threshold ($F_{th}(1)$) was found. The observed accumulation behaviour could be explained in terms of an incubation model. The dependence of the multiple pulse ablation threshold ($F_{th}(N)$) from the applied pulse number (N) is given in Eq. (6). [5,12,13]

$$F_{th}(N) = F_{th}(1) \cdot N^{S-1} \quad (6)$$

It can be seen from Eq. (6) that the logarithm of the product $N \cdot F_{th}(N)$ is proportional to $\log N$ with the proportionality coefficient S . Whereby S is the incubation coefficient indicating the extent to which incubation occurs in the material. In Fig. 4 this interrelation is shown. The regression curve in this figure only took into account the values obtained with multiple laser pulses due to the higher deviation to the single pulse ablation threshold. In the logarithmic plot a linear dependence was observed, indicating the validity of the incubation model for ultra-short pulse laser ablation. The fit yielded an incubation coefficient S of 1.0 ± 0.04 and 0.95 ± 0.04 for ITO and glass, respectively. Furthermore, the single pulse ablation threshold was estimated from the regression curve with $0.23 \pm 0.06 \text{ J/cm}^2$ and $1.25 \pm 0.16 \text{ J/cm}^2$ for ITO and glass, respectively. No significant difference of these values for the x and y dimension were observed, as expected.

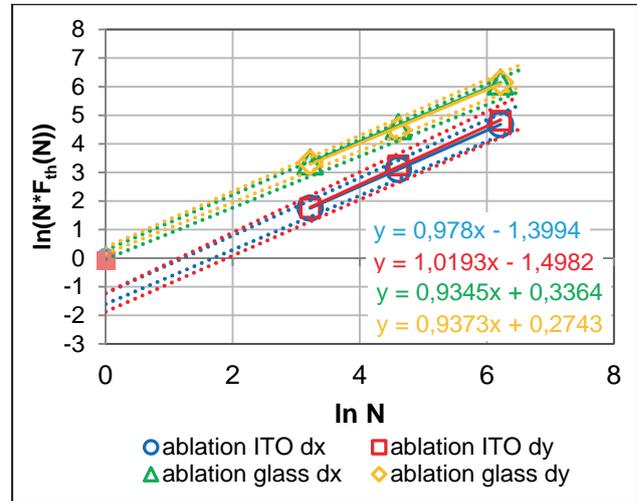


Fig. 4: plot of the logarithm of the accumulated fluence as a function of the logarithm of the applied pulse number

In literature reported ablation threshold fluences for ITO layers with a thickness of approximately 150 to 200 nm are in the range of 0.1 to 0.45 J/cm^2 [3-6]. And the ablation threshold fluence of glass is given with 1.2-1.8 J/cm^2 in [6,10]. Therefore, the estimated ablation thresholds were in good agreement with these values. The incubation coefficient of ITO depends on the layer thickness and is reported to be 0.82 and 0.95 for 50 nm and 205 nm thick ITO film in [5]. The estimated incubation coefficient, however, was 1.0 ± 0.04 , indicating no accumulation effect of the ITO layer. However, in the literature it is reported that the incubation occurs only in the first tens of pulses. By further increasing the applied pulse number the ablation threshold fluence stays nearly constant. [5,12] Therefore, it might be possible that the investigated pulse number was too high, what resulted in the incubation factor of one.

The derived ITO ablation threshold with this method was close to the single pulse modification threshold. This suggests that the ITO layer was partly ablated in the modification area for single pulse irradiation. With multiple pulse irradiation the ITO layer was

completely ablated with the same mechanism due to the higher number of applied pulses. Thus gave a similar threshold value. Whereas, the fully ablation of the ITO layer in the single pulse irradiation was due to another mechanism, characterised by a solid phase delamination. This different mechanism gave a higher ablation threshold for single pulse ablation.

A solid phase delamination could not be observed for multiple pulse irradiation, see Fig. 5. At low fluences the ITO layer was ablated with smooth edges and without damaging the underlying glass substrate. However, due to the linear polarised laser beam periodic structures could be observed at the edge of the ablation crater. At higher fluences a damage of the glass substrate could be observed as the applied fluence exceeded the ablation threshold of the glass in the irradiation centre. A detailed investigation of these periodic structures is given elsewhere [14].

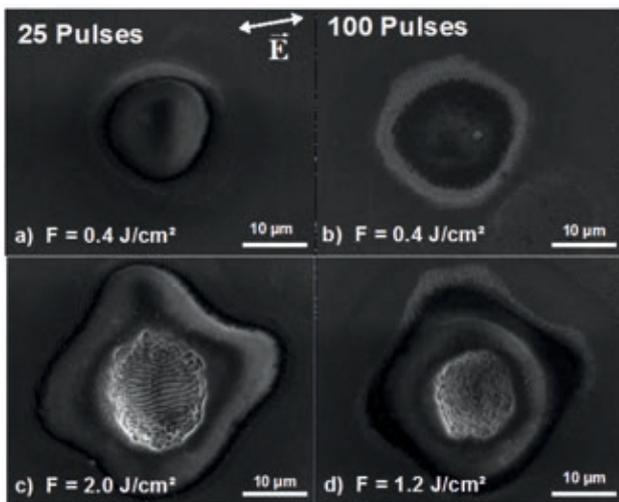


Fig. 5: SEM images of multiple pulses ablation on ITO with different pulse numbers and fluences

Furthermore, the large area patterning was investigated by linearly translating the laser beam over the sample surface. With optimised parameters, a fluence of approximately 0.5 J/cm^2 , a scan speed of 2 mm/s and 5 over scans, high quality, selective ablation with a reduced modified edge could be achieved, see Fig. 6 (a). At these parameters also the area covered with periodic structures could be neglected. Lines with widths of 10 to $50 \mu\text{m}$ were generated. In Fig. 6 (b) an EDX mapping of the elements Indium (In) and Silicon (Si) are shown. From Fig. 6 (b) it can be seen that the Indium was fully ablated in the processed area, showing the selective ablation.

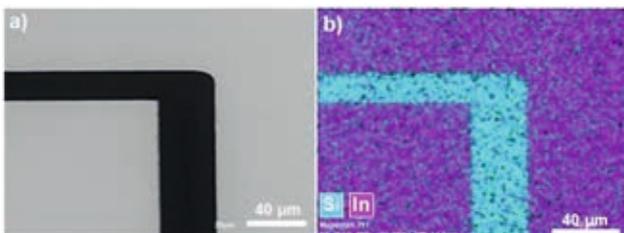


Fig. 6: a) SEM image of line ablation of ITO ($F = 0.5 \text{ J/cm}^2$, $v = 2 \text{ mm/s}$, $N = 5$) and b) EDX-mapping of the area shown in (a)

To demonstrate the selective removal of the ITO layer, the electrical resistance of the ablated lines was measured using a multimeter. The measured electrical resistance was infinity, out of the measurement range, indicating that the generated lines were electrically insulated. Therefore, this femtosecond laser patterning could be an auspicious tool for the manufacturing of devices.

4. Conclusion

Selective structuring of thin ITO films on glass substrate was carried out using femtosecond laser pulses. In the case of single pulse irradiation of ITO on glass substrate a delamination process dominated the ablation process, whereas, for multiple pulse ablation no delamination was observed. The ablation threshold of the ITO layer was found to be $0.23 \pm 0.06 \text{ J/cm}^2$ without significant dependence of the applied pulse number, resulting in an incubation factor of approximately one. The delamination threshold at single pulse irradiation was $1.06 \pm 0.18 \text{ J/cm}^2$. The ablation threshold of the glass substrate was found to be $1.25 \pm 0.16 \text{ J/cm}^2$. Therefore, a selective removal of the ITO layer without damaging the underlying glass substrate was possible for single as well as for multiple pulse irradiation. With optimised processing parameters a selective structuring of the ITO layer was achieved and an electrical isolation could be demonstrated.

References

- [1] M. Henry, P.M. Harrison, J. Wendland: Proc. International Congress on Laser Advanced Materials Processing (2006), 1-6
- [2] S.F. Tseng, W.T. Hsiao, et al.: Appl. Surf. Sci. 257 (2010), 1487-1494
- [3] A.S. Fernandes, B. Schoeps, et al.: Phys. Procedia 41 (2013), 802-809
- [4] Q. Bian, X. Yu, et al.: Optics and Laser technology (2012)
- [5] S. Xiao, E.L. Gurevich, A. Ostendorf: Appl. Phys. A 107 (2012), 333-338
- [6] S. Lee, D. Yang, S. Nikumb: Appl. Surf. Sci. 253 (2007), 4740-4747
- [7] V.V. Pillay, PhD Thesis, Bharathidasan University, 2013
- [8] M. Hoheisel, A. Mitwalsky, C. Mrotzek: phys. stat. sol. (a) 123 (1991), 461-472
- [9] L. Gallais, E. Bergeret, et al.: Appl. Phys. A 115 (2014), 177-188
- [10] S. Hermann, P. N. Harder, et al.: Appl. Phys. A 99 (2010), 151-158
- [11] J. Liu Optical Letters 7 (1982)
- [12] P. T. Mannion; J. Magee, et al.: Appl. Surf. Sci. 233 (2004), 275-287
- [13] F. Di Niso, C. Caudiuso, et al.: Opt. Express 22 (2014), 1220-12210
- [14] L. Pabst, Master Thesis, Hochschule Mittweida, 2015

MIKROSTRUKTURIERUNG VON QUARZGLAS MITTELS FEMTOSEKUNDENLASERSTRAHLUNG UNTERSCHIEDLICHER WELLENLÄNGEN

Manuel Pfeiffer, Andy Engel, Steffen Weißmantel
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Es werden Ergebnisse der Untersuchungen zur Mikrostrukturierung von hochreinem Quarzglas (Corning 7980 HPFS) durch Bestrahlung mittels Ultrakurzpuls-Laserstrahlung unterschiedlicher Wellenlängen präsentiert. Für die Untersuchungen wurde eine Femtosekundenlaseranlage mit einem integrierten Pharos FS-Lasersystem 15-1000-PP (Wellenlänge 1028 nm, 514 nm bzw. 257 nm, Repetitionsrate 200 kHz, Pulsdauer < 290 fs) genutzt. Ziel der durchgeführten Untersuchungen war die Bestimmung grundlegender Abtragsparameter (z.B. Abtragsvolumen und Abtragsraten) der eingebrachten Mikrostrukturen in Abhängigkeit von den applizierten Laserstrahl- und Prozessparametern (Wellenlänge, Fluenz und Pulsanzahl). Auf Grundlage der durchgeführten Abtragsuntersuchungen (Pulsabträge) erfolgte die Bestimmung der Schwellfluenzwerte der Mikrostrukturierung für die unterschiedlichen verwendeten Wellenlängen und Pulsanzahlen.

1. Einleitung

In dieser Arbeit wurden Einzelpulsuntersuchungen mit Hilfe Ultrakurzpuls-Laserstrahlung im Femtosekundenbereich an Quarzglas vorgenommen um grundlegende Abtragsparameter wie die erzeugten Lochdurchmesser, die Abtragtiefe pro Puls und das Abtragsvolumen pro Puls zu bestimmen. Im Vergleich zu anderen Arbeiten aus der Literatur über laserinduzierten Materialabtrag in Quarzglas, welche sich hauptsächlich mit der Untersuchung der Pulsdauerabhängigkeit beschäftigen [1-4], liegt der Schwerpunkt in dieser Arbeit auf der Abhängigkeit der Abtragsparameter von der Laserstrahlwellenlänge.

Das verwendete hochreine Quarzglas zählt mit einer Energiebandlücke von 9 eV [1] zu den dielektrischen Materialien und ist für elektromagnetische Strahlung bis in den UV Wellenlängenbereich nahezu vollständig transparent. Ein laserinduzierter Materialabtrag bei Photonenenergien im untersuchten Bereich von 1,2 eV bis 4,8 eV ist aufgrund der ultrakurzen Laserpulse und der daraus resultierenden hohen Spitzenintensitäten im Bereich von $4 \cdot 10^{11}$ W/cm² bis $4 \cdot 10^{14}$ W/cm² dennoch möglich. Voraussetzung für den Materialabtrag in dem dielektrischen Substratmaterial ist die Erzeugung freier Ladungsträger durch nichtlineare Photoionisationsprozesse (Multiphotonenionisation & Tunnel-Ionisation) und durch Avalanche-Ionisation (Impact-Ionisation) [4-7]. Die Zunahme der Plasmadichte der freien Ladungsträger $N(t)$ (Elektronendichte) im Leitungsband in Abhängigkeit von der Laserstrahlintensität $I(t)$ kann dabei mit der nachfolgenden Gleichung (1) aus [4] beschrieben werden:

$$\frac{N(t)}{dt} = W_{PI}(I(t)) + W_{Av}(I(t)) \cdot N(t) - W_{rel}(N(t), t) \quad (1)$$

$W_{PI}(I(t))$ entspricht der Rate der nichtlinearen Photoionisation, $W_{Av}(I(t))$ steht für die Rate der Avalanche-Ionisation und $W_{rel}(N(t), t)$ beschreibt den Verlustanteil durch ultraschnelle Relaxationsprozesse wie Exzitation (Bildung von Elektronen-Loch-Paaren) [8]. Erreicht die Plasmadichte einen kritischen Wert (Frequenz des freien Elektronenplasmas

entspricht der Frequenz der Laserstrahlung) erfolgt die Deponierung der restlichen Energie des Laserpulses ausschließlich im freien Elektronenplasma (Resonanzabsorption), welche dann zum Materialabtrag führt. Der Wert der kritischen Elektronen-Plasmadichte kann mit Gleichung (2) berechnet werden:

$$N_{krit} = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m_e^* c^2}{\lambda^2 e^2} \quad (2) [4]$$

wobei ϵ_0 für die elektr. Feldkonstante, m_e^* für die effektive Masse der Elektronen, c für die Lichtgeschwindigkeit, e für die Elementarladung und λ für die Laserstrahlwellenlänge steht.

2. Experimentelle Durchführung

Für die Bestimmung der grundlegenden Abtragsparameter wurden auf der Oberfläche eines polierten, 1,5 mm dicken Quarzglassubstrats Lochabträge in Abhängigkeit von der Fluenz, der Pulsanzahl und der Wellenlänge generiert. Als Versuchsmaterial wurde ein Quarzglassubstrat der Firma Corning mit der Bezeichnung Corning 7980 HPFS verwendet. Die Materialeigenschaften können aus der nachstehenden Tabelle 1 entnommen werden.

Tabelle 1: Kennwerte Quarzglas Corning 7980 HPFS.

Schmelztemperatur	1723 °C
Siedetemperatur	2230 °C
molare Masse	60,1 g/mol
Dichte	2,65 g/cm ³
Bandlücke	9 eV
Brechungsindex (206,20 nm)	1,54
Brechungsindex (486,13 nm)	1,46
Brechungsindex (1013,9 nm)	1,45

Die für die Erzeugung der Einzel- und Mehrpulslochabträge verwendete Ultrakurzpuls-Laseranlage mit einem integrierten Pharos FS-Lasersystem 15-1000-PP und einer Grundwellen

von $\lambda = 1028$ nm besitzt die Möglichkeit der Frequenzkonversion auf $\lambda = 514$ nm und $\lambda = 257$ nm, wodurch für die Versuche Wellenlängen im IR-, VIS- und UV-Bereich eingesetzt werden konnten. Weitere Anlagenparameter können der nachfolgenden Tabelle 2 entnommen werden.

Tabelle 2: Laser- und Anlagenparameter der Pharos Ultrakurzpuls-Laseranlage.

Wellenlänge	1028 nm	514 nm	257 nm
Repetitionsrate	200 kHz	75 kHz	75 kHz
max. Pulsenergie	70 μ J	70 μ J	10 μ J
Pulsdauer	220 fs	<290 fs	<290 fs
Brennweite	165 mm	160 mm	50 mm
Strahlradius	13,8 μ m	14,0 μ m	4,6 μ m
Photonenenergie	1,21 eV	2,42 eV	4,83 eV

Die Messung der Durchmesser der erzeugten Einzelpuls-Löcher erfolgt mit Hilfe eines digitalen Lichtmikroskops der Firma Keyence (VHX-100) und die Bestimmung der Abtragsvolumen über ein Konfokalmikroskops der Firma Confovis.

3. Grundlagenuntersuchung

Ausgehend von den ermittelten Abtragswerten sollten bei den verschiedenen eingesetzten Wellenlängen die Schwellfluenzen H_{th} und die Abtragsraten bestimmt und Abhängigkeiten von der Laserstrahlfluenz und der Pulsanzahl dargestellt werden.

3.1 Auswertung - Ablationsschwelle

Die Bestimmung der Schwellfluenzwerte H_{th} erfolgte, unter der Annahme, dass das verwendete Strahlprofil einem Gauß-Strahl entspricht, nach der Methode von Liu [9]. Hierfür wurde das Quadrat der gemessenen Lochdurchmesser D^2 der Einzel- und Mehrpulsuntersuchungen in Abhängigkeit von der Laserstrahlfluenz H_0 dargestellt (Liu-Plot). Die Berechnung erfolgt dabei auf der Basis einer logarithmischen Regressionskurve über die Messpunkte mit der Form:

$$y = f(x) = m \cdot \ln(x) + n \quad (3)$$

wobei ausgehend von dem Ansatz aus [9] der Anstieg m und der Schnittpunkt mit der Y-Achse n in der Regressionskurve folgendem entspricht:

$$m = 2w^2 \quad (4)$$

$$n = -2w^2 \cdot \ln H_{th} \quad (5)$$

Der Wert w steht dabei für den verwendeten Strahlradius und die Schwellfluenz H_{th} lässt sich aus dem Schnittpunkt der Regressionskurve mit der X-Achse ($y = 0$) ermitteln.

Die Liu-Plot Darstellungen für die Einzelpulsuntersuchungen für alle drei verwendeten Wellenlängen können in den nachfolgenden Diagrammen (Abb. 1-3) betrachtet werden. Die ermittelten Werte zeigen, dass mit Zunahme der Wellenlänge ebenfalls die Abtragschwellen ansteigen. Bei einer Wellenlänge von 257 nm beträgt die Schwellfluenz 1,54 J/cm², bei einer Wellenlänge von 514 nm 3,34 J/cm² und bei einer Wellenlänge von 1028 nm 4,89 J/cm².

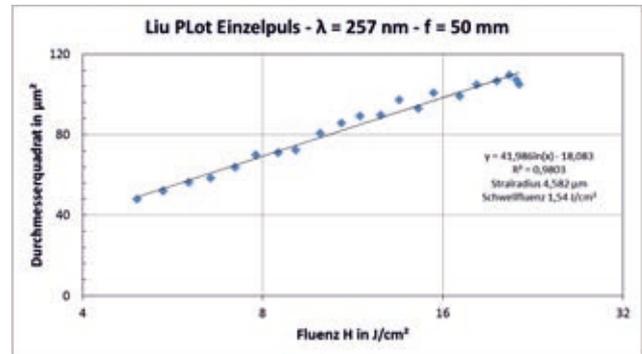


Abbildung 1: Liu Plot für Einzelpulse bei einer Wellenlänge von $\lambda = 257$ nm.

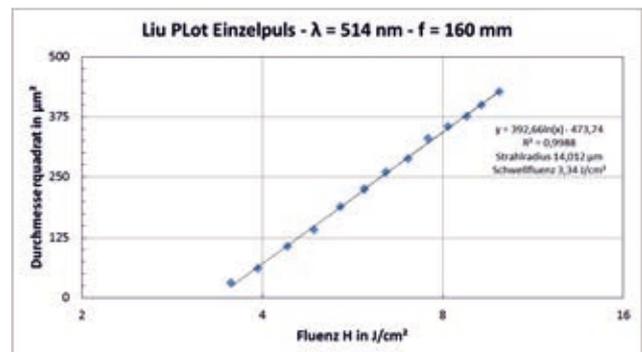


Abbildung 2: Liu Plot für Einzelpulse bei einer Wellenlänge von $\lambda = 514$ nm.

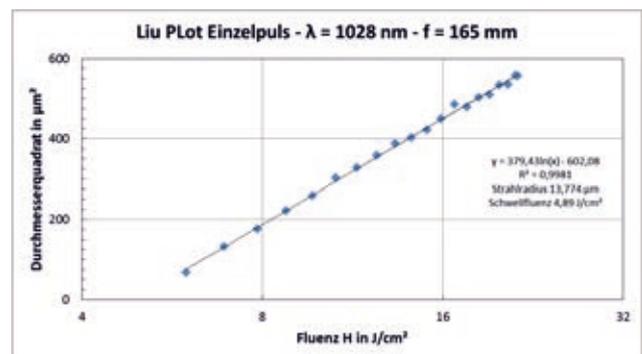


Abbildung 3: Liu Plot für Einzelpulse bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1028$ nm.

Bei der Verwendung von mehreren Laserpulsen pro Lochabtrag treten Inkubationseffekte auf, welche die Schwellfluenzwerte beeinflussen [10,11].

Durch die wiederholte Bestrahlung einer Stelle mit Laserstrahlfluenzen unterhalb der Einzelpuls-Ablationsschwelle kann daher ein laserinduzierter Materialabtrag auftreten. Hauptsächlich hierfür verantwortlich sind stabile „self-trapped“ Exzitons, d.h. durch nicht-lineare Ionisation entstandene, nicht

rekombinierte Elektronen-Loch-Paare [11]. Der genaue Entstehungsprozess solcher „self-trapped“ Elektronen-Lochpaare kann in [8] nachgelesen werden. Für die laserinduzierte Ablation dienen diese stabilen Exzitons bei nachfolgenden Pulsen als zusätzliches Energieniveau zwischen Valenz- und Leitungsband. Für die Generierung von freien Ladungsträgern werden diese Zwischenniveaus mitgenutzt, wodurch die Wahrscheinlichkeiten für lineare und nicht-lineare Ionisationsprozesse steigen und was wiederum zu einer Reduzierung der Zerstörungsschwelle führt. Die Gleichung aus [11]:

$$H_{th}(n_{Puls}, \lambda) = H_{th}(\infty, \lambda) + [H_{th}(1, \lambda) - H_{th}(\infty, \lambda)] \cdot e^{-k(n_{Puls}-1)} \quad (6)$$

beschreibt den theoretischen Verlauf der Schwellfluenz H_{th} in Abhängigkeit von der Pulsanzahl n_{Puls} und der Wellenlänge λ . Der empirische Wert k steht dabei für die Stärke der Inkubationswirkung. Je größer der Wert umso weniger Pulse werden benötigt bis sich eine konstante Schwellfluenz, welche den Wert für $H_{th}(\infty, \lambda)$ entspricht, einstellt.

Der Verlauf der bestimmten Schwellfluenzwerte und der dazugehörige theoretische Verlauf in Abhängigkeit von der Pulsanzahl ist im nachfolgenden Diagramm (Abbildung 4) dargestellt. Die Werte für die Beschreibung der Änderung der Ablationsschwelle bei steigender Pulsanzahl können in der Tabelle 3 nachgelesen werden.

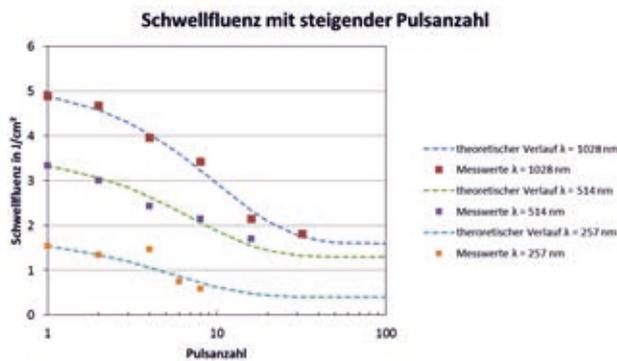


Abbildung 4: Verlauf der Schwellfluenzwerte bei steigender Pulsanzahl für die verschiedenen Wellenlängen.

Tabelle 3: Ermittelte Parameter zur Beschreibung der Ablationsschwellen von Quarzglas bei Variation der Pulsanzahl und der Wellenlängen.

Wellenlänge	1028 nm	514 nm	257 nm
Inkubationswert k	0,10	0,14	0,18
$H_{th}(1 \text{ Puls}, \lambda)$	4,89 J/cm ²	3,34 J/cm ²	1,54 J/cm ²
$H_{th}(8 \text{ Pulse}, \lambda)$	3,42 J/cm ²	2,15 J/cm ²	0,58 J/cm ²
$H_{th}(\infty \text{ Pulse}, \lambda)$	1,6 J/cm ²	1,3 J/cm ²	0,4 J/cm ²

Die Auswertung der Abtragsschwellen in Abhängigkeit von der Pulsanzahl zeigt, dass mit Zunahme der Wellenlänge neben der Einflussstärke der Inkubation (k Wert) ebenfalls die Differenz der Schwellfluenzwerte $H_{th}(n_{Puls}, \lambda)$ von $H_{th}(1, \lambda)$ auf $H_{th}(\infty, \lambda)$ zunimmt.

3.2 Auswertung - Abtragsrate

Die Bestimmung der Abtragsrate Z_{Puls} (mittlere Abtragstiefe pro Puls) erfolgt in dieser Arbeit über das gemessene Abtragsvolumen V_{Abtrag} nach folgender Gleichung:

$$Z_{Puls} = \frac{1}{n_{Puls}} \cdot \frac{V_{Abtrag}}{\pi \cdot w^2} \quad (7)$$

wobei w den Wert für den jeweiligen verwendeten Strahlradius bei den unterschiedlichen Wellenlängen beschreibt (siehe Tabelle 2). Die Verläufe der mittleren Abtragstiefe pro Puls bei Einzelpulsuntersuchungen sind im oberen Diagramm der Abbildung 5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei gleichen Fluenzwerten bei kleineren Wellenlängen größere Abtragstiefen pro Puls erreicht werden konnten.

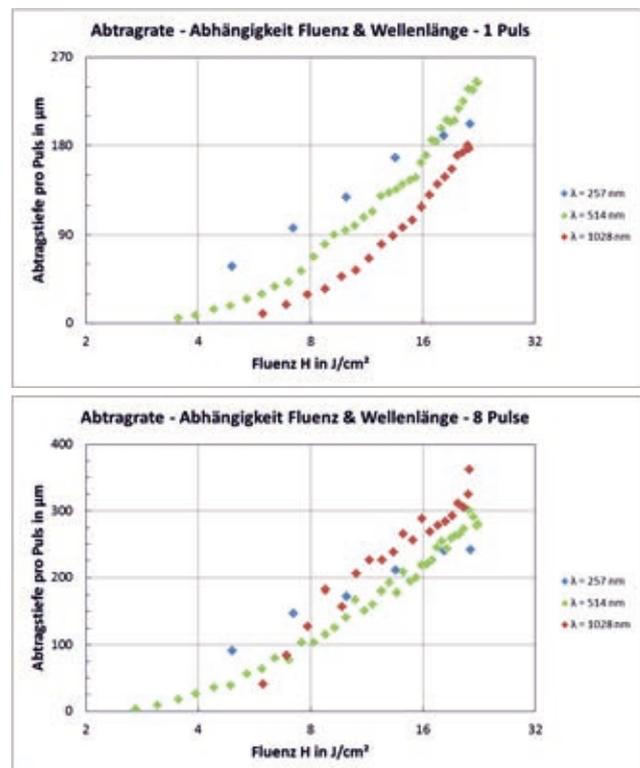


Abbildung 5: Verlauf der mittleren Abtragtiefe pro Puls bei unterschiedlichen Pulsanzahlen (verwendete Pulsanzahl: oben 1 Puls, unten 8 Pulse).

Ebenfalls wie bei der Ablationsschwelle verändern Inkubationseffekte mit Zunahme der verwendeten Pulsanzahl die mittleren Abtragsraten. Durch den Materialabtrag und die Schädigung der Materialoberfläche durch vorangegangene Pulse entstehen zusätzliche Energieniveau-Zustände zwischen dem Valenz- und Leitungsband, welche bei der Generierung von freien Ladungsträgern in dem eigentlich dielektrischen Material für zusätzliche Ionisationsvorgänge genutzt werden können. Für die zusätzlichen Energieniveaus sind hierbei hauptsächlich Gitterdefekte [12] z.B. Frenkel-Defekte (Zwischengitteratom) oder Schottky-Defekte (Leerstelle) sowie Änderung der optischen Eigenschaften durch die

Schädigung der Materialoberfläche verantwortlich. Aufgrund der Inkubationseffekte wird innerhalb des zeitlichen Laserpulsverlaufs der Punkt der kritischen Elektronen-Plasmadichte eher erreicht und es steht für den laserinduzierten Abtragsprozess mehr Energie zur Verfügung, wodurch es theoretisch zu einem Anstieg der mittleren Abtragsraten kommen müsste.

In den durchgeführten Untersuchungen wurde festgestellt, dass bei Zunahme der verwendeten Laserpulsanzahl die erwarteten höheren Abtragsraten erreicht werden konnten. Der Inkubationseffekt wirkt sich dabei bei größeren Wellenlängen deutlich stärker aus. Bereits bei Verwendung von 8 Laserpulsen konnten im Vergleich zu den Einzelpulsuntersuchungen ein größerer Anstieg für die Werte der Abtragsrate bei einer Wellenlänge von 1028 nm gegenüber einer Wellenlänge von 257 nm ermittelt werden (vgl. Diagramme in Abbildung 5).

4. Zusammenfassung

Laserinduzierter Materialabtrag in Quarzglas setzt einen nicht-linearen Absorptionseffekt zur Generierung von freien Ladungsträgern voraus, welcher neben der Intensität auch von der verwendeten Laserstrahlwellenlänge abhängt. Mit den präsentierten Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass bei Einzelpulsabträgen die Abtragsschwelle mit zunehmender Wellenlänge ansteigt. Bei Verwendung mehrerer Pulse für ein Lochabtrag konnte eine Verringerung der Abtragsschwelle, welche auf einen Inkubationseffekt zurückzuführen ist, festgestellt werden. Ab einer gewissen Anzahl von Pulsen erreicht die Schwellfluenz einen Sättigungswert. Die Stärke des Inkubationseffekts ist wellenlängenabhängig, wobei gezeigt werden konnte, dass mit Zunahme der Wellenlänge der Einfluss des Inkubationseffekts auf die Änderung der Abtragsschwelle steigt.

Ein vergleichbarer Einfluss durch Inkubation bei Pulsanzahlvariation konnte bei der Betrachtung der Abtragsraten (gemittelte Abtragstiefe pro Puls) festgestellt werden, d.h. mit steigender Pulsanzahl steigt ebenfalls die mittlere Abtragstiefe pro Puls an. Der Einfluss der Inkubation ist dabei mit zunehmender Wellenlänge ebenfalls stärker. Bei vergleichbaren Fluenzwerten konnten bei der Verwendung von nur einem Puls die größten Werte für die Abtragsraten bei einer Wellenlänge von 257 nm ermittelt werden. Bereits bei der Verwendung von 8 Laserpulsen wurden die größten Werte für die mittlere Abtragstiefe pro Puls bei einer Wellenlänge von 1028 nm erreicht.

Literaturverzeichnis

- [1] X. Lin, et al., Ultra-short laser ablation of dielectric: Theoretical analysis of threshold damage fluence and ablation depth, *Appl. Surf. Sci.* 256 (2009), 130-135
- [2] H. Varel, et al., Laser-induced damage in SiO₂ and CaF₂ with picosecond and femtosecond laser pulses, *Appl. Phys. A* 62 (1996), 293-294
- [3] D. Du, et al., Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs, *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994), 3071-3073
- [4] X. Jing, et al., Modeling validity of femtosecond laser breakdown in wide bandgap dielectrics, *Appl. Surf. Sci.* 258 (2012), 4741-4749
- [5] C.B. Schaffer, et al., Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.* 12 (2001), 1784-1794
- [6] L. V. Keldysh, et al., Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Sov. Phys. JETP* 20 (1965), 1307-1314
- [7] X. Shang, et al., Analysis of avalanche mechanisms in short-pulses laser-induced damage, *Opt. & Laser Technol.* 42 (2010), 243-246
- [8] S.S. Mao, et al., Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics, *Appl. Phys. A* 79 (2004), 1695-1709
- [9] J.M. Liu, Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes, *Opt. Lett.* 7 (1982), 196-198
- [10] D. Ashkenasi, et al., Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation, *Appl. Surf. Sci.* 150 (1999), 101-106
- [11] A. Rosenfeld, et al., Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation, *Appl. Phys. A* 69 (1999), 373-376
- [12] E.E.B. Campbell, et al., Ultra-Short-Pulse Laser Irradiation and Ablation of Dielectrics, *Mat. Sci. Forum* 301 (1999), 123-144

SUPERHARTE TA-C SCHICHTEN UND SCHICHTSTAPEL

René Bertram, Maren Nieher, Manuela Hartwig, David Haldan, Steffen Weißmantel
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Durch immer höhere Anforderungen an die Standzeiten von Werkzeugen und Bauteilen in der Industrie werden superharte, verschleißfreie und reibmindernde Schichten immer wichtiger. Am Laserinstitut der Hochschule Mittweida werden superharte ta-C Schichten mittels Laserpulsablation auf verschiedenen Materialien hergestellt und auf ihre besonderen Schichteigenschaften hin untersucht. Die nahezu spannungsfreien superharten diamantartigen Kohlenstoffschichten weisen Härten (Substratmaterial WC-Hartmetall) von 55 GPa und höher auf, das Elastizitätsmodul liegt im Bereich von 600 bis 800 GPa.

In aktuellen Untersuchungen werden derartige Schichten in Schichtstapeln mit anderen Schichtmaterialien kombiniert abgeschlossen, um die Elastizität und Zähigkeit des Gesamtschichtsystems zu verbessern, wobei die Härte konstant gehalten werden soll. Die Untersuchungsergebnisse werden vorgestellt und diskutiert.

1. Einleitung

Die Beschichtung diverser Bauteile spielt in verschiedensten technologischen Anwendung seit Jahrzehnten eine entscheidende Rolle. Bei den Fertigungsverfahren, ganz gleich ob Ur- oder Umformen oder auch beim Trennen wird dabei den Dünnschichten aus superharten Materialien, also mit Härten über 40 GPa wie Borkarbid, kubisches Bornitrid und verschiedene diamantartige Kohlenstoffmodifikationen, eine besondere Bedeutung beigemessen.

Ziel ist es, unter Verwendung derartiger Beschichtungen die Standzeit der Werkzeuge wie Wendschneidplatten oder auch Prägestempel deutlich zu erhöhen. Während dem Substrat aus konventionellen Werkzeugstählen, Hartmetall oder anderem die Formgebung des jeweiligen Werkzeuges obliegt, ist es Sinn und Zweck der Beschichtung den Verschleiß durch eine oberflächennahe Erhöhung der Härte und damit der Widerstandsfähigkeit den Verschleiß des Werkzeuges drastisch zu senken.

Da die Steigerung der Härte solcher Schichten im Allgemeinen eine erhöhte Sprödigkeit und damit Affinität zum Bruch mit sich bringt sind bei der Erzeugung solcher superharten Schichten neue Wege zur Erhöhung der Bruchfestigkeit und Zähigkeit untersucht worden, welche in vorliegender Abhandlung vorgestellt werden sollen.

2. Experimentelles Vorgehen und Ergebnisse

Bei den vorgestellten Schichtsystemen handelt es sich um Schichten aus Kohlenstoff, welcher mittels der gepulsten Laserstrahlablation von grafitischen Targets durch einen Kryptonfluorid-Laser in die Gasphase überführt wird und sich als Dünnschichten auf dem Substrat abscheidet. Bei steigenden Laserpulsfluenzen ab 4 J/cm^2 steigt dabei der Anteil der sp^3 -hybridisierten Bindungen, wie sie auch im Diamanten vorliegen, in der Schicht. Bei Fluenzen um 10 J/cm^2 ist der maximale sp^3 -Bindungsanteil von etwa 85 % erreicht, was in Schichthärten von 65 GPa – 70 GPa und E-Moduln bis 800 GPa resultiert. Zum Vergleich, die Härte der bekannten goldgelbfarbenen konventionellen Titanitrid- Hartstoffbeschichtungen, allgemein bekannt von Bohrern etc. liegt bei etwa 22-25 GPa [1], also etwa einem Drittel

unserer tetraedrisch amorphen Kohlenstoffschichten (ta-C). Da die Schichten in Folge der hohen Energien der die aufwachsende Schicht erreichenden Teilchen große kompressive intrinsische Spannungen aufweisen, was unwillkürlich zu einem frühzeitigen Versagen des Schicht-Substrat-Systems am Interface führt, müssen diese Schichten in einem patentierten Verfahren während der Herstellung sukzessive entspannt werden. Auf diese Weise ist es möglich mehrere μm dicke ta-C Schichten auf diversen Substratmaterialien spannungsfrei und haftfest abzuscheiden. Eine detaillierte Beschreibung des Abscheide- und Entspannungsprozesses ist in [2] gegeben.

Untersuchungen der entstehenden Kohlenstoffschichten bei verschiedenen Laserpulsfluenzen H im Bereich von 2 J/cm^2 bis 12 J/cm^2 zeigten eine sukzessive Zunahme der diamantartigen Bindungen in der Schicht. Der Anstieg dieser sp^3 -hybridisierten Bindungen äußerte sich einerseits in einer erhöhten Transparenz für el. mag. Strahlung im sichtbaren Bereich (die Photonenenergie solcher Strahlung reicht nicht aus sp^3 -Bindungen anzuregen) und ebenso in einer erhöhten Schubspannung in den Schichten.

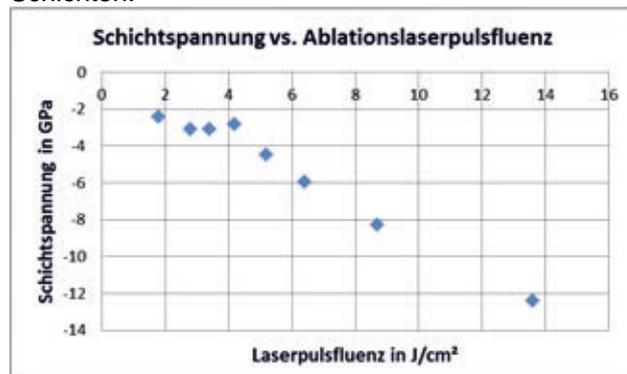


Abb. 1: Kompressive Spannungen der bei verschiedenen Fluenzen abgeschiedenen Kohlenstoffschichten.

Ein Vergleich der UV/VIS-Spektren zeigte dabei, dass sich die Transmission und somit der sp^3 -Anteil in der Schicht bei Fluenzen über 8 J/cm^2 nicht weiter erhöhen, jedoch die Spannungen.

Optimale Ablationsfluenz liegen somit bei etwa 8 J/cm^2 - 12 J/cm^2 , da sich hier der Diamantbin-

dungsanteil der Schicht bei seinem Maximalwert von 85 % (EELS) befindet. Eine weitere Fluenserhöhung resultiert lediglich in einer nachteiligen zusätzlichen Erhöhung der Schichtspannung.

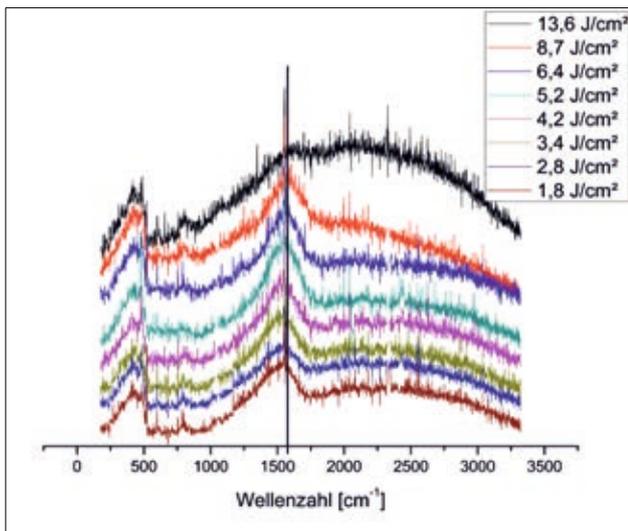


Abb. 2: Raman-Spektren in Abhängigkeit der Fluenz.

Die Ramanspektren sind eine weitere Möglichkeit die erzeugten Schichten schnell qualitativ zu beurteilen. Hierbei ist der größer werdende Shift der detektierten Ramanstreuung mit der Fluenz ein Indiz und ein Maß für den Anteil der sp^3 -gebundenen Schichtanteile. Mit zunehmender Fluenz steigt dieser Shift (vgl. weinroter Graph bis roter Graph) und indiziert damit einen erhöhten diamantartigen Bindungsanteil.

Weitere Untersuchungen unter Verwendung einer Ablationsfluenz von 10 J/cm^2 zeigten des Weiteren einen deutlichen Einfluss der Substrattemperatur während der Abscheidung von ta-C Schichten von etwa 150 nm Dicke auf UV/VIS, Raman und Schichtspannung als Resultat sich ändernder Bindungsverhältnisse.

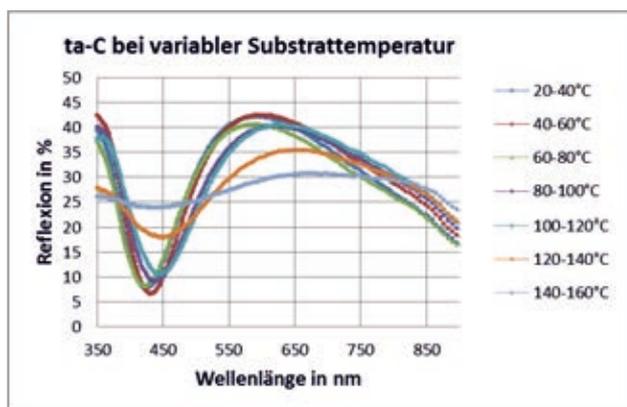


Abb. 3: UV-VIS Spektren als Maß für die Qualität der ta-C Schichten.

Abbildung 3 zeigt, dass bei Substrattemperaturen über etwa 120 °C eine signifikante Abschwächung der Interferenzen und damit eine verringerte Transparenz der Schichten auftreten. Dies ist ein sicherer Hinweis darauf, dass der sp^2 -hybridisierte, grafitsche Anteil der Bindungen in der Schicht ansteigt. Selbiges zeigte auch die ramanspektroskopische

Untersuchung sowie die, wie in Abbildung 4 dargestellte Entwicklung der Schichtspannung mit steigender Substrattemperatur. Infolge erhöhter Temperaturen stellt sich somit eine zunehmende Grafitisierung der Schicht ein. In der Folge wurden für die Abscheidung von ta-C Schichten, welche einen möglichst hohen Anteil an Diamantbindungen aufweisen sollen, maximal 60 °C Substrattemperatur während der Abscheidung festgelegt.

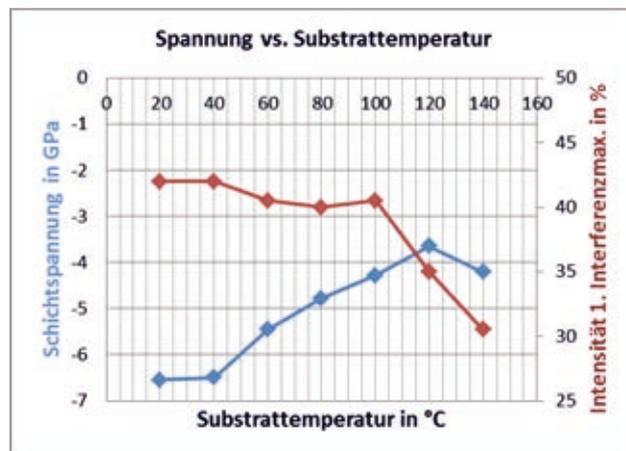


Abb. 4: Entwicklung der kompressiven Spannungen der Schicht in Folge steigender Substrattemperatur.

Ein ähnliches Verhalten zeigte sich mit zunehmender Abweichung des Einfallswinkels der schichtbildenden Teilchen von der Oberflächennormalen. Die Abhängigkeit der Bindungsverhältnisse von diesem Winkel sind insbesondere bei der Abscheidung solcher ta-C Schichten auf komplexeren Geometrien wie z.B. Spiralbohrern von großer Bedeutung und ergab einen deutlichen Abfall des sp^3 -Gehaltes ab etwa 30 ° . Diese Resultate wurden Raman- und UV/VIS-spektroskopisch ermittelt. Als Ergebnis dieser zunächst die Abscheidung betreffenden Untersuchungen zeigte sich eine Ablationsfluenz von $8\text{-}10 \text{ J/cm}^2$ bei Substrattemperaturen unter 100 °C als zu bevorzugen um überwiegend sp^3 -gebundene Kohlenstoffschichten moderater Schichtspannung und maximaler Härte zu erreichen.

Da solche superharte Schichten mit Härten bis 70 GPa und E-Moduln bis 800 GPa unter hohen lokalen Flächenlasten zu schnellem Reißen und Ausplatzen neigen, ist es zur Erhöhung der mechanischen einatznahen Belastbarkeit nötig, die intrinsischen Schichtspannungen zu unterbinden. In hier untersuchten Verfahren werden die aufwachsenden Schichten alle einem definiertem Schichtzuwachs mittels einem geringfügig fokussiertem KrF-Laserstrahl bestrahlt und auf diese Weise thermisch relaxiert.

Die Spannungsrelaxation betreffende Untersuchungen hatten dabei eine möglichst vollständige Schichtenspannung zum Ziel. Die hierbei variierten Parameter waren die Subschichtdicke, welche alternierend abgeschieden und laserstrahlgetempert wird, die zur Bestrahlung genutzte Laserpulsfluenz sowie die Anzahl der Laserpulse, welche je Flächenelement auf das obere Schichtvolumen einwir-

ken. Hierbei entsprechen die Laserpulsfluenz übertragen auf das konventionelle Tempern der Temperatur in der Schicht und die Laserpulsanzahl der Temperdauer. Die Subschichtdicke bildet ferner einen Kompromiss aus Produktivität und verbleibender Restspannung, da sich mit zunehmender Subschichtdicke zwar die Anzahl solcher Abscheide-/Entspannungs-Zyklen reduziert, es aber gilt die jeweilige Subschicht möglichst vollständig in ihrer Tiefe zu tempern. Als optimale Parameter wurden in diesen Untersuchungen eine Laserpulsfluenz von 150 mJ, 200 Pulse je FE und 100 nm Subschichtdicke ermittelt. Die auf diese Weise erzeugten tetraedrisch amorphen Kohlenstoffschichten bieten mit Härten bis 70 GPa und E-Moduln bis 800 GPa außerordentliche Werte, welche für die Verwendung solcher Schichten zum Verschleißschutz vielversprechend sind. Einhergehend mit geringen Reibwerten von etwa 0,15 gegen Stähle und Hartmetallkörper zeigten sich mit wenigen $10 \mu\text{m}^3/\text{N}\cdot\text{m}$ äußerst geringe Verschleißraten bei tribologischen Untersuchungen. Die Tiefe der Reibspur im Ball-on-Disc-Test ($\approx 6 \text{ mm}$, 100 Cr6) betrug nach 100.000 Überfahrten unter 10 N Last lediglich etwa 40 nm. Für TiN, TiAlN und CrAlN wiesen Aihua et. al. Verschleißraten von mindestens einer Größenordnung mehr für die Schichten nach [3].

Jedoch weisen solch extrem harte Schichten prinzipiell ein sehr sprödes Verhalten und unter hohen lokalen Belastungen eine Neigung zum Ausplatzen auf.

Eine in den letzten Jahren viel diskutierte und umfangreich untersuchte Möglichkeit, die Belastbarkeit und Bruchzähigkeit zu erhöhen ist der strukturelle Aufbau der Schicht als Abfolge von Sublagen zweier alternierend weicher und harter Schichtkomponenten.

Dieser Weg zur Steigerung der Schichtbelastbarkeit wurde bereits an einer Vielzahl von Materialkombinationen wie $\text{Mo}_2\text{N}/\text{CrN}$ [4] oder $\text{Ti-Al-N}/\text{Ti-Al-V-N}$ [5], untersucht. Die Forschergruppen konnten abhängig von der Periodizität solcher meist aus zwei, gelegentlich auch drei oder mehr Komponenten bestehenden Mehrlagenschichten in der Regel eine erhöhte Resistivität gegen die Entstehung, vor allem aber die Ausbreitung von Rissen unter Belastung, und damit eine Steigerung der kohäsiven Schichtstabilität nachweisen.

Ausschlaggebend ist hierbei insbesondere die Anzahl der Grenzflächen zwischen den einzelnen Subschichten, an welchen die Ausbreitung einmal initiiert Risse gestoppt oder zumindest abgelenkt werden, sodass, was dem typischen Versagensbild sehr harter oder gar superharter Schichten entspräche, es nicht zum Ausplatzen von sogenannten Flakes kommt. Werden die Verhältnisse der Hartstoffkomponente und der weicheren Buffer-Komponente geschickt gewählt, nimmt die Härte des Gesamtschichtsystems gegenüber jener des Hartstoffes nicht signifikant ab oder kann sogar gesteigert werden [7].

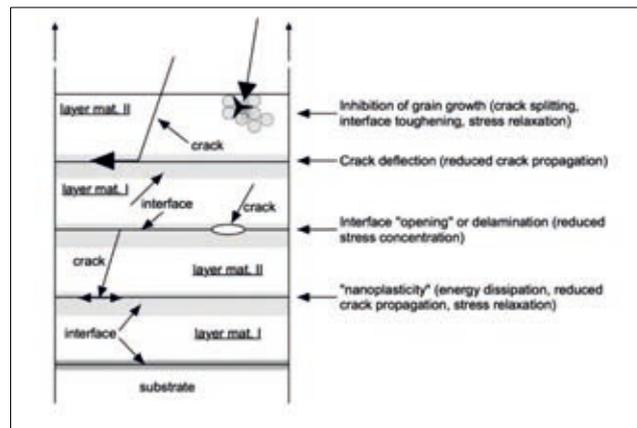


Abb. 5: Schema der Rissausbreitung in Multilayern [6].

Dennoch sind aktuell noch keine Schichtsysteme bekannt, welche Härten im Bereich von 60 GPa bis 70 GPa und dennoch eine hohe Resistenz gegenüber adhäsiven und kohäsivem Versagen aufweisen.

Die prüflastabhängige Mischhärte des Schichtsystems ist direkt abhängig vom anteiligen Verhältnis der Hartstoffkomponente (hier ta-C) zum Buffer-Material (hier sp^2 -gebundener Kohlenstoff) und erreicht bei einem Subschichtdickenverhältnis von etwa 10:1 (also 90% der Gesamtschicht ist überwiegend sp^3 -gebunden) etwa den Wert eines ta-C Monolayers. Bei Schichtanteilen von 50:50, also gleichen Dicken von sp^3 - und sp^2 -Subschicht liegt der Wert für die Härte noch bei $39,9 \pm 0,6 \text{ GPa}$ bzw. $3.690 \pm 50 \text{ HV } 0,0120$.



Abb. 6: Scratchspur einer entspannten $2 \mu\text{m}$ dicken ta-C Einzelschicht mit $50 \mu\text{m}$ Indenter und 6 N Maximallast.

Der Scratchtest als Analyseverfahren der Haftfestigkeit des Schicht-Substratsystems zeigte unter Verwendung eines Rockwell-Indenters mit $50 \mu\text{m}$ Spitzenverrundung bei einer $2 \mu\text{m}$ dicken ta-C-Einlagenschicht eine kritische Last L_{c1} von 3,3 N für eintretende Rissbildung (entspricht bei einem $200 \mu\text{m}$ -Indenter etwa 53 N) und ein Abplatzen der Schicht bei L_{c2} mit 6 N (entspricht 96 N), was beides bereits außerordentlich hohe Werte sind.

Durch den Aufbau des Schichtsystems als Layerstapel war es sogar möglich, das Schichtsystem mit selbigem Indenter bis 7 N zu belasten (entspricht 112 N für $200 \mu\text{m}$ -Indenter) ohne dass ein Versagen der Schicht durch Ausplatzungen provoziert wurde.



Abb. 7: Scratchspur einer Mehrlagenschicht aus sp^2 und ta-C auf Wolframcarbid.

In Abbildung 7 ist zu erkennen, dass die Rissausbreitung nur unmittelbar im durch den Indenter stark belasteten Bereich erfolgt, abseits des Scratches selbst sind keine Risse zu erkennen. Mit zunehmender Belastung bis 7 N liegen die Risse im Scratch zwar zunehmend näher beieinander, jedoch bleibt ein Abplatzen der Schicht bis zum Scratchende aus.

Dies spricht für eine stark geminderte Ausbreitung der Risse in der Hartstoffkomponente infolge des strukturellen Aufbaues als Schichtstapel.

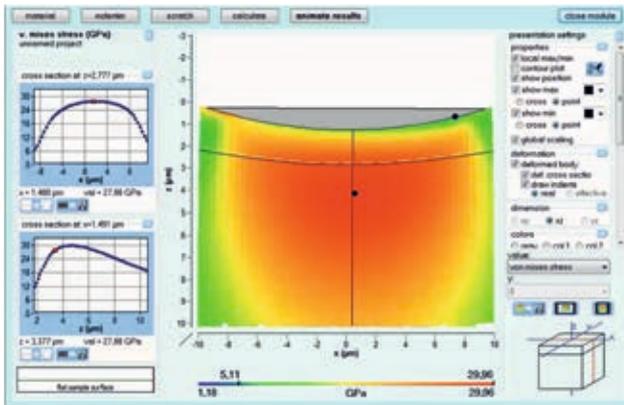


Abb. 8: Simulation des sich beim Scratchtest ausbildenden Spannungsfeldes des Schicht-Substrat-Systems

In Abbildung 8 ist das mittels FilmDoctor® errechnete Spannungsfeld im Substrat-Schicht-Verbund der 2 µm ta-C Schicht dargestellt. Unter Verwendung eines Rockwellindenters mit 50 µm Spitzenradius ist es möglich, die maximalen von-Mises-Spannungen in der Nähe der Grenzfläche zu generieren. Unter Verwendung eines 200 µm Indenters liegt das Spannungsmaximum deutlich im Substratvolumen, Risse in der Schicht würden dabei durch ein massives Eindringen der Schicht ins Substrat, die Schichtdelamination durch ein Überschreiten der Fließgrenze des Substratmaterials und damit dem Ausbleiben der Schichtunterstützung durch das Substrat initiiert.

Eine Evaluation der Fließgrenze beider Schichtsysteme ergab bei der Nanoindentation mit einem CPX NHT² MCT AE der Firma Anton Paar Werte von jeweils über 40 GPa, was dafür spricht, dass die Versagensmechanismen in beiden Fällen aus einem Überschreiten der Streckgrenze der Schichten resultieren. Für die ta-C Schicht treten diese Risse neben dem eigentlichen Scratch auf, was bedeutet, dass die Schicht zwar auch in Scratchrichtung, vor allem aber durch das Eindringen in das Substrat überdehnt wird. Für den Multilayer deuten die ausschließlich im Scratch befindlichen Dehnungsriss darauf hin, dass die Spannungsfelder in die Tiefe des Verbundes mechanisch gut kompensiert werden können und die Schicht lediglich in Scratchrichtung, also parallel zu der Vielzahl an Grenzflächen überstreckt wird. Dies ist ein ganz entscheidender Vorteil dieses Schichtsystems insbesondere in Hinsicht auf Anwendungen, bei welchen die Belastung vordergründig normal zur Schichtoberfläche vorliegt. So zum Beispiel auf Wälzlagern oder Tassenstößeln.

3. Zusammenfassung

Mittels der Laserpulsablation von Kohlenstofftargets ist es möglich superharte Schichten mehrerer Mikrometer Dicke reproduzierbar und mit sehr guten Haftfestigkeiten auf diversen Substraten abzuschneiden. Durch ein spezielles Entspannungsverfahren durch einen zweiten KrF-Laserstrahl ist es zudem möglich, diese Schichten nahezu völlig spannungs-

frei herzustellen. Durch einen geeigneten Aufbau der Schicht aus alternierend verhältnismäßig weichem sp²-gebundenem Kohlenstoff und superhartem ta-C ist es ferner gelungen insbesondere das kohäsive Versagensbild solcher extrem harter tribologisch wirksamer Schichten noch einmal deutlich zu verbessern.

4. Danksagung

Wir danken dem Bundesministerium für Bildung und Forschung für die Förderung des Arbeitskreises sowie den Firmen Fritz Stepper GmbH & Co.Kg und der Anton Paar GmbH für die Unterstützung bei der Schichtcharakterisierung.

Literaturverzeichnis

- [1] Homepage der Firma GPA Ges. für Plasma Applikation mbH
URL:<http://www.plasmaapplikation.de/de/dienstleistung-pvd-arc-beschichtung/tin-titan-titannitrid-beschichtung/>, verfügbar am 20.09.2015
- [2] S. Weißmantel, G. Reißer, D. Rost
Erzeugung von superharten amorphen Kohlenstoffschichten mit niedrigen inneren Spannungen durch sukzessives Laserpulsabscheiden und -tempern, Galvanotechnik 97, 4 (2006) 948.
- [3] L. Aihua, D. Jianxin, C. Haibing, C. Yangyang, Z. Jun
Friction and wear properties of TiN, TiAlN, AlTiN and CrAlN PVD nitride coatings
Int. Journal of Refr. Metals; Vol. 31; p. 82-88
- [4] A. Gilewicz, B. Warcholinski
Deposition and characterisation of Mo₂N/CrN multilayer coatings prepared by cathodic arc evaporation
Surface & Coatings Technology 279; p. 126-133
- [5] M. Pfeiler-Deutschmann, P. H.Mayrhofer, et. al.
Effect of wavelength modulation of arc evaporated Ti-Al-N/Ti-Al-V-N multilayer coatings on microstructure and mechanical/tribological properties
Thin Solid Films 581; p. 20-24
- [6] Y. X. Wang, S. Zhang
Toward hard yet tough ceramic coatings
Surface & Coatings Technology 258; p. 1-16
- [7] M. Setoyama, A. Nakayama, et. al.
Formation of cubic-A1N in TiN/A1N superlattice
Surface & Coatings Technology 86-87, p. 225-230

SIMULATION DER TEMPERATURVERTEILUNGEN IN GOLD UND PLATIN INFOLGE DER BESTRAHLUNG MIT ULTRAKURZEN LASERPULSEN

Markus Olbrich, Peter Lickschat, Lutz Schneider, Jörg Schille, Udo Löschner, Steffen Weißmantel und Alexander Horn

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Zur Berechnung der bei der Lasermaterialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen stattfindenden Prozesse ist die Erweiterung der Wärmeleitungsgleichung nach Fourier auf das Zwei-Temperatur-Modell (TTM) notwendig. Aus dem gewählten Modell folgen eine getrennte Betrachtung des Elektronen- und Phononensystems sowie deren Kopplung über einen Kopplungsterm in den Differentialgleichungen. Die notwendigen theoretischen Grundlagen werden erläutert sowie die verwendeten Parameter charakterisiert. Verschiedene Simulationsergebnisse werden für die Edelmetalle Gold und Platin dargestellt und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Beide Metalle unterscheiden sich hinsichtlich ihrer thermophysikalischen Eigenschaften und ihrem Kopplungsverhalten, das in unterschiedlichen Bearbeitungsergebnissen als auch verschiedenen Ablationsschwellen oder Bearbeitungsdurchmessern resultiert.

1 Einleitung

Die Mikrostrukturierung von Oberflächen und das gezielte Abtragen oder Modifizieren dünner Schichten mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Pulsdauern im Bereich von einigen Femtosekunden bis wenigen Pikosekunden stellt ein besonders Interesse für vieler Bereiche der Technik, wie Dünnschichtelektronik, aber auch für verschiedene Forschungsschwerpunkte, dar. Zur Erklärung der auftretenden Effekte und zur Erhöhung des Prozessverständnisses sind theoretische und numerische Untersuchungen unumgänglich.

Dieser Artikel stellt kurz die theoretischen Grundlagen der Wechselwirkung ultrakurzer Laserstrahlung mit Materie vor und widmet sich im Weiteren der Darlegung wichtiger Parameter für das Prozessverständnis. Das zur Simulation verwendete Modell wird anhand von experimentellen Ergebnissen überprüft.

2 Experimenteller Aufbau und Auswertung

Gold- und Platinschichten auf Siliziumsubstrat mit einer Schichtdicke von 1 μm wurden mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung (Pharos®, Light Conversion Ltd., $\lambda = 1.028 \text{ nm}$, $\tau_H = 200 \text{ fs} - 10 \text{ ps}$, $M^2 = 1,2$) mit Pulsenergien im Bereich von 2 μJ bis 53 μJ bestrahlt. Nur Einzelpulse wurden für die Bearbeitung verwendet. Die Strahlung wurde mittels hochreflektierender dielektrischer Spiegel zur Bearbeitungsstelle geleitet. Die Laserstrahlung wurde mit Hilfe eines f - θ -Objektives der Brennweite $f = 167 \text{ mm}$ auf einen Strahldurchmesser von $d_\sigma = 30 \mu\text{m}$ fokussiert.

3 Theoretische Grundlagen und Modellierung

Trifft Laserstrahlung auf ein Material wird ein Teil der Strahlung reflektiert, transmittiert oder absorbiert. Die Absorption erfolgt durch das Elektronensystem, das in einen thermischen Nicht-Gleichgewichtszustand versetzt wird. Durch Stöße der Elektronen untereinander, relaxiert die Energieverteilung der Elektronen wieder zu einer Fermi-Verteilung und wird als thermalisiert bezeichnet. Einige Modelle [1, 2] beschreiben die Ausbreitung der Elektronen wäh-

rend ihrer Thermalisierung entsprechend ihrer kinetischen Energie ohne die Wechselwirkung mit dem Gitter. Die Elektronen werden dabei als ballistische Elektronen bezeichnet. Die Annahme, dass während der Relaxation kein Energieaustausch der Elektronen mit dem Gitter stattfindet, wird jedoch angezweifelt [3].

Die genannten Prozesse zur Elektronen-Relaxation sollen hier nicht weiter betrachtet werden. Unter der Annahme, dass die Pulsdauer τ_H der Laserstrahlung groß gegenüber der beschriebenen Relaxationszeit ist, kann die Energieverteilung des Elektronensystems als Fermi-verteilt betrachtet werden und der Energietransfer, sowie die Energiediffusion von Elektronen- und Phononensystem, durch das Zwei-Temperatur-Modell nach [4] über die Wärmeleitungsgleichung für das Elektronensystem

$$C_{ev}(T_e) \cdot \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_{the}(T_e, T_{ph}) \cdot \nabla T_e) - G(T_e) \cdot (T_e - T_{ph}) + q_V(\vec{r}, t), \quad (1)$$

und die Wärmeleitungsgleichung für das Phononensystem

$$C_{phV} \cdot \frac{\partial T_{ph}}{\partial t} = G(T_e) \cdot (T_e - T_{ph}) \quad (2)$$

beschrieben werden. T_e und T_{ph} stellen die Temperaturen des Elektronen- bzw. Phononensystems dar. Die volumetrische Wärmekapazität $C_{ev}(T_e)$ des Elektronensystems sowie der Kopplungsfaktor $G(T_e)$ wurden aus [5] übernommen (Bild 1). Die Relaxationszeit τ_R zum Erreichen eines thermodynamischen Gleichgewichts zwischen Elektronen- und Phononensystem ergibt sich aus $\tau_R = C_{ev}/G$.

Gold und Platin weisen hinsichtlich ihrer volumetrischen Wärmekapazität ein gleiches monoton steigendes Verhalten auf (Bild 1). Die Abhängigkeit des Kopplungsfaktors von der Temperatur ist dagegen gegenläufig. Für Platin verkleinert sich dieser bis zu einer Elektronentemperatur von etwa 15.000 K stark und steigt für Gold im gleichen Bereich an. Für Elektronentemperaturen größer als 15.000 K sind die Änderungen beider Metalle gering. Die Relaxationszeit für Gold steigt bis etwa 5.000 K stark an und nimmt danach nur noch leicht zu. Sie ist bis etwa 20.000 K größer als die Relaxationszeit von Platin,

die annähernd linear mit der Temperatur zunimmt. Demnach geben heiße Elektronen in Platin nur langsam Energie an die Phononen ab.

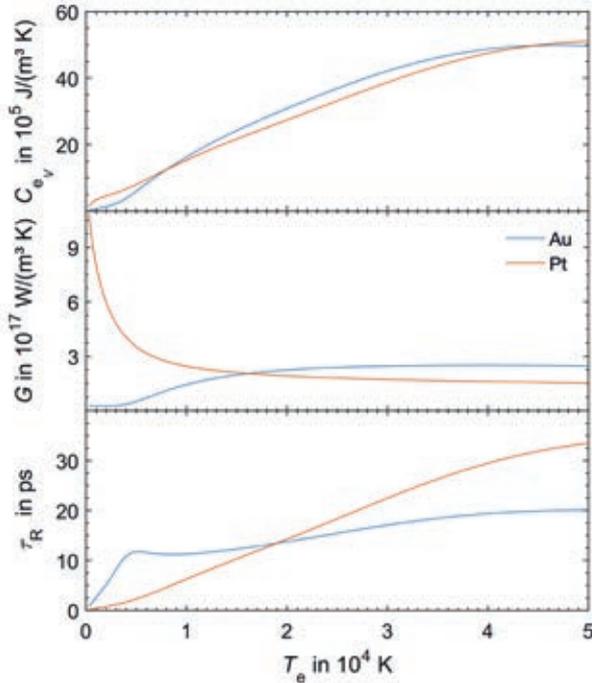


Bild 1: Volumetrische Wärmekapazität der Elektronen, Kopplungsfaktor und Relaxationszeit für Gold und Platin als Funktion der Elektronentemperatur.

Die Wärmeleitfähigkeit des Elektronensystems wird durch das Drude-Model beschrieben

$$\lambda_{th_e}(T_e, T_{ph}) = \frac{1}{3} \cdot v_F^2 \cdot C_{eV}(T_e) \cdot \tau_e(T_e, T_{ph}). \quad (3)$$

v_F stellt die Fermi-Geschwindigkeit dar und wird als konstant angesehen. Die Relaxationszeit τ_e gibt die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen der Elektronen mit anderen Elektronen oder den Phononen an und wird durch

$$\frac{1}{\tau_e} = A_e \cdot T_e^2 + B_{ph} \cdot T_{ph} \quad (4)$$

bestimmt [6]. Der Parameter A_e wird für Gold mit $1,2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$ und der Parameter B_{ph} mit $1,23 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1}$ angegeben [6]. Für Platin sind keine Literaturwerte bekannt. Zur Berechnung des Parameters A_e wird für Platin deshalb die Fermi-Flüssigkeits-Theorie verwendet [3]

$$A_e = \frac{\pi^4 \cdot k_B^2 \cdot \sqrt{3}}{256} \cdot \frac{\omega_p}{E_F^2}. \quad (5)$$

Die Ladungsträgerdichte n_e kann mit

$$n_e = v \cdot \frac{\rho}{m_A} \quad (6)$$

bestimmt werden. v stellt die Anzahl der Valenzelektronen dar, ρ die Dichte, m_A die Atommasse und m_e die Elektronenmasse. Die Fermi-Energie E_F wird durch

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e} \cdot (3 \cdot \pi^2 \cdot n_e)^{\frac{2}{3}} \quad (7)$$

gegeben. Die Wertigkeit von Platin kann II oder IV betragen. In [7] wird eine Fermi-Energie passend zur Wertigkeit II angegeben. Eine andere Herange-

hensweise mit Hilfe optischer Messungen deutet jedoch auf eine Wertigkeit von IV hin. Die Plasmafrequenz kann neben der theoretischen Berechnung [8] auch experimentell durch Messung des komplexen Brechungsindex nach dem Lorentz-Modell bestimmt werden [9].

$$\tilde{\epsilon}_r = 1 - \frac{f_0 \cdot \omega_p^2}{\omega \cdot (\omega - i \cdot \Gamma_0)} + \sum_{j=1}^N \frac{f_j \cdot \omega_p^2}{\omega_j^2 - \omega^2 + i \cdot \Gamma_j \cdot \omega}. \quad (8)$$

f_j stellt die Wichtung des j -ten Oszillators mit der Frequenz ω_j und Γ_j die Dämpfungskonstante bzw. $\tau_j = 1/\Gamma_j$ die Lebensdauer eines Oszillators dar. τ_0 entspricht der Relaxationszeit aus Formel (5). $f_0 \cdot \omega_p^2$ kann zur effektiven Plasmafrequenz Ω_p^2 zusammengefasst und aus dieser die effektive Elektronenmasse berechnet werden. Diese effektiven Elektronenmasse stimmt für eine Wertigkeit von IV annähernd mit der effektiven Masse überein, welche durch einen Vergleich von theoretischen und experimentellen Sommerfeld-Parameter γ berechnet werden kann [8]. Die Übereinstimmung der effektiven Elektronenmassen kann auch für Au, Ag, Cu, Ni und Al nachgewiesen werden. Daher wird für alle Berechnungen eine Wertigkeit von IV verwendet. A_e ergibt sich somit für Platin zu $0,63 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$. Der Parameter B_{ph} wird nach einem von uns vorgeschlagenen Modell berechnet [10].

$$B_{ph1}(T_{ph}) = \frac{e^2}{\sigma_0(T_{ph}) \cdot m^* \cdot T_{ph}} \cdot v \cdot \frac{\rho(T_{ph})}{m_A} \quad (9)$$

$$B_{ph2}(T_{ph}) = \frac{v_F^2 \cdot C_{eV}(T_{ph})}{3 \cdot \lambda_{th_0}(T_{ph}) \cdot T_{ph}} \quad (10)$$

$$B_{ph} = \frac{B_{ph1} + B_{ph2}}{2} \quad (11)$$

Die temperaturabhängigen elektrischen Leitfähigkeiten σ_0 und Wärmeleitfähigkeiten λ_{th_0} wurden aus [11–13] entnommen. Die Wärmeleitfähigkeiten waren für beide Metalle nur bis zum Schmelzpunkt bekannt. Die elektrischen Leitfähigkeiten konnten für Temperaturen bis zu 900 K über dem Schmelzpunkt aus der Literatur entnommen werden. Alle Leitfähigkeiten wurden daher bis zum Verdampfungspunkt unter der Bedingung, dass die Lorentz-Zahl der mittleren Lorentz-Zahl bis zum Schmelzpunkt entspricht, extrapoliert.

Zusammengefasst ergibt sich mit allen vorgestellten Parametern der Gleichungen (4) und (11) als auch [5] die Wärmeleitfähigkeit der Elektronen in Abhängigkeit der Elektronen- und Phonontemperatur (Bild 2).

Die Wärmeleitfähigkeit von Gold weist ein Maximum für Elektronentemperaturen im Bereich von 5.000 K bis 10.000 K auf. Die Wärmeleitfähigkeit fällt anschließend innerhalb von etwa 10.000 K unter 50 % des Maximums. Für Platin wird die maximale Wärmeleitfähigkeit bei hohen Elektronentemperaturen ab ca. 40.000 K erreicht.

Das von uns vorgeschlagene Modell beinhaltet weiterhin die Änderung des Reflexionsgrades in Abhängigkeit der Elektronen- und Phononentemperatur (Bild 3). Der Reflexionsgrad von Gold sinkt mit zunehmender Elektronen- und Phononentemperatur. Platin weist im gewählten Modell ein Minimum des Reflexionsgrades bei einer Phononentemperatur von etwa 800 K auf. Mit zunehmender Phononentemperatur steigt der Reflexionsgrad wieder an und erreicht Werte von bis zu 0,99 für Phonontemperaturen nahe der Verdampfungstemperatur. Alle weiteren Parameter können aus der Referenz [10] entnommen werden.

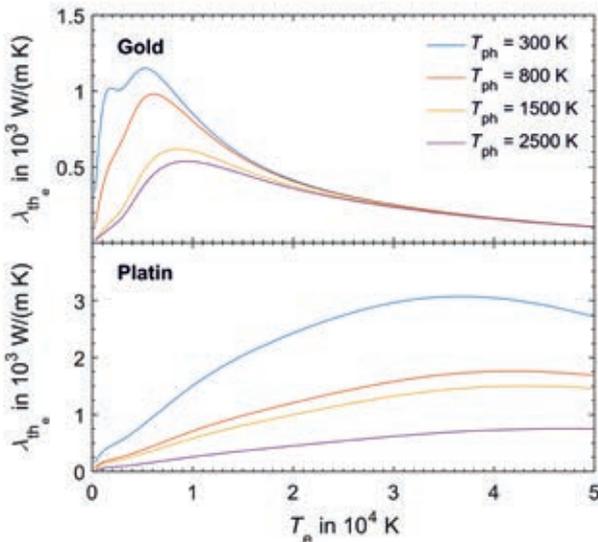


Bild 2: Darstellung der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{th,e}$ der Elektronen für Gold und Platin in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur.

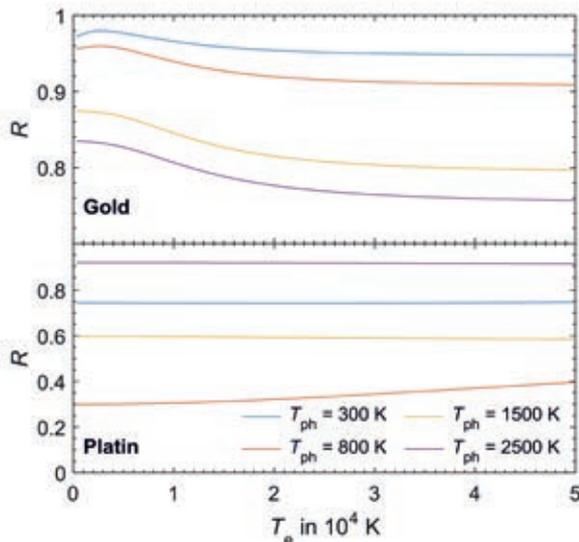


Bild 3: Darstellung des Reflexionsgrades R für Gold und Platin als Funktion der Elektronentemperatur.

4 Vergleich Experiment und Simulation

Im Folgenden sind die experimentellen Ergebnisse zum Einzelpulsabtrag der dünnen Schichten für eine Pulsdauer $\tau_H = 200$ fs dargestellt. Die entstandenen Ablationsstrukturen (Bild 4) wurden in zwei Bereiche unterteilt, den Gentle-Bereich (äußerer Durchmesser) und den Strong-Bereich (innerer Durchmesser).

Die Klassifikation wurde anhand der unterschiedlichen erreichten Ablationstiefen dieser zwei Bereiche eingeführt (Bild 5).

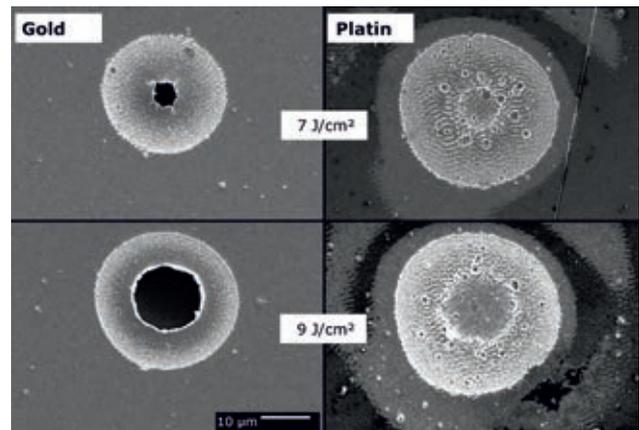


Bild 4: Ablationsstrukturen von Gold (links) und Platin (rechts) bei zwei Spitzenfluenzen (REM-Aufnahmen).

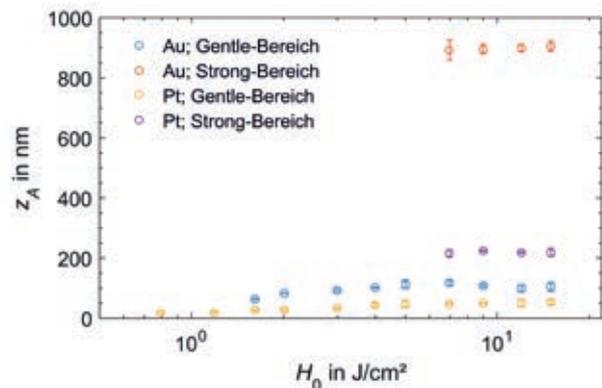


Bild 5: Ablationstiefen z_A für Gold und Platin als Funktion der Spitzenfluenz und Gegenüberstellung der Gentle- und Strong-Bereiche.

Anhand von Bild 4 und Bild 5 wird deutlich, dass der Strong-Bereich für beide Materialien eine größere Ablationstiefe aufweist als das Gentle-Bereich. Die jeweilige Ablationstiefe der beiden Bereiche ist bei Gold größer als bei Platin. Im Strong-Bereich wurde bei Gold die gesamte Schicht abgetragen. Weiterhin weisen die Ablationsstrukturen für Platin einen größeren Durchmesser als für Gold auf. Die äußeren Ringstrukturen bei Platin werden durch Bereiche des Strahlprofils mit niedriger Intensität erzeugt, die jedoch nur Modifikation und keine Abtrag hervorrufen. Die gleichen Unterschiede zwischen Gold und Platin hinsichtlich Tiefen und Durchmesser werden durch die Simulation bestätigt (Bild 6).

Die Wärme breitet sich für Platin stärker in lateraler Richtung aus, für Gold hingegen stärker in axialer Richtung. Die unterschiedlichen Ergebnisse beider Materialien sind durch die gekoppelten Abhängigkeiten von Reflexionsgrad, Wärmeleitfähigkeit und Kopplungszeit zu erklären. Platin absorbiert bei gleicher Pulsenergie mehr Energie als Gold und erreicht dadurch höhere Elektronentemperaturen T_e . Die damit verbundene große Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{th,e}$ führt zur Diffusion der Wärme in umliegende Gebiete. Diese vorerst kalten Gebiete weisen eine kleine Kopplungszeit der Energie von den Elektronen auf die Phononen auf, welche sich innerhalb 100 fs er-

wärmen. Die Elektronentemperatur und auch die Wärmeleitfähigkeit sinken, bedingt durch die Temperaturänderungen des Phononensystems. Die Wärme staut sich dadurch für Platin in einem oberflächennahen Bereich, wodurch auch Anteile der Laserstrahlung mit kleinerer Intensität eine Ablation hervorrufen können. Der beschriebene Zusammenhang wird durch die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades verstärkt. Bereiche mit großer Elektronen- und Phonontemperatur weisen den größten Reflexionsgrad auf, weshalb keine weitere Erwärmung stattfindet. Lateral außenliegende Bereiche weisen hingegen einen kleinen Reflexionsgrad auf und folglich wird dort mehr Energie deponiert und der Durchmesser der Ablationsstrukturen steigt.

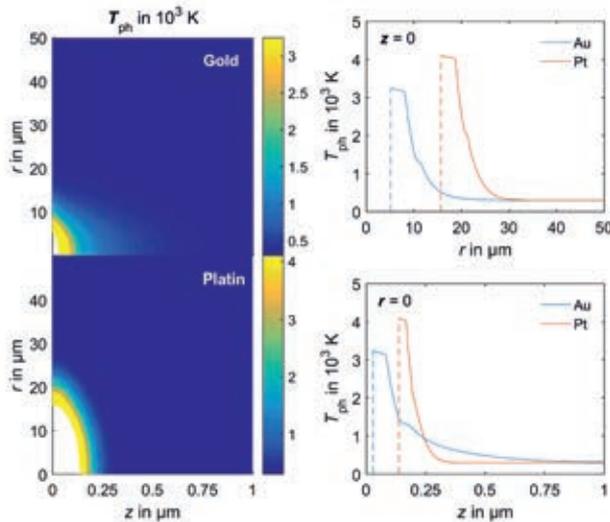


Bild 6: Simulierte Temperaturverteilungen der Phononen für Gold und Platin für eine Spitzenfluenz von 7 J/cm^2 .

Gold absorbiert hingegen weniger Energie als Platin, weshalb vergleichsweise kleinere Elektronentemperaturen erreicht werden. Für kleine Elektronentemperaturen besitzt die Wärmeleitfähigkeit λ_{the} von Gold ein Maximum und die Energie wird nur langsam von den Elektronen auf die Phononen übertragen. Folglich findet eine verstärkte Diffusion in die Tiefe statt. Auch hier wird dieser Effekt wieder durch die Temperaturabhängigkeit des Reflexionsgrades verstärkt.

Im Experiment wurde im Strong-Bereich für Gold mit einer Spitzenfluenz von 7 J/cm^2 die gesamte Schicht abgetragen, was in der Simulation nicht bestätigt wird. Die simulierte Ablationstiefe für Platin weist eine vergleichbar große Ablationstiefe wie im Strong-Bereich auf. Weiterhin kann die Simulation nicht das Auftreten der zwei Ablations-Bereiche erklären. Im Experiment sind keine Schmelzrückstände sichtbar, was auf eine Explosion als Ablationsmechanismus hindeutet.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das vorgeschlagene Modell wurde auf dünne Gold- und Platinschichten übertragen. Da für Platin kein Referenzwert des Parameters A_e vorhanden war, wurde dieser mit Hilfe der Fermi-Flüssigkeits-

Theorie berechnet.

Die durch Bestrahlung mit ultrakurzer Laserstrahlung erhaltenen Ablationsstrukturen weisen für Platin einen größeren Durchmesser als für Gold auf. Für Gold besitzen die Strukturen eine größere Tiefe. Dieses gegenläufige Verhalten, ist ebenfalls in den Materialeigenschaften zu erkennen.

Die Simulationen konnten die experimentellen Tendenzen für Gold und Platin bestätigen. Das verwendete Modell beinhaltet jedoch nur normales Schmelzen und Verdampfen. Eine Separation in zwei Ablationsbereiche, Gentle- und Strong-Bereich, konnte mit der Simulation nicht beschrieben werden. Eine Implementierung anderer Ablationsmechanismen, wie einer Phasenexplosion, ist daher notwendig.

Die experimentelle Überprüfung der Abhängigkeit des Reflexionsgrades von der Temperatur basierend auf dem gewählten Modell ist Gegenstand aktueller Arbeiten.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfond für Deutschland (ESF) für die Finanzierung der Nachwuchsforschergruppe UltraLas (Projektnummer: 8231016).



Literaturverzeichnis

- [1] Corkum, P. B., Brunel, F., Sherman, N. K., und Srinivasan-Rao, T., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 25 (1988) 2886–2889.
- [2] Wellershoff, S.-S., Hohlfeld, J., Gütde, J., und Matthias, E., *Appl Phys A* **69**, S1 (1999) S99–S107.
- [3] Mueller, B. Y. und Rethfeld, B., *Phys. Rev. B* **87**, 035139 (2013).
- [4] Anisimov, S. I., Kapeliovich, B. L., und Perel'man, T. L., *JETP* **39** (1974) 375.
- [5] Lin, Z., Zhigilei, L., und Celli, V., *Phys. Rev. B* **77**, 7 (2008).
- [6] Wang, X. Y., Riffe, D. M., Lee, Y.-S., und Downer, M. C., *Phys. Rev. B* **50**, 11 (1994) 8016–8019.
- [7] Gharibshahi, E. und Saion, E., *International journal of molecular sciences* **13**, 11 (2012) 14723–14741.
- [8] Kittel, C. *Introduction to solid state physics*, Wiley, Hoboken, NJ (2005).
- [9] Rakic, A. D., Djurišić, A. B., Elazar, J. M., und Majewski, M. L., *Appl. Opt.* **37**, 22 (1998) 5271.
- [10] Olbrich, M., Punzel, E., Roesch, R., Oetting, R., Muhsin, B., Hoppe, H., und Horn, A., *Appl. Phys. A* (2015).
- [11] Powell, R. W., Ho, C. Y., and Liley, P. E. *Thermal Conductivity of Selected Materials*, U.S. Govt. Print. Off. (1966).
- [12] Matula, R. A., *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**, 4 (1979) 1147.
- [13] Arblaster, J. W. Palladium and Platinum, *Johnson Matthey Technol Rev* **59**, 3 (2015) 174–181.

INVESTIGATION OF LASER MICRO STRUCTURING OF SPINTRONIC STACK LAYERS USING A HIGHLY-REPETITIVE FEMTOSECOND LASER

Mathias Mueller, Robby Ebert, Jörg Schille, Horst Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

The paper presents a study of laser ablation of spintronic stack layer by using a highly-repetitive femtosecond laser in combination with a galvanometer scan system. The study aims to investigate the feasibilities in laser micro structuring of spintronic stack layer systems for magnetic field sensor fabrication, based on Giant Magneto-Resistance (GMR) technology. In the experiments a 30 mm f-theta focusing lens and two microscope objectives (20X / 50X magnification) were utilized in order to obtain small focal spot radius ranging between 9.1 μm and 1.2 μm , respectively. Employing the line-scan laser process regime, the metallic layers of the stack system were removed without any damage to the silicon oxide / silicon substrate. As a result conductor paths with micro-scaled feature sizes were fabricated. The smallest width of the ablation tracks obtained was 1 μm . Further, the processing quality has been evaluated by means of SEM images with respect to the processing parameters, such as laser fluence, energy per unit length, temporal and spatial pulse distance.

1. Introduction

The rapid evolution of sensors based on Giant Magneto-resistance (GMR) [1] facilitates a wide range of applications in automotive, engineering, space, physics, biology, etc. since the first commercial availability in the middle of the 1990's [2]. Up to now, dry etching using the reactive ion etching technology (RIE) [3] was proved to be most appropriate in micro structuring of spintronic stack layers due to high selectivity and high uniformity [3,4]. But only dry etching in the low-temperature regime below 200°C maintains the magnetic properties of the stack layer system. Another major disadvantage of the technology are low etching rates with only several nanometers per minute [4].

Nowadays, laser technology is regarded as the key enabling technology for innovative production processes and will substitute the standard technologies in many micro machining applications. It was already shown, particularly the ultrashort pulse laser technology facilitates high-quality processing results, accompanied by both negligible thermal load and minimized debris deposition [5]. But until recently a wide use of the promising laser technology is avoided by low machining throughputs due to low average power and low repetition rates. With the development of high repetition rate ultrashort pulse lasers with average powers of tens of Watts these drawbacks can be overcome.

However, first results obtained in laser processing of thin metallic films of several 100 nm thickness show material melting and burr formation on the edges of the ablated lines. Depth-wise the ablation process is selective and underlying layers are not affected [6,7].

In this work laser micro structuring of spintronic stack layer system was investigated by using a high repetition rate femtosecond laser in combination with a galvanometer scan system. The study aims to investigate the feasibilities for magnetic field sensor fabrication, based on Giant Magneto-Resistance (GMR) technology. Conductor lines were produced by selective laser ablation of the metallic layers of the spintronic system without damage to the silicon oxide/silicon substrate. To prevent any post-cleaning, the process was optimized concerning the edge quality of the conductor lines and the amount of molten material / debris. The machining outcomes were evaluated by means of SEM images with respect to the processing parameters.

2. Experimental

The used sample was an exchange-biased spin valve made by magnetron sputtering, as shown in figure 1. It consisted of six different materials with an individual layer thickness ranging between 2 nm and 15 nm. The total thickness of the spintronic stack layer arrangement was 32 nm.



focusing objective	effective focal length	focal spot radius (calculated)	max. fluence (at sample)	max. scan-velocity
	f [mm]	$w_{0.86}$ [μm]	H_0 [J/cm^2]	v_{max} [mm/s]
30 mm f-theta	30	9.1	2.72	3,200
20x microscope	10	2.9	0.55	990
50x microscope	4	1.2	2.16	330

Fig.1 left: Schematic of the spintronic stack layer sputtered on silicon oxide / silicon substrate; the individual layer thickness is shown; right: processing parameters obtained with different focusing objectives, because of the damage threshold of the focusing elements the maximum usable laser fluence was different.

The stack layer was micro-structured by using a high repetition rate femtosecond laser system (IMPULSE, Clark-MXR). Laser parameters were: 1,030 nm wavelength, 180 fs pulse duration, 7 μJ maximum pulse energy, 1,024 kHz maximum repetition rate and horizontal beam polarization. The experiments were conducted in an air-conditioned room for stable experimental conditions.

The laser beam was deflected by a galvanometer scan system (SCANLAB intelliSCAN 14). For beam focusing three different objectives were utilized, a 30 mm f-theta focusing lens and two microscope objectives (20X / 50X magnification). The resulting processing parameters (focal spot radius, peak fluence, scan speed) have been summarized in the table shown in figure 1 (right).

The material removal was achieved via single line-scan laser ablation. In that process regime, at first, the laser beam scans horizontally across the sample surface (X-direction of the scan field), the backward scan starts with a vertical offset (Y-direction of the scan field). Thus, the vertical offset yielded the width of the conductor lines and was kept constant during the experiments for each focal radius. The lateral distance between two consecutive incident laser pulses d_p was determined by the relation between the scan speed v_s and the repetition rate f_{rep} as

$$v_s = d_p \cdot f_{rep}$$

The quality of the ablation results has been evaluated by means of SEM images. The key assessment criteria included both the amount of molten material at the edges of the ablated lines and the structural resolution.

3. Results and discussion

The ablation threshold for single-pulse laser ablation was estimated accordingly a simple method introduced by [8]. Thereby, the square of the ablation crater diameter obtained on the stack layer were plotted versus the laser peak fluence and interpolation of the semi-logarithmical fit to zero yielded the ablation threshold. From data given in figure 2 the single-pulse ablation threshold was estimated of either 0.16 J/cm² or 0.25 J/cm² for the 2.9 / 9.1 μm focal spot radius and the 1.2 μm focal spot radius, respectively.

Overlapping laser pulses yielded a complete removal of the stack layer and as a result isolated conductor lines were formed. But the processing conditions influenced the quality of the machining considerably and the energy per unit length Q_l was found as one of the most influencing parameter.

$$Q_l = E_p / d_p = H_0 \cdot \pi \cdot w_{0,86}^2 / (2 \cdot d_p)$$

The energy per unit length can be derived from the pulse energy E_p and spatial pulse distance d_p , which increases with either higher pulse energy and constant pulse distance or a high pulse overlap due to small pulse distance and constant pulse energy or both.

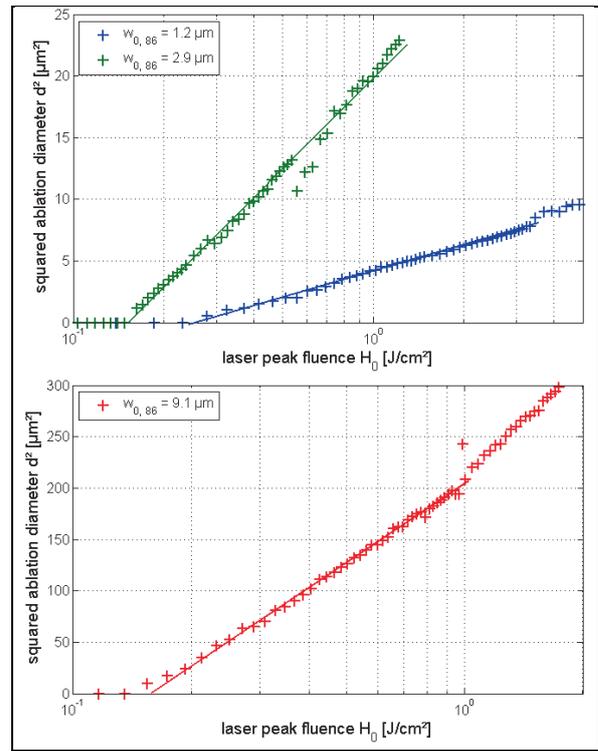


Fig.2: Plot of squared ablation crater diameters versus the irradiated laser peak fluence, obtained with focal spot radius of top) $w_{0,86} = 1.2 \mu\text{m}$, $w_{0,86} = 2.9 \mu\text{m}$ and bottom) $w_{0,86} = 9.1 \mu\text{m}$.

Figure 3 illustrates SEM images taken from laser ablated lines. The structures were obtained utilizing the focal spot radius of 9.1 μm . The peak-fluence H_0 was kept constant at 0.115 J/cm², but the energy per unit length Q_l increased due to the decreasing pulse distance from 0.75 J/m to 0.05 J/m while the repetition rate was constant at 128 kHz. The line width increased with higher energy per unit length from 5 μm to 8 μm . Further, in case of the lower energy input incomplete material removal was observed [Fig. 3 a]. Molten material residuals were left within the ablation structure. Also single pulse craters were recognizable due to wide pulse distance. In contrast, the high energy input lead to poor machining quality caused by rough line edges and molten material residuals [Fig.3 d]. Further, the silicon oxide substrate was damaged locally by ablation and ripples were formed perpendicular to the laser beam polarization. In addition, modification of the underlying silicon substrate layer was observed even before removal of the silicon oxide layer started. However, silicon oxide is almost transparent for the infrared laser beam, thus the silicon oxide layer seemed to be blown away by evaporated silicon. In case of irradiation using fluence considerably lower than the single-pulse ablation threshold and a pulse distance of approximately 1 μm , complete material ablation was obtained. The line edges were uniform as saw-tooth-like structures [Fig.3 b].

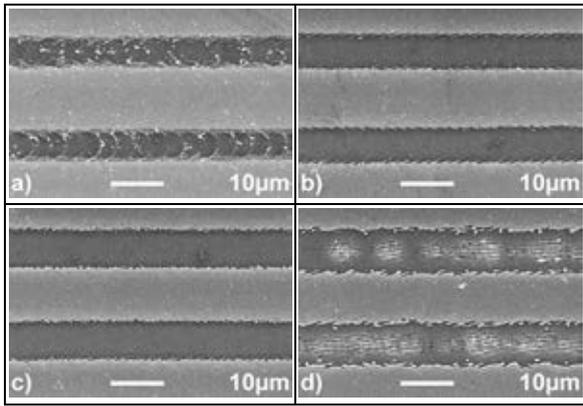


Fig 3: Ablation lines obtained with $w_{0.86} = 9.1 \mu\text{m}$ and increasing energy per unit length Q_l ; writing direction of the lower structure was from left to right and the upper line from right to left, the peak-fluence was kept constant of 0.11 J/cm^2 but pulse distance was reduced: a) $Q_l = 0.05 \text{ J/m}$, line width $b_l = 5.1 \mu\text{m}$, b) $Q_l = 0.083 \text{ J/m}$, $b_l = 5.9 \mu\text{m}$, c) $Q_l = 0.15 \text{ J/m}$, $b_l = 6.7 \mu\text{m}$, d) $Q_l = 0.75 \text{ J/m}$, $b_l = 8.0 \mu\text{m}$

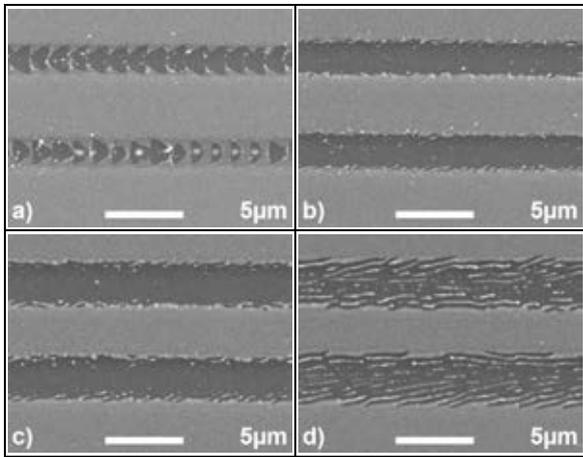


Fig 4: Ablation lines obtained with $w_{0.86} = 2.9 \mu\text{m}$ and increasing energy per unit length Q_l ; writing direction of the lower structure was from left to right and the upper line from right to left, the peak-fluence was kept constant of 0.12 J/cm^2 but pulse distance was reduced: a) $Q_l = 0.013 \text{ J/m}$, line width $b_l = 2.3 \mu\text{m}$, b) $Q_l = 0.025 \text{ J/m}$, $b_l = 2.6 \mu\text{m}$, c) $Q_l = 0.05 \text{ J/m}$, $b_l = 3.2 \mu\text{m}$, d) $Q_l = 0.15 \text{ J/m}$, $b_l = 3.9 \mu\text{m}$.

As described above for the $9.1 \mu\text{m}$ focal spot radius, a similar ablation behavior was found for ablation structures obtained using the microscope objectives, shown in Fig. 4 and 5 for the 2.9 and $1.2 \mu\text{m}$ focal radius, respectively. In most cases the ablation lines were formed irregularly and comparably. The line edges were worse affected by both the molten material and the apparent heat affected zones (HAZ). Even in case of the high energy per unit length, molten and resolidified material was left within the ablated lines and ripple-like structures emerged [Fig. 4d and Fig. 5d]. Only within a narrowly defined process window ablation lines with sufficient edge qualities were obtained [Fig. 4b and 5b]. The smallest measured line width was approximately $1 \mu\text{m}$, achieved utilizing the $1.2 \mu\text{m}$ focal spot radius [Fig. 5b].

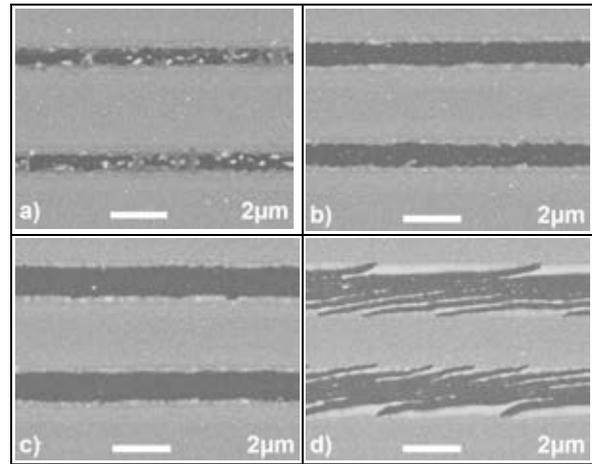


Fig 5: Ablation lines obtained with $w_{0.86} = 1.2 \mu\text{m}$ and increasing energy per unit length Q_l ; writing direction of the lower structure was from left to right and the upper line from right to left, the peak-fluence was kept constant of 0.13 J/cm^2 but pulse distance was reduced: a) $Q_l = 6.6 \text{ mJ/m}$, line width $b_l = 0.9 \mu\text{m}$, b) $Q_l = 8.6 \text{ mJ/m}$, $b_l = 1.0 \mu\text{m}$, c) $Q_l = 12 \text{ mJ/m}$, $b_l = 1.2 \mu\text{m}$, d) $Q_l = 60 \text{ mJ/m}$, $b_l = 1.8 \mu\text{m}$

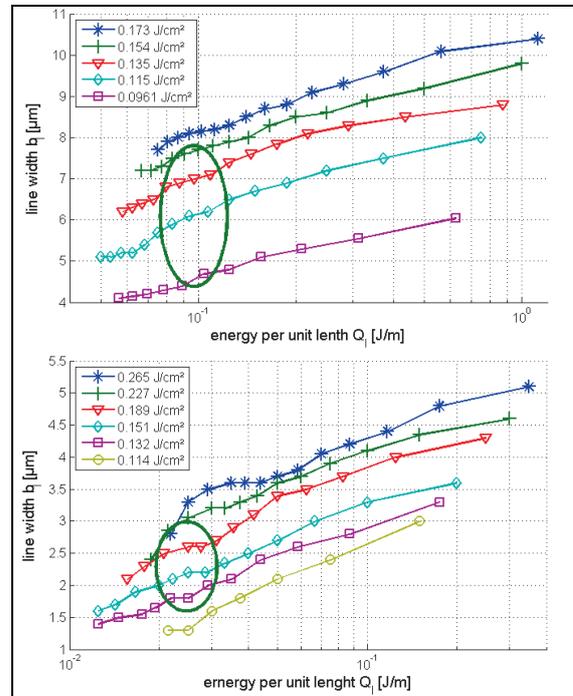


Fig. 6: Line width versus energy per unit length, obtained utilizing top) $w_{0.86} = 9.1 \mu\text{m}$ and bottom) $w_{0.86} = 2.9 \mu\text{m}$. Appropriate process windows with respect to the machining quality are highlighted with a green circle.

Fig. 6 shows the dependence of the line width versus the energy per unit length considering the laser spot radius $9.1 \mu\text{m}$ [Fig.6 top] and $2.9 \mu\text{m}$ [Fig.6 bottom], respectively. Each solid line represents the line width achieved with constant peak fluence and various pulse distances. From the figures, two functional interrelationships can be derived: at first the higher the fluence the wider the line width; and second the smaller the pulse distance the wider the line width. Further, the green indicator circles drawn in the graphs highlight the process windows, which determine appropriate machining parameters with respect to complete

material removal and smooth edge quality. Best results were achieved with fluence below single pulse ablation threshold due to accumulative effects and a lateral pulse distance roughly 5 to 10% of the focal spot diameter.

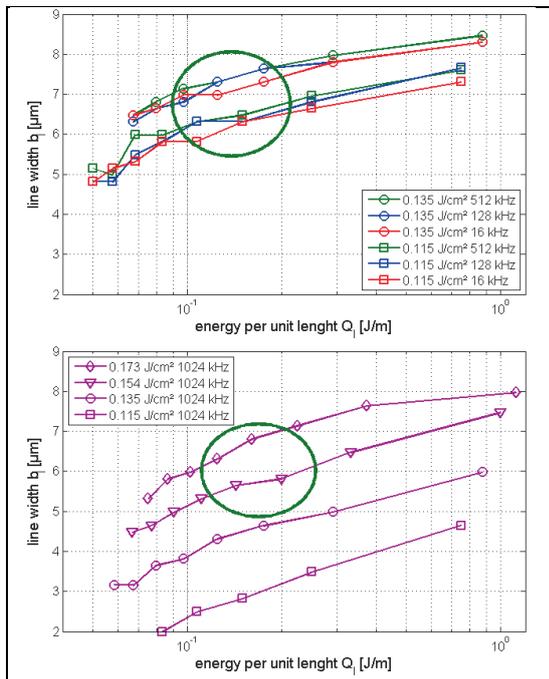


Fig. 7: Line width versus the energy per unit length, obtained with repetition rates ranging between top) 16 kHz and 512 kHz and bottom) 1,024 kHz. Appropriate process windows with respect to equal machining quality are highlighted with a green circle.

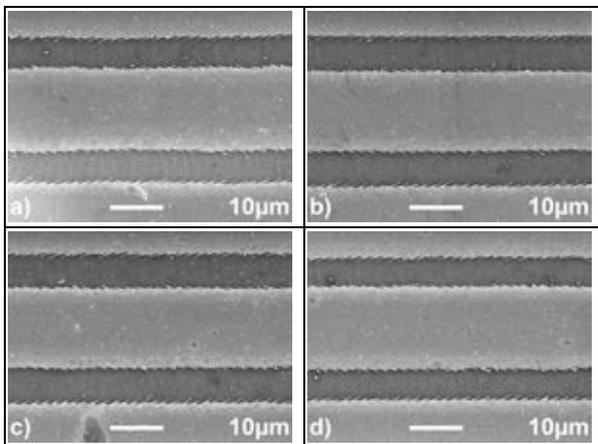


Fig. 8: Impact of the temporal pulse distance on the processing quality; laser parameter were a,b & c) $w_{0,86} = 9.1 \mu\text{m}$, peak-fluence $H_0 = 0.115 \text{ J/cm}^2$, energy per unit length $Q_i = 0.08 \text{ J/m}$ and d) $H_0 = 0.152 \text{ J/cm}^2$, $Q_i = 0.11 \text{ J/m}$ with temporal pulse distance of a) $t_p = 64 \mu\text{s}$, b) $t_p = 8 \mu\text{s}$, c) $t_p = 2 \mu\text{s}$ and d) $t_p = 1 \mu\text{s}$.

Finally, the impact of the repetition rate to the ablation behavior was investigated. As presented in figure 7 (top), the line widths obtained with various repetition rates ranging between 16 kHz and 512 kHz gave no evidence of a significant effect of the temporal distance between consecutive incident laser pulses. Only the higher repetition rate of 1,024 kHz yielded considerably smaller line widths [Fig. 7 bottom], but no satisfying explanation can be

given up to now. Further, under the assumption that all other parameters were kept identically, with temporal distances t_p ranging between 2 μs and 64 μs , comparable machining outcomes were obtained [Fig. 8], with regard to both the line width and the edge quality. Thus, the results seem to be scalable with the repetition rate and as a result higher machining throughputs can be achieved. Under assumption of constant fluence, the 1,024 kHz repetition rate yielded considerably smaller lines of worse quality. As exemplarily shown in the figure 8d, in case of the higher fluence of 0.152 J/cm^2 and 1,024 kHz, the ablation structures were formed similar to the results achieved with low fluence and lower repetition rates [Fig. 8a-c].

4. Conclusion

In this work laser micro structuring of spintronic stack layer using high repetition rate femtosecond laser has been successfully demonstrated. Utilizing line scan laser ablation together with optimized processing parameters, almost melt free conductor lines were fabricated. By implementation of microscope-objectives, a high spatial resolution of the technology was demonstrated with line width as small as 1 μm . Further, no detrimental effects on the processing quality have been found in case of shorter temporal pulse distances. As a result, employing high repetition rates will lead to scalable processing results. Prospectively the technology will be implemented in GMR sensor fabrication as well as thin film micro structuring.

Acknowledgements

The presented results were conducted in the course of the project “nano system integration network of excellence - application of nano technologies for energy-efficient sensor systems“ within the area of competence A: “novell processes and technologies“ pr. no. FKZ: 03IS2011H, funded by the Federal Ministry of Education and Research (BMBF).

References

- [1] Binasch, G. et al.: Phys. Rev. B, Vol. 39, No. 7. (1989), 4828
- [2] Reig, C. et al.: Sensors, Vol. 9 (2009), pp 7919-7942
- [3] Kubota, H. et al.: Journal of Magnetism and Magnetic Materials Vol. 272–276 (2004), pp 1421–1422
- [4] Jung, K. B. et al.: Journal of Applied Physics Vol. 85, No. 8 (1999), pp 4788-4790
- [5] Chichkov, B. N. et al.: Journal of Applied Physics A: Vol. 63, No. 2 (1996), pp 109-115
- [6] Huber, H. P. et al.: Fifth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, Munich, Germany, (2009)
- [7] Heise, G. et al.: Applied Physics A: Materials Science and Processing, Vol. 102 (2011), pp 173-178
- [8] Liu, J.M.: Optical Letters Vol. 7, No.5 (1982), pp 196-198

GENERIERUNG VON SINTERKÖRPERN AUS CERMETARTIGEM PULVERMATERIAL MITTELS LASERMIKROSINTERN

Matthias Horn, Robby Ebert, Horst Exner

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Cermets sind Verbundwerkstoffe bestehend aus einem keramischen Anteil, der in einer metallischen Matrix eingebaut ist. Sie zeichnen sich besonders durch hohe Verschleißfestigkeit und Temperaturstabilität aus und werden daher meist industriell in der Elektrotechnik als Widerstandsschicht oder im Werkzeugbau als Verschleißschutzschicht eingesetzt. Für die Untersuchungen wurden Pulvergemische aus Aluminiumsilikat, Molybdän und Kupfer bzw. Tantalcarbid und Edelstahl angefertigt. Das Lasermikrosintern wurde vergleichsweise mit Laserquellen der Wellenlänge 355 nm und 1.063 nm realisiert. Es wurden insbesondere das ausgebildete Gefüge, die Dichte sowie die Druckfestigkeit der Bauteile analysiert. Nachfolgende Temperschnitte sollten die Bauteileigenschaften weiter positiv verändern. Die erzielte Auflösung wurde anhand von Gitterstrukturen ausgewertet und mit Sinterkörpern, die aus reinem Metallpulver generiert wurden, verglichen.

1. Einleitung

Beim Selektiven Lasermelting (SLM) wird unter Verwendung kontinuierlich betriebener Laserquellen die Querschnittsfläche eines 3D Modells in ein Pulverbett gescannt und durch den Laserstrahl aufgeschmolzen. Anschließend wird das Pulverbett um eine definierte Schichtdicke ($> 20 \mu\text{m}$) abgesenkt und neues Pulvermaterial aufgerakelt. Diese Abfolge wiederholt sich entsprechend der Anzahl an Schichten, in die das zu sinternde Bauteil vor dem Laserprozess aufgeteilt wurde („slicen“, Abb. 2A).

Beim Lasermikrosintern wie es seit 2001 bei uns praktiziert wird kommen im Gegensatz dazu gepulste Lasersysteme zum Einsatz [1]. Dadurch konnten die Auflösung merklich erhöht und Spannungen im Bauteil vermieden werden. Das verwendete Pulver wurde mit seiner Partikelgröße an die geringen Schichtdicken ($< 5 \mu\text{m}$) angepasst. In den darauffolgenden Jahren wurden der Prozess stetig weiterentwickelt und verschiedene Materialien bzw. Materialgemische untersucht. Im Jahr 2006 konnten erstmals auch lasergesinterte Aluminiumoxidkörper gezeigt werden, die ohne Verwendung eines Bindematerials generiert wurden [2].

Unter Cermet-Material versteht man im Allgemeinen ein Gemisch bestehend aus einem metallischen und einem keramischen Anteil. Idealerweise ergibt sich daraus ein neuartiger Werkstoff, der die Eigenschaften beider Komponenten in sich vereint, zu nennen sind hierbei die Temperaturbeständigkeit, sowie eine hohe Härte und Verschleißfestigkeit. Ihre Anwendung finden Cermet-Materialien vor allem in der Elektroindustrie in Form von Widerstandsschichten oder in der mechanischen Verarbeitung als Verschleißschutzschicht auf Schneidwerkzeugen (z. Bsp. Fräser, Bohrer, Wendeschneidplatten) [3]. Weiterhin zeigte sich, dass Cermet-Material ebenso als gute Verbindungsschicht zwischen zwei thermisch sehr unterschiedlichen Werkstoffen (z.B. zwischen Keramik und Metall) fungieren kann.

2. Motivation

Bei Versuchen kleinere Metallkörper auf mikrostrukturierte Keramiksubstrate mit dem Lasermikrosinterverfahren aufzubringen, entstand die Idee, dafür

Pulvergemische aus Keramik und Metall zu verwenden. Das ursprüngliche Ziel war hierbei auf Niedertemperatureinbrandkeramiken (LTCC) kleinere 3D Strukturen aus Kupfer aufzubauen um den konventionellen Herstellungsprozess zu beschleunigen. Durch sich wiederholende Defekte bei der Anbindung der metallischen Aufbauten an die Keramik begann die Suche nach einer geeigneten Lösung für eine Übergangsschicht. Aus Vorarbeiten mit LTCC und Mullitkeramik war eine gute Verbindungsfähigkeit beider Materialien bekannt. Somit wurde ein Pulvergemisch gewählt, das sowohl keramische als auch metallische Anteile besaß um einen kontinuierlichen Gradienten in Form einer Zwischenschicht zwischen den reinen Phasen der angrenzenden Materialien auszubilden (Abb.1).

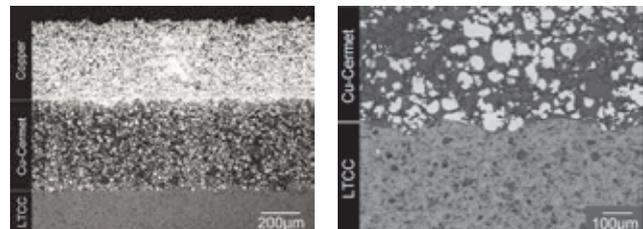


Abb.1: REM-Aufnahmen von Querschliffen; **links:** Dreifach-Sandwich aus LTCC (unten) / Cu-Cermet (Mitte) / Kupfer (oben); **rechts:** Übergang LTCC zu Cu-Cermet (50:50 M.-%)

Weitere Aspekte, die für eine gezielte Untersuchung der Cermets sprachen, waren zum einen die Möglichkeit, diese mit NIR-Laserstrahlung zu bearbeiten. Aufgrund des fehlenden Absorptionsvermögens für diese Wellenlänge war eine Bearbeitung von reinen Oxiden damit nicht möglich. Zum anderen ergab sich eine deutlich bessere Auflösung für filigrane Sinterstrukturen. Ursache dafür ist die hauptsächlich thermische induzierte Ausbildung der keramischen Phasen. Die NIR-Wellenlänge wird im Pulverbett vorrangig von den metallischen Partikeln absorbiert, wodurch die Mullitkeramik nur lokal im näheren Umfeld geschmolzen wird.

3. Experimentelle Details

Die Probekörper wurden auf zwei verschiedenen Sinteranlagen (jeweils Eigenbau des Institutes) mit unterschiedlichen Laserquellen und den jeweils entsprechenden optischen Aufbauten erzeugt. Zum einen kam ein Faserlaser der Firma SPI Lasers Ltd. (UK) mit einer mittleren Leistung von 20 W zum Einsatz. Er besitzt eine Wellenlänge von 1063 nm, die über eine Optik mit Brennweite 100 mm fokussiert wurde (Fokusbereich ca. 21 μm). Vorrangig wurde mit einer Pulswiederholfrequenz von 100 kHz bei Pulslängen von 200 ns gearbeitet. Als Zweite Laserquelle wurde ein UV-Laser Avia-355-23 W der Firma Coherent Inc. (USA) genutzt (Abb. 2B). Dieser emittiert eine Wellenlänge von 355 nm, welche über eine 400 mm Brennweite auf die Oberfläche des Pulverbettes fokussiert wurde und einen Strahldurchmesser von ca. 35 μm erzielte. Hauptsächlich wurde der Laser im Frequenzbereich von 120-200 kHz betrieben, die Pulslängen variierten dabei von ca. 40-60 ns.

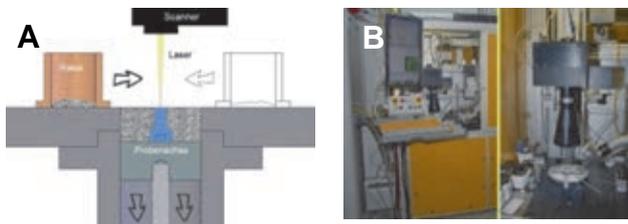


Abb.2: (A) Schematische Darstellung des SLS-Prozesses; (B) Bearbeitungsanlage mit Scanner + Optik und Sinterplattform

4. Ergebnisse und Diskussion

Das erste zu untersuchende Cemet-Material bestand aus Kupfer und einer Mullitkeramik. Es wurden Variationen des Kupfergehaltes von 2 % bis hin zu 50 % untersucht. Dabei trat aufgrund der großen Differenz in ihrer spezifischen Materialdichten oft ein Entmischen beider Komponenten auf. Über den Rakelprozess konnte dieser Effekt jedoch größtenteils kompensiert werden, so dass die Partikel auch im Gefüge des generierten Sinterteils homogen verteilt vorlagen. Es kamen beide Laserquellen zum Einsatz. Beim Sintern mit UV-Laserstrahlung absorbierten sowohl die metallischen als auch die keramischen Partikel im Pulverbett. Hierbei war es nötig, eine spezielle Füllstrategie, welche die zu sinternde Fläche nochmals in kleinere Segmentflächen aufteilte, anzuwenden, um größeren thermisch induzierten Spannungen vorzubeugen. Die kleineren Flächen wurden in einer beliebigen stochastischen Reihenfolge gesintert, was erheblich höhere Bearbeitungszeiten nach sich zog. Vergleichende Messungen ergaben einen Zeitunterschied um den Faktor 3 gegenüber dem NIR-Faserlaser. Bei dieser Wellenlänge absorbierten nur die Kupferpartikel die Laserstrahlung, die keramischen Partikel schmolzen über die eingetragene Wärme, wobei sich dabei auch ihr Absorptionsverhalten bezogen auf die 1063 nm positiv veränderte. Aufgrund geringerer Spannungsbildung im Material, bedingt durch den Laserprozess,

konnte im Vergleich zum Sintern mit der Wellenlänge 355 nm mit wesentlich längeren Scanlinien gearbeitet werden, woraus deutlich kürzere Bearbeitungszeiten resultierten. Die angewandten Fluenzen variierten je nach Gehalt der absorbierenden Kupferpartikel von 52 – 244 J/cm^2 . Es konnten Materialdichten anhand kleinerer Probeserien von 3,9 – 4,0 g/cm^3 ermittelt werden.

Durch eine zusätzliche thermische Nachbehandlung (bis 1650 $^{\circ}\text{C}$) konnte insbesondere die mechanische Druckfestigkeit keramischer Bauteile gesteigert werden. Da die Mullitkeramik als größter Materialanteil vorlag, wurde eine positive Auswirkung des Tempeerschrittes vermutet. Aufgrund der relativ niedrigen Schmelztemperatur von Kupfer von 1084 $^{\circ}\text{C}$ waren Temperaturen oberhalb von 1200 $^{\circ}\text{C}$ nicht realisierbar. Das geschmolzene Kupfer lief aus dem Probekörper heraus und verfestigte das Substrat mit dem Probekörper, so dass ein Vereinzeln der Proben nicht mehr möglich war (Abb.3). Im Querschliffbild des Sintergefüges waren nach dem Tempern vermehrt größere Poren entstanden, die zuvor noch nicht sichtbar waren.

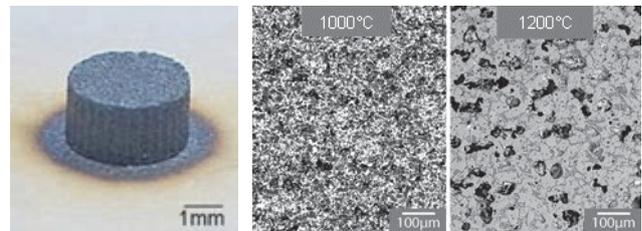


Abb.3: links: bei 1200 $^{\circ}\text{C}$ getempertes Körper, verschmolzen mit Untergrund; rechts: REM-Aufnahmen von Gefügen getempertes Cu-Cermet-Proben (50:50 M.-%)

Untersuchungen zur Druckfestigkeit anhand kleiner Zylinderkörper mit 3 mm Durchmesser und Bauteilhöhe ergaben eine eher geringe Abhängigkeit vom Anteil der Kupferpartikel im Pulver. Proben mit nur 10 % Kupfer erzielten leicht höhere Werte (110,7 MPa) als Körper mit 50 % Kupfergehalt (80 MPa). Größeren Einfluss hatte die resultierende Dichte des Gefüges, die durch die gewählte Schichtdicke beim Aufbauprozess bestimmt wurde. Hier konnte fast eine Verdreifachung der Werte erzielt werden (für 1 μm Schichtdicke: 204 MPa). Durch eine thermische Nachbehandlung konnte nochmals eine Steigerung erreicht werden. Anhand einer Probenserie aus einem Pulvergemisch 50:50 mit einer Schichtdicke von 3 μm gebaut konnte für getemperte Sinterkörper im Schnitt fast eine Verdopplung der ermittelten Druckfestigkeitswerte von 111,8 MPa gegenüber nicht nachbehandelten Probekörpern erreicht werden. Hier lag der Wert der Druckfestigkeit im Durchschnitt bei nur 66,2 MPa. Aufgrund der Limitierung der Ofentemperatur durch das Kupfermaterial waren höhere Werte nicht zu erreichen. Die Druckfestigkeit wird hauptsächlich durch die keramische Phase im Sintergefüge beeinflusst und diese kann sich erst bei noch höheren Temperaturen vollständig ausbilden.

In weiteren Versuchen wurde Molybdän aufgrund

seiner höheren Schmelztemperatur von 1650 °C als Pulvermaterial gewählt, bei der Mullitkeramik üblicherweise thermisch nachbehandelt wird um eine positive Veränderungen der mechanischen Eigenschaften zu bewirken.

In Abb. 4 sind zwei Sinterkörper gegenübergestellt, einmal nach dem Laserprozess (Abb.4A) und nach dem Tempern im Ofen (Abb.4D). Wie zu erwarten war hellte sich die Keramik über Oxidationsprozesse im Ofen deutlich auf. Elementanalysen (EDX) zeigten jedoch kaum noch nachweisbare Spuren von Molybdän. Während der Nachbehandlung im Ofen schienen sich Molybdänoxide gebildet zu haben, die sich oberhalb von 1.155 °C verflüchtigen [4].

Die Oberfläche erschien nach dem Sintern offenporig und zerklüftet, man konnte im Rasterelektronenmikroskop deutlich die metallischen Phasen (hier als weiße Flecke dargestellt) erkennen, die relativ homogen im ganzen Bauteil verteilt waren (Abb.4B). Nach dem Tempern waren keine Molybdänschmelzen mehr in Form von weißen Zonen erkennbar, auch

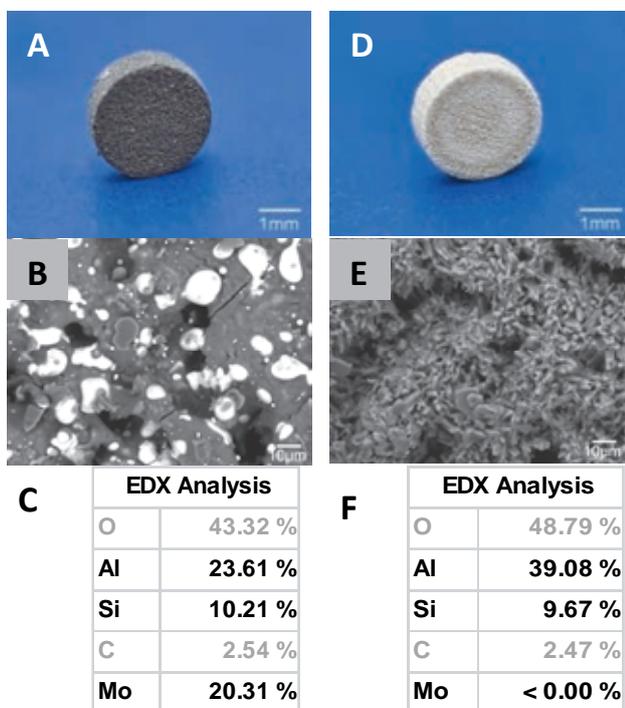


Abb.4: (A) lasergesintert Körper aus Mullit-Molybdän-Cermet (75:25 M.-%); (B) REM Aufnahme der Oberfläche nach Laserprozess; (C) EDX Analyse des gesinterten Materials; (D) Sinterteil nach dem Tempervorgang bei 1650 °C; (E) REM Aufnahme der Oberfläche des getemperten Körpers; (F) EDX Analyse der Materialzusammensetzung nach dem Tempervorgang (in At.-%)

wirkte das Oberflächenrelief deutlich verändert. Es bildeten sich unzählige kleinere schuppenartige Körner aus, die in Summe eine enorm vergrößerte Oberfläche darstellten (Abb.4E). Spannungsrisse, wie noch nach dem Laserprozess erkennbar waren, heilten auch hier wie bei keramischen Bauteilen durch das Tempern größtenteils aus.

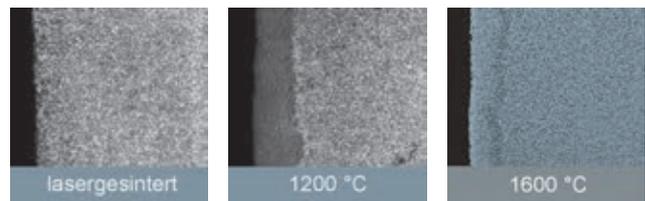


Abb.5: REM-Aufnahmen verschiedener Temperstufen von Mo-Cermets (Querschliff)

Nähere Untersuchungen des Gefüges anhand von Querschliffen zeigten, dass das Molybdän im Sinterkörper allmählich von außen nach innen durchoxidierte und dann wohl verdampfte (Abb.5).

Ein Gewichtsverlust, bedingt durch Oxidation während des Temperschrittes, wurde anschließend mit rund 42 M.-% ermittelt. Schlussendlich blieb nach der thermischen Behandlung eine fast reine Mullitkeramik übrig, allerdings mit einem porösen Gefüge. Dieses könnte man wahrscheinlich über den Molybdänanteil im Ausgangspulver noch weiter beeinflussen. Die mechanischen Eigenschaften konnten noch nicht genauer bestimmt werden, es deutet aber vieles darauf hin, dass die Probekörper vergleichbare Eigenschaften besaßen wie Keramiken, die mit einem UV-Laser erzeugt wurden, nur eben mit den Unterschied einer besseren Auflösungszeit und einer wesentlich kürzeren Bearbeitungszeit. Körper aus Molybdän-Cermet konnten erfolgreich auf folgenden Substratmaterialien aufgebracht werden: Aluminium, Edelstahl 1.4404, LTCC und reine Aluminiumoxidkeramik.

Als weiteres Material wurde Tantalcarbid (TaC) untersucht. Das ist ein Mineral mit einer sehr hohen Schmelztemperatur von 3880 °C. Es zeichnet sich außerdem durch seine diamantähnliche Härte aus und wird daher in der Industrie hauptsächlich als Verschleißschutzschicht angewandt, zum Beispiel bei Triebwerken und Schneid- und Schleifwerkzeugen. Die Verarbeitung von reinem Tantalpulver mittels Lasermikrosinterverfahren an Normalatmosphäre ist nicht ohne Bildung von Tantaloxid möglich. Eine andere Möglichkeit bietet sich an, wenn Tantal sich in einer intermetallischen Verbindung befindet, z. Bsp. als Tantalcarbid und dieses per Laser aufgeschmolzen wird. Der Sauerstoff in der Umgebung reagiert vorrangig mit dem Kohlenstoff zu Kohlenstoffmonoxid bzw. Kohlenstoffdioxid wodurch Tantaloxid sich weniger bilden kann. In Verbindung mit Edelstahlpulver 1.4404 in einem Masseverhältnis von 30:70 wurden dazu erste Sinterversuche mit diesem Material unternommen. Ziel war es einen Katalysatorträger als Prototyp aufzubauen (Abb.6A). Zum Einsatz kam der NIR-Faserlaser, als Füllstrategie wurde ein mäanderförmiger Flächenscan gewählt mit einem Fülllinienabstand von 25 µm, welcher 2fach wiederholt wurde um die jeweiligen Schichten sehr dicht und frei von Poren zu sintern (Abb.6B). Die gewählte Schichtdicke betrug dabei 1 µm. Die verwendeten Laserparameter waren eine Pulsfrequenz von 100 kHz, eine mittlere Leistung von 7 W und eine Scangeschwin-

digkeit von 1400 mm/s, was zu einer Bauzeit von 11,5 Stunden führte.

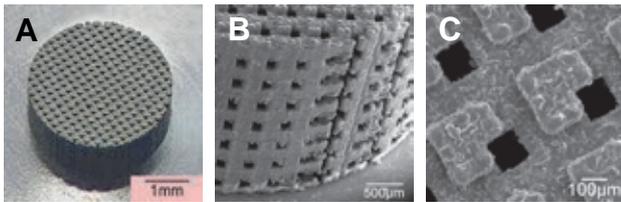


Abb.6: REM-Aufnahmen von (A) Katalysatorträger aus Edelstahl + TaC (70:30 M.-%) (B) von Seite (C) von Oberfläche

Wie die Tabelle 1 zeigt, wurde bei der Elementanalyse auf der Bauteiloberfläche ein recht geringer Kohlenstoffwert gemessen. Der detektierte Wert lag im Bereich der sonst als Verunreinigung bei Proben interpretiert wird, die gar keinen Kohlenstoff enthalten. Weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet sind daher notwendig und sollen folgen.

Tabelle1: EDX Analyse gesinterter Edelstahl + TaC (70:30 M.-%)

Element	Fe	Cr	Ni	Ta	O	C	Mo
Anteil [At.-%]	59,6	17,7	7,6	5,7	4,9	3,4	1,2

5. Zusammenfassung / Ausblick

Es wurden Cermet-Materialien auf Mullitkeramik-Basis aus Kupfer- bzw. Molybdänpulver hergestellt und hinsichtlich der Sinterbarkeit mit den Wellenlängen 1064 nm und 355 nm untersucht. Dabei zeigte sich trotz geringer unerwünschter Pulveranhaftungen, dass mit den Materialien eine sehr gute Auflösung realisierbar war, ähnlich der von reinem Metallpulver. Nach dem finalen Tempersschritt waren die metallischen Komponenten jedoch entweder aus dem Sinterkörper herausdiffundiert (Kupfer) oder haben sich durch Oxidation verflüchtigt (Molybdän), so dass es einer individuellen Anpassung der Nachbearbeitung bedurfte.

Bei Cermet-Materialien aus Edelstahl und Tantalcarbid (70:30 M.-%) ließ sich nach dem Laserprozess ein deutlich geringerer Kohlenstoffanteil nachweisen, was auf eine Zersetzung des Carbides bei der Laserbearbeitung hindeutete. Abschließend wurden Demonstratoren aus unterschiedlichen Cermet-Materialien angefertigt um das Auflösungsvermögen des Verfahrens zu belegen (Abb.7).

Zukünftig sollen weitere industrierelevante Cermet-Materialien hinsichtlich ihrer Sinterbarkeit und die daraus resultierenden Eigenschaften untersucht werden. Der Temperprozess soll weiter optimiert werden indem die Oxidation gezielt z.B. durch eine reine Sauerstoffatmosphäre begünstigt wird. Durch die sich bildenden flüchtigen Molybdänoxide besteht auch eine Option Mullitkeramik indirekt mittels NIR-Laserstrahlung wesentlich effizienter bei höherer Auflösung zu sintern.

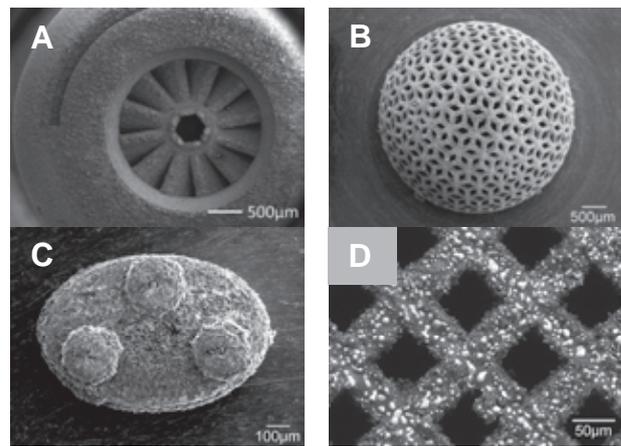


Abb.7: REM-Aufnahmen vom div. Demonstratoren; (A) Welle eines Minuturboladers aus Cu-Cermet (50:50 M.-%); (B) Gitterhalbkugel aus Edelstahl + TaC (70:30 M.-%); (C) Innenohrimplantat aus Cu-Cermet (50:50 M.-%); (D) Gitter aus Mo-Cermet (25:75 M.-%)

Danksagung

Die hier gezeigten Ergebnisse sind im Rahmen eines Projektes aus dem Förderprogramm ProfUnt entstanden, das vom Bundesministerium für Bildung und Forschung gestiftet wurde.



Literaturverzeichnis

- [1] P. Regenfuß, L. Hartwig, S. Klötzer, R. Ebert, H. Exner: Microparts by a Novel Modification of Selective Laser Sintering, Present. at Rapid Prototyping and Manufacturing Conference, May 12– 15, Chicago (IL), (2003)
- [2] H. Exner, P. Regenfuß, R. Ebert, L. Hartwig, A. Streek, S. Klötzer, M. Horn: Lasermikrosintern von keramischen Materialien, Rapid.Tech, user's conference für rapid technology, Erfurt (Germany), 2006, RTe Journal Ausgabe 3-2006, S. 1-18
- [3] Retrieved: July 31, 2015 from <https://www.ceramtec.de/spk-schneidstoffe/cermets/>
- [4] Retrieved: July 31, 2015 from [http://www.chemie.de/lexikon/Molybdän\(VI\)-oxid.html](http://www.chemie.de/lexikon/Molybdän(VI)-oxid.html)

CO₂-LASERGLÄTTUNG VON DIFFRAKTIVEN PHASENELEMENTEN IN QUARZGLAS

Michael Pfeifer, Sebastian Büttner, Steffen Weißmantel
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Die CO₂-Laserglättung ist als Verfahren zur Reduzierung von Oberflächenrauheiten von Gläsern und Kunststoffen etabliert. Wir haben dieses Verfahren hinsichtlich der temperaturgesteuerten Glättung von diffraktiven Phasenelementen in Quarzglas weiterentwickelt. Mittels CO₂-Laserglättung können herstellungsbedingte Fehler, wie unerwünscht auftretende Stege zwischen den einzelnen Pixeln, nahezu vollständig entfernt und die Oberflächenrauheit reduziert werden. Es wurden zwei verschiedene Laserglättungsverfahren grundlegend bezüglich deren Wirkungsweise, Effizienz und Industrietauglichkeit untersucht: Zum einen die Laserglättung unter Einsatz einer Zylinderlinse in Kombination mit einer Linearachse und zum anderen die Laserglättung unter Einsatz eines Scanners. Mit dem Zylinderlinsen-Verfahren kann die Oberflächenrauheit auf bis zu $S_q = 14$ nm reduziert werden und mit dem Scanner-Verfahren auf bis zu $S_q = 10$ nm, ohne dabei die Geometrie der Struktur maßgeblich zu verändern.

1. Einleitung

Die Laserstrahlformung mittels diffraktiver Phasenelemente (DPEs) gehört aktuell zu den Forschungsgebieten der Optik mit den größten Anwendungs- und Innovationspotenzialen. Es wird zukünftig möglich sein, aus einem beliebigen Strahlprofil nahezu jede gewünschte Strahlverteilung zu formen. Ein Anwendungsfeld ist beispielsweise die Homogenisierung von Laserstrahlen. Der Hauptvorteil gegenüber den aktuell genutzten Strahlhomogenisierungen auf der Basis von konventionellen Optiken ist die viel kompaktere Bauweise. Des Weiteren sind speziell auf das Rohstrahlprofil angepasste DPEs denkbar, welche direkt die in der Bearbeitungsebene gewünschte Strahlgeometrie erzeugen, sodass keine Masken benötigt werden. Auf diese Weise kann die Laserleistung deutlich effizienter genutzt werden, da keine Strahlanteile verloren gehen.

Die Herstellung von DPEs erfolgt gegenwärtig hauptsächlich mittels Lithographieverfahren. Diese Verfahren sind für die Massenproduktion gut geeignet, jedoch aufgrund des hohen Material- und Zeitaufwandes für eine Einzel- und Prototypenanfertigung kostenintensiv. Ein alternatives Verfahren ist die Fluorlasermikrostrukturierung mittels Maskenprojektionsverfahren. Sie bietet eine schnelle und individuelle Methode zur kosteneffizienten Einzel- und Prototypenfertigung diffraktiver Phasenelemente. Im Vergleich zur Photolithographie sind beispielsweise keine speziellen Masken notwendig, die für jedes DPE neu angefertigt werden müssen. Aufgrund der pixelweisen Strukturierung ist bei der Fluorlasermikrobearbeitung nur eine Maske notwendig, wodurch eine hohe Flexibilität des Verfahrens gegeben ist. Zudem ermöglicht es die Direktstrukturierung von DPEs in wide band gap Materialien und Quarzglas [1, 2].

Die Funktion optischer Bauelemente wird maßgeblich von der Oberflächenqualität der Grenzflächen beeinflusst. Dies gilt auch für diffraktive Phasenelemente. Bei der Mikrostrukturierung von DPEs können herstellungsbedingte Fehler auftreten. So können zum Beispiel Stege zwischen den einzelnen Pixeln stehenbleiben. Wie von Olbrich et al. [3] gezeigt wurde, beeinflussen Herstellungsfehler stets das Beugungsbild. Charakteristisch dafür ist die

Ausprägung eines intensiven Intensitätspeaks in der Mitte der Beugungsordnungen. Darüber hinaus führen Oberflächenrauheiten und prozessbedingte Ablagerungen auf der DPE-Oberfläche zum Verrauschen des Beugungsbildes.

Die Entfernung der unerwünscht auftretenden Stege sowie die Senkung der Oberflächenrauheit der Pixelflächen sind für die Funktion der Elemente von besonderer Bedeutung. Die Beseitigung der Strukturierungsfehler führt zu einer Verbesserung der Qualität des Beugungsbildes.

Aufgrund der geringen Größe der Strukturelemente von wenigen Mikrometern und des pixelartigen Aufbaus der DPEs sind konventionelle Polierverfahren für Optiken, wie z.B. das chemisch-mechanische Polieren, nicht zur Nachbehandlung der Strukturen geeignet. Ein mögliches Verfahren, was zur Reduzierung von Oberflächenrauheiten von Gläsern und Kunststoffen bereits etabliert ist [4, 5], ist die CO₂-Laserglättung. Wir haben dieses Verfahren daher hinsichtlich der temperaturgesteuerten Glättung von DPEs in Quarzglas weiterentwickelt. Mittels CO₂-Laserglättung können sowohl die unerwünscht auftretenden Stege zwischen den einzelnen Pixeln nahezu vollständig entfernt, als auch die Oberflächenrauheit reduziert werden.

2. Grundlagen

Die CO₂-Laserglättung ist ein thermisches Glättungsverfahren, welches auf Kunststoffe, Glas und speziell auch auf Quarzglas angewendet werden kann. Aufgrund der guten Absorptionseigenschaften des Glases für die Wellenlänge des CO₂-Lasers mit $\lambda = 10,6$ μm kann ein Großteil der Strahlungsleistung in einer wenige Mikrometer dicken Schicht deponiert werden [5]. Umliegende Bereiche werden nicht beeinflusst, wodurch eine gezielte Glättung ausgewählter Bereiche möglich ist.

Im Allgemeinen ist Glas als unterkühlte Schmelze definiert, die erstarrt ist, ohne zu kristallisieren. Der Werkstoff weist einen kontinuierlichen temperaturabhängigen Viskositätsverlauf auf. Die aus der Bestrahlung mit dem CO₂-Laser resultierende Erwärmung der Glasoberfläche führt zu einer starken Viskositätsänderung. Bei der Erwärmung über die Erweichungstemperatur hinaus, liegt das Material als

Schmelze vor. Die in der Schmelze wirkende Oberflächenspannung führt zu einer Umverteilung von Material, was in der Minimierung der Oberfläche und somit deren Glättung resultiert. Die Stärke der Glättung hängt maßgeblich von der Maximaltemperatur ab. Dem Verfahren kann im Allgemeinen eine Tiefpasscharakteristik zugeordnet werden, d.h. die Mikrorauheit einer Oberfläche wird bei diesem Prozess stärker beeinflusst als die Welligkeit [6]. Des Weiteren haben die Interaktionszeit zwischen Laserstrahlung und Werkstück und die Vorheiztemperatur der Substrate einen Einfluss auf die erreichbaren Rauheitswerte [7]. Aufgrund der Tiefpasscharakteristik kann bei genauer Steuerung von Temperatur und Interaktionszeit eine gezielte Glättung realisiert werden. Unter Berücksichtigung des Viskositätsverlaufs ist es möglich die optimalen Glättungstemperaturen für Gläser unterschiedlicher Zusammensetzung abzuschätzen.

3. Verfahrensbeschreibung und experimenteller Aufbau

Der verwendete CO₂-Laser ist ein Monomodelaser mit einer maximalen Ausgangsleistung von $P_{av} = 600$ W. Der Rohstrahldurchmesser beträgt 12 mm. Der Glättungsprozess muss temperaturgesteuert erfolgen, da die Temperatur der Schmelze möglichst hoch gehalten werden soll, aber kein Materialabtrag erfolgen darf. Die Temperaturüberwachung erfolgt kontaktlos mittels Pyrometer, dessen Messfleck in der Mitte des erzeugten Temperaturfeldes liegt. Die Laserleistung wird über eine speicherprogrammierbare Steuerung (SPS) in Abhängigkeit von der mit dem Pyrometer gemessenen Temperatur geregelt.

Für die CO₂-Laserglättung von DPEs in Quarzglas wurden zwei verschiedene Verfahren untersucht: Zum einen die Glättung unter Verwendung einer Zylinderlinse in Kombination mit einer Linearachse und zum anderen die Glättung unter Einsatz eines Scanners.

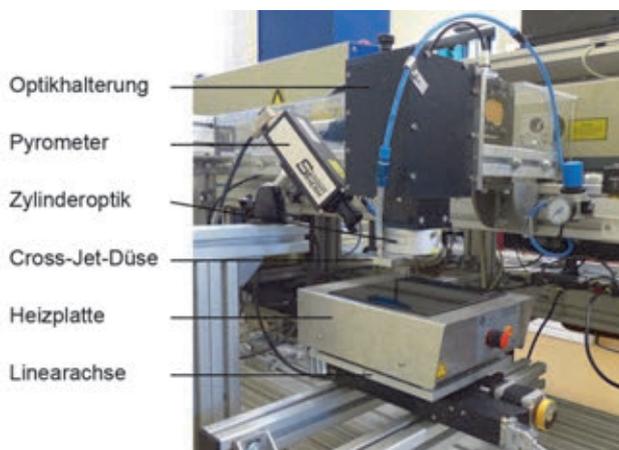


Abb. 1: Versuchsaufbau zur temperaturgesteuerten CO₂-Laserglättung mit dem Zylinderlinsen-Verfahren.

Der Aufbau für das Zylinderlinsen-Verfahren ist in Abb. 1 dargestellt. Bei diesem Verfahren wird als

Optik eine Zylinderlinse mit einer Brennweite von $f = 50$ mm verwendet, die den gaußverteilten Laserstrahl in einer Richtung fokussiert. Dadurch wird ein elliptischer Strahlquerschnitt auf der Werkstückoberfläche erzeugt. Die Intensitätsverteilung ist entlang der Hauptachsen gaußverteilt. Entsprechend der Intensitätsverteilung baut sich auf der Werkstückoberfläche ein Temperaturfeld auf (siehe Abb. 2), welches mit einer definierten Vorschubgeschwindigkeit über das Werkstück geführt wird. Dies wird durch eine Linearachse realisiert, die das Substrat unter dem Laserstrahl hindurch bewegt.

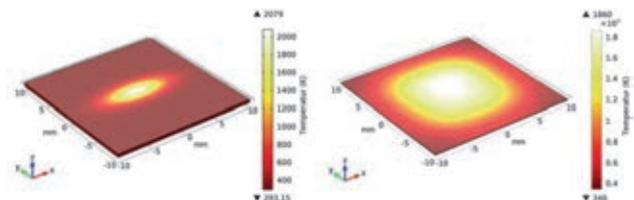


Abb. 2: Temperaturfeld des Zylinderlinsen-Verfahrens (links) und des Scanner-Verfahrens (rechts).

Das Scanner-Verfahren beruht, wie in Abb. 2 dargestellt, auf der Erzeugung eines großflächigen Temperaturfeldes. Dabei wird der Laserstrahl mit einem Scanner auf einer mäanderförmigen Bahn über die Werkstückoberfläche bewegt. Aufgrund der hohen Ablenkgeschwindigkeit des Laserstrahls von $v = 2$ m/s und mehreren Überfahrten kommt es zur Entstehung eines nahezu homogenen Temperaturfeldes, d.h. die gesamte Mikrostruktur wird gleichmäßig erwärmt und als Ganzes geglättet. Bei diesem Verfahren wird die Größe des möglichen Glättungsbereiches durch die maximal verfügbare Laserleistung und die Größe des Scann-Feldes begrenzt.

Bei beiden Verfahren wird jeweils mit defokussiertem Laserstrahl gearbeitet, um ein Verdampfen von Material aufgrund zu hoher Spitzenintensitäten im Laserstrahlquerschnitt zu vermeiden. Die Untersuchungen wurden an Quarzglassubstraten aus Corning 7980 mit einer Dicke von $d_{Sub} = 1,5$ mm durchgeführt.

Die thermische Behandlung von Glas führt im Allgemeinen zu thermisch induzierten Spannungen. Diese bauen sich im Bereich der materialspezifischen Kühltemperaturen in praktikablen Zeiten ab [6]. Die Substrate sollten daher in diesem Temperaturbereich vorgeheizt und nach der Glättung für kurze Zeit in diesem Bereich gehalten werden, bevor sie langsam wieder auf Raumtemperatur abgekühlt werden. Für die Versuche wurden die Substrate zunächst auf eine Temperatur von ca. 400 °C vorgeheizt.

4. Versuchsergebnisse

Zur Charakterisierung der Verfahren und zur Abschätzung der optimalen Glättungsparameter wurden zunächst Voruntersuchungen an Mikrostrukturen durchgeführt. Hierzu wurden $2,5 \times 2,5$ mm² große Gitterstrukturen mit einer Gitterperiode von $d = 25$ µm in Quarzglassubstrate eingebracht, wel-

che im Nachgang mittels Ethanol-Ultraschallbad und durch das Ätzen mit Kaliumhydroxid-Lösung gereinigt wurden. Zur Charakterisierung der Verfahren und Abschätzung der optimalen Glättungsparameter wurden für jedes Verfahren mehrere Versuche mit unterschiedlichen Parametern durchgeführt. Abb. 3 zeigt Konfokalmikroskopaufnahmen einer solchen Teststruktur vor und nach der CO₂-Laserglättung.

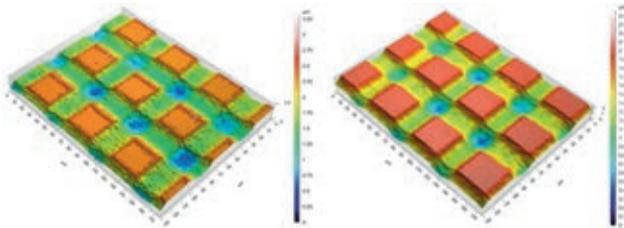


Abb. 3: Gitterstruktur in Quarzglas vor (links) und nach (rechts) der CO₂-Laserglättung.

Aufgrund der Voruntersuchungen wurde für beide Verfahren eine Glättungstemperatur von $T \geq 1700$ °C gewählt. Die Untersuchungen wurden an verschiedenen Arten von DPEs durchgeführt. Das in Abb. 4 dargestellte DPE ist neunstufig aufgebaut mit einer Strukturtiefe von 120 nm pro Stufe und für eine Designwellenlänge von $\lambda = 532$ nm ausgelegt. Es hat eine DPE-Größe von 128 x 128 Pixeln und eine Pixelgröße von 22,3 x 22,3 μm^2 . Die Zielstruktur des DPEs ist das Logo der Hochschule Mittweida. Im Anschluss an die Strukturierung wurden die DPEs auf die gleiche Weise gereinigt, wie die Gitterstrukturen. Dadurch wird bereits ein großer Teil des Debris entfernt. In Abhängigkeit der Pixelgröße und -tiefe bleiben jedoch teilweise noch Debrisreste an den Strukturen haften. Die Rauheit der Strukturen wird mit dem Konfokalmikroskop nach ISO 25178 unter Verwendung eines Gaußfilters mit einer Grenzwellenlänge von 5 μm ermittelt. Die Flächen der Pixel weisen nach der Strukturierung eine mittlere quadratische Flächenrauheit von $S_q = 53$ nm auf.

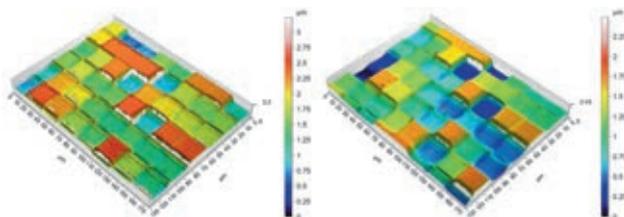


Abb. 4: Konfokalmikroskopaufnahme eines DPEs in Quarzglas vor (links) und nach (rechts) der CO₂-Laserglättung mit dem Zylinderlinsen-Verfahren bei $T = 1700$ °C.

Ein Vergleich der Konfokalmikroskopaufnahmen in Abb. 4 zeigt eine deutliche Verringerung der Rauheit der Pixelflächen. Das Debris konnte vollständig entfernt werden und die mittlere Flächenrauheit der einzelnen Pixel wurde auf $S_q = 14$ nm gesenkt. Die Stege wurden deutlich reduziert. Bei einem entsprechend kleinen Verhältnis von Stegvolumen zu Pixelgröße können diese vollständig entfernt werden.

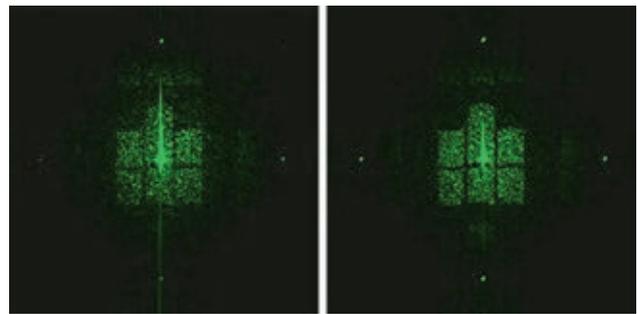


Abb. 5: Diffraktometeraufnahme des Beugungsbildes des DPEs aus Abb. 4 vor (links) und nach (rechts) der CO₂-Laserglättung.

Die Verbesserung der Beugungseffizienz des DPEs ist gut am Vergleich der Beugungsbilder in Abb. 5 erkennbar. Das Rauschen in der 0. Beugungsordnung wurde reduziert und die Intensität erhöht. Das Beugungsbild ist nach dem Glätten schärfer ausgebildet. Des Weiteren wurde die Intensität der zentralen Peaks reduziert.

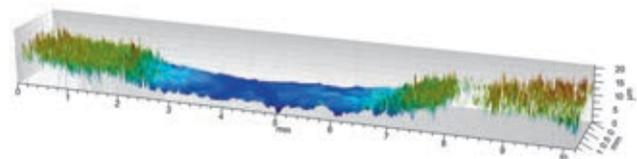


Abb. 6: Glättungsspur des Zylinderlinsen-Verfahrens in Quarzglas.

Ein Nachteil dieses Verfahrens ist die inhomogene Intensitätsverteilung im Laserstrahl, wodurch keine gleichmäßige Glättung über das gesamte DPE erfolgt. Die Glättungsspur (siehe Abb. 6) ist in ihrer Breite und Homogenität abhängig vom Rohstrahldurchmesser, der Intensitätsverteilung im Laserstrahl und der Defokussierung. Um eine gleichmäßige Glättung zu gewährleisten, darf die zu glättende Struktur nicht größer sein, als der Kernbereich des Temperaturfeldes. Dieses Verfahren hat jedoch den Vorteil einer vergleichsweise hohen Prozessgeschwindigkeit.

Eine Verbesserung dieses Verfahrens kann durch weitere Strahlformungselemente realisiert werden, die den CO₂-Laserstrahl zu einer Linie mit homogen verteilter Intensität formen. Dadurch kann eine gleichmäßige Glättung über einen großen Bereich realisiert werden.

Mit dem Scanner-Verfahren hingegen kann, aufgrund der variablen Größe des Scann-Feldes, ein sehr homogenes Temperaturfeld erzeugt werden. Dadurch ist es möglich, das ganze DPE gleichmäßig zu glätten. Das Verfahren erzeugt bei der Glättung mit einer Temperatur von $T = 1800$ °C eine vergleichbare Oberflächenrauheit. Das DPE in Abb. 7 ist identisch aufgebaut, wie das DPE aus Abb. 4, wurde jedoch mit dem Scanner-Verfahren geglättet. Die Oberflächenrauheit konnte für das gesamte DPE im Mittel von $S_q = 43$ nm auf $S_q = 10$ nm gesenkt werden. Abb. 8 verdeutlicht das gute Glättungsergebnis anhand von Profilschnitten durch das DPE vor und nach der CO₂-Laserglättung.

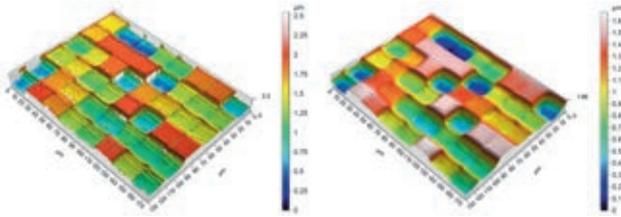


Abb. 7: Konfokalmikroskopaufnahme eines DPEs in Quarzglas vor (links) und nach (rechts) der CO₂-Laserglättung mit dem Scanner-Verfahren bei T = 1800 °C.

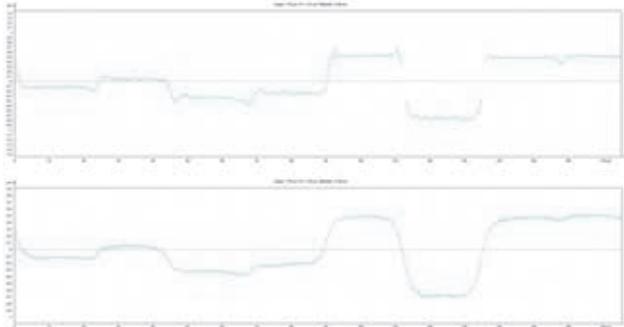


Abb. 8: Profilschnitt durch das DPE aus Abb. 7 vor (links) und nach (rechts) der CO₂-Laserglättung mit dem Scanner-Verfahren bei T = 1800 °C.

Das Scanner-Verfahren zeichnet sich des Weiteren durch eine sehr stabile und sichere Prozessführung aus. Die Homogenität und die gute Kontrollierbarkeit des Verfahrens bieten einen Vorteil gegenüber dem Zylinderlinsen-Verfahren. Es ist jedoch das langsamere der beiden Verfahren, da ein deutlich größeres Materialvolumen aufgeheizt werden muss.

5. Anlagenkonzept

Auf Basis der Untersuchungen wurde ein Konzept für eine industrietaugliche Anlage erarbeitet. Zum Einsatz kommt hier das Zylinderlinsen-Verfahren, da es für den industriellen Einsatz ein größeres Potenzial bietet, als das Scanner-Verfahren. Die Anlage ist aus drei Kammern aufgebaut: Vorheizkammer, Bearbeitungskammer sowie Nachheizkammer. Die Substrate befinden sich auf Transportpaletten, welche die Kammern nacheinander durchlaufen. In der ersten Phase erfolgt das Aufheizen der Paletten

mittels Induktionsheizung, was zur gleichzeitigen Erwärmung der darauf befindlichen Substrate führt. Aufgrund der angestrebten Vorheiztemperatur von $T_v > 1000 \text{ °C}$ kommen Paletten aus Graphit zum Einsatz. Das Material weist eine hohe Temperaturbeständigkeit auf und wird z.B. als Tiegelmateriale bei der Siliziumverarbeitung eingesetzt [8]. Im Anschluss erfolgt die eigentliche Glättung. Mittels Strahlteilung und Einsatz mehrerer Bearbeitungsköpfe ist die gleichzeitige Bearbeitung mehrerer Substrate möglich. Die Anzahl der parallel verlaufenden Bearbeitungsstrecken wird hierbei nur durch die zur Verfügung stehende Laserleistung begrenzt. Je höher die Vorheiztemperatur ist, desto geringer ist die benötigte Laserleistung, aufgrund der geringeren zu überwindenden Temperaturdifferenz. Somit können auch Laser mit relativ geringer Leistung für derartige Mehrstrahl-Laserbearbeitungsanlagen eingesetzt werden. Durch den Einsatz entsprechender Optiken können die Substrate ganzflächig oder nur ausschnittsweise geglättet werden. Beim Durchlaufen durch die Nachheizkammer erfolgen das Tempern und das langsame Abkühlen der Substrate auf Raumtemperatur anhand eines vorgegebenen Temperaturprofils.

Ein möglicher Aufbau einer solchen CO₂-Laserglättungsanlage ist in Abb. 9 dargestellt. Hierbei können die Vor- und Nachheizstrecken sowohl horizontal, als auch vertikal ausgelegt werden. Die derzeit erprobte Glättungsgeschwindigkeit liegt bei $v = 5 \text{ mm/s}$, wobei die Bearbeitung stark defokussiert erfolgt. Durch eine geringere Defokussierung sind höhere Bearbeitungsgeschwindigkeiten möglich. Entscheidend hierfür ist die Optimierung der Temperaturmessung auf den sich dadurch ergebenden kleineren Bestrahlungsbereich. Durch die Erhöhung der Vorheiztemperatur in Verbindung mit einer guten thermischen Isolation der gesamten Bearbeitungsstrecke und einer zunehmenden Fokussierung der Laserstrahlung kann ein schneller und effizienter Bearbeitungsprozess realisiert werden. Mit diesen Maßnahmen kann bei einem minimalen Energieeinsatz ein maximaler Werkstückdurchsatz erreicht werden und somit können die Stückkosten minimiert werden.

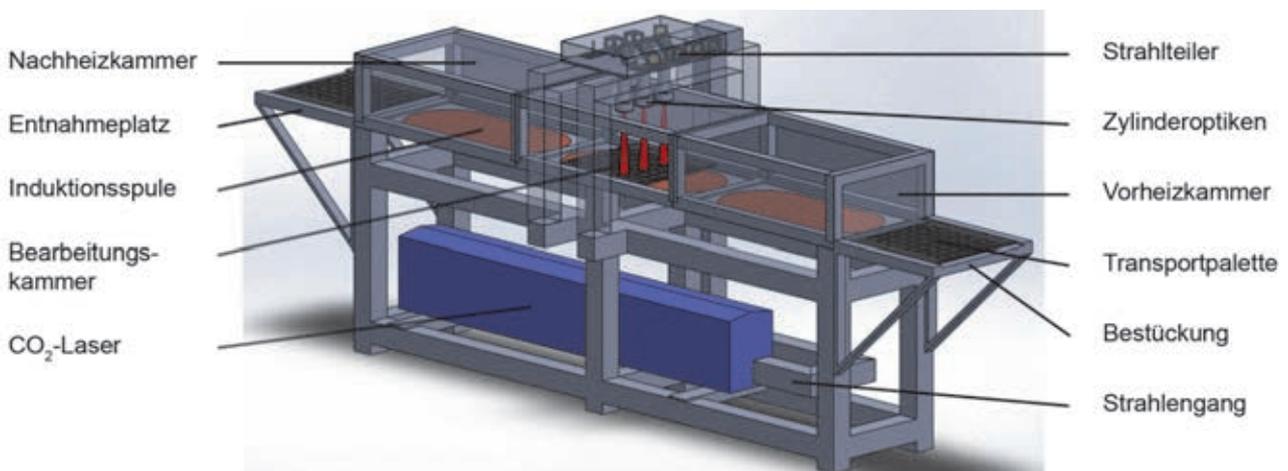


Abb. 9: Konzept einer industrietauglichen CO₂-Laserglättungsanlage unter Einsatz des Zylinderlinsen-Verfahrens.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die CO₂-Laserglättung ist ein geeignetes Verfahren für die Nachbehandlung von diffraktiven Phasenelementen in Quarzglas. Die Beugungseffizienz der DPEs kann durch dieses Verfahren verbessert werden und somit die Qualität der Beugungsbilder. Die unerwünschten Stege können nahezu vollständig entfernt und die Oberflächenrauheit verringert werden. Der Prozess kann dabei so gesteuert werden, dass nur die Oberflächenrauheit beeinflusst wird und die Geometrie der optischen Elemente erhalten bleibt. Für eine gleichmäßige Glättung erweist sich der Einsatz eines Scanners als vorteilhaft, da bei diesem Verfahren das erzeugte Temperaturfeld im Glättungsbereich sehr homogen ist. Der Prozess ist jedoch relativ langsam, da ein größeres Materialvolumen erwärmt werden muss. Eine schnellere Verfahrensvariante ist das Glätten unter Einsatz einer Zylinderlinse in Kombination mit einer Linearachse. Aufgrund der einfachen Prozessführung eignet sich dieses Verfahren gut für die Integration in eine Prozesskette. Die durch das Strahlprofil verursachte inhomogene Glättungswirkung kann durch weitere Strahlformungselemente reduziert werden. Möglich ist z.B. eine Homogenisierung des Ausgangslaserstrahls mittels Top-Hat-Former. Des Weiteren können durch eine stärkere Fokussierung der Strahlung in Verbindung mit einer verbesserten Temperaturmessung höhere Bearbeitungsgeschwindigkeiten realisiert werden.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (FKZ: 16V0053).

Literaturverzeichnis

- [1] M. Pfeifer et al.: F₂-Laser Microfabrication of Diffractive Phase Elements. In: Proceedings of 2nd International Conference on Photooptics, Optics and Laser Technology (2014), S. 91-96
- [2] M. Pfeifer et al.: F₂-Lasermikrostrukturierung von diffraktiven Phasenelementen. In: Innovative Fertigung durch Lasersysteme neuester Generation, DVS-Berichte Band 307. Düsseldorf: DVS Media, 2014, ISBN: 978-3-945023-04-4, S. 191-199
- [3] M. Olbrich, A. Fischer, B. Steiger: Numerische Simulationen an realen DOE-Strukturen. In: Scientific Reports, Journal of the University of Applied Sciences Mittweida 2/2012, S. 107-111
- [4] A. Richmann: Polieren von Gläsern und Kunststoffen mit CO₂-Laserstrahlung. Aachen: Shaker Verlag, 2013, ISBN: 978-3-8440-1888-2
- [5] K. Hecht: Entwicklung eines Laserstrahlpolierverfahrens für Quarzglasoberflächen. Ilmenau: Universitätsverlag Ilmenau, 2012, ISBN: 978-3-86360-041-9
- [6] A. Kratsch: Glätten von Mikrostrukturen in Quarzglas mittels CO₂-Laser. Mittweida: Hochschule Mittweida, Fakultät Mathematik/Naturwissenschaften/Informatik, Bachelorarbeit, 2011
- [7] A. Richmann, K. Wissenbach, E. Willenborg: Laserpolishing of fused silica. In: Proceedings of the Fifth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing (2009), S. 699-702
- [8] J. Bödinge: Werkstoffe in der Mikrosystemtechnik. In: Lehrbuch Mikrotechnologie für Ausbildung, Studium und Weiterbildung. München: Carl Hanser Verlag, 2011, ISBN 978-3-446-42560-6, S. 35-72

MIKROSTRUKTURIERUNG VON STAHL MIT PIKOSEKUNDENLASERPULSEN IM BURST-MODUS

Peter Lickschat und Steffen Weißmantel

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Ergebnisse werden präsentiert, die bei Untersuchungen mit dem Burst-Modus eines Pikosekundenlasers bei der Mikrostrukturierung von Stahl erzielt wurden. Im Burst-Modus kann die Energie eines Pulses auf einen Burst, der aus bis zu 8 Einzelpulsen bestehen kann, verteilt werden. Die Einzelpulse im Burst haben dabei einen zeitlichen Abstand von 12,5 ns. Bei den Untersuchungen zeigte sich, dass mit Verwendung des Burst-Modus die Möglichkeit besteht, bei moderaten Burstfolgefrequenzen im kHz-Bereich eine hohe mittlere Laserleistung auf der Probe umzusetzen. Die erzeugten Strukturen haben dabei eine hohe Qualität, was anhand einer geringen mittleren Rauheit des Strukturbodens aufgezeigt werden konnte. Die Strukturböden weisen dabei neuartige Oberflächenstrukturen auf, die sich von den üblicherweise auftretenden Mikrostrukturen bei der Bearbeitung von Stahl mit Ultrakurzpulslasern unterscheiden. Der Burst-Modus scheint eine gute Alternative zu anderen Bearbeitungsprinzipien zu sein, wenn es um eine hohe Produktivität und gleichzeitig gute Qualität der Bearbeitung von Stahl mit Ultrakurzpulslasersystemen geht.

1. Einleitung

Bei der Bearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen zeigte es sich, dass die eingesetzte Fluenz einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität des Bearbeitungsergebnisses hat [1]. Für qualitativ hochwertige Ergebnisse muss eine geringe Fluenz unterhalb von 5 J/cm² für die Bearbeitung gewählt werden.

Um den Abtragsprozess aber produktiv zu gestalten, muss eine hohe mittlere Leistung des verwendeten Lasergerätes umgesetzt werden. Dies kann durch den Einsatz hoher Pulsfolgefrequenzen erreicht werden. Bei dem Einsatz von hohen Pulsfolgefrequenzen wird eine schnelle Strahlableittechnik benötigt (schnelle Galvanometerscanner, Polygonscanner), die zumeist technisch nicht immer einfach zu handhaben ist. Zusätzlich müssen beim Einsatz von schnellableitenden Systemen weitere Aspekte betrachtet werden, die die Produktivität des Prozesses verringern. Hier sind beispielsweise Beschleunigungs- und Abbremsstrecken bei Galvanometerscannern und Totzeiten beim Übergang zwischen den Facetten bei Polygonscannern zu nennen.

Ein anderer Ansatz, um hohe mittlere Leistungen umsetzen zu können, ist die Verteilung der Energie eines Pulses und somit der Fluenz auf mehrere zeitlich sehr nah beieinander liegende Pulse. Das heißt, man erzeugt einen Pulszug (Burst), der aus mehreren Einzelpulsen besteht. In der hier vorliegenden Arbeit werden experimentelle Ergebnisse präsentiert, die bei der Bearbeitung von Stahl mit Pikosekundenlaserpulsen im Burst-Modus erhalten wurden.

2. Experimenteller Aufbau

Für die Untersuchungen wurde ein Pikosekundenlaser vom Typ Fuego der Firma Time-Bandwidth Products eingesetzt. Die wichtigsten Kenngrößen des Lasergerätes sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Zur Fokussierung des Laserstrahles kam eine F-Theta Optik mit 100 mm Brennweite zum Einsatz. Der verwendete Durchmesser des Strahls betrug 50 µm. Es wurden quadratische Vertiefungen mit

Kantenlängen von 2 mm erzeugt, indem mittels verwendetem Galvanometerscanner Bearbeitungslinien in konstantem Abstand abgerastert wurden (siehe Bild 1). Der Abstand der Linien zueinander betrug 10 µm. In allen Versuchen wurde die Materialoberfläche mit einer mittleren Leistung von 30 W bei einer Scangeschwindigkeit von 2 m/s beaufschlagt. Der Abstand der Bursts innerhalb der Bearbeitungslinie war abhängig von der Burstfolgefrequenz. Für die Erzeugung der Testfelder wurden 20 Überfahrten verwendet.

Tabelle 1: Kenngrößen des Fuego-Lasers.

Parameter	Wert
Maximale mittlere Leistung	30 - 40 W
Maximale Pulsfolgefrequenz	8 MHz
Wellenlänge	1064 nm
Pulsdauer	10 ps
M ²	1,46

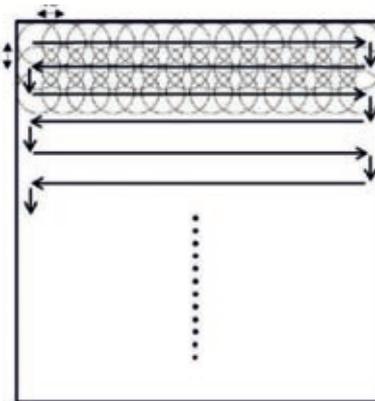


Bild 1: Bearbeitungsprinzip.

Das verwendete Lasergerät verfügt über einen Burst-Modus, mit dem es möglich ist, die Energie eines Pulses auf bis zu 8 Einzelpulse in einem Burst zu verteilen. Der zeitliche Abstand der Pulse in einem Burst beträgt dabei 12,5 ns. Die Aufteilung der Energie auf die Pulse im Burst ist bei dem eingesetzten Laser beliebig wählbar. Für sämtliche in dieser Arbeit präsentierten Untersuchungen wurden

gleiche Pulsenergien der Einzelpulse im Burst gewählt (siehe Bild 2).



Bild 2: Aufnahmen von Bursts mit einem, vier und acht Pulsen im Burst.

Die Fluenz der Einzelpulse im Burst wurde im Bereich von 0,5 J/cm² bis 3,0 J/cm² und die Anzahl der Pulse im Burst von 1 bis 8 variiert. Die mittlere Leistung von 30 W wurde mithilfe der Burstfolgefrequenz eingestellt. Bedingt durch die konstant gewählte Scangeschwindigkeit änderte sich der Abstand der Bursts in der Bearbeitungslinie im Bereich von 0,3 µm bis 10 µm. Die, in Abhängigkeit der Fluenz der Einzelpulse im Burst und der Anzahl der Pulse im Burst, eingestellten Burstfolgefrequenzen sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Tabelle 2: Burstfolgefrequenzen in Abhängigkeit der Fluenz der Einzelpulse im Burst und der Anzahl der Pulse im Burst.

Anzahl der Pulse im Burst	Burstfolgefrequenz [kHz]					
	Fluenz [J/cm ²]					
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
1	6000	3000	2000	1500	1200	1000
2	3000	1500	1000	750	600	500
3	2000	1000	667	500	400	333
4	1500	750	500	375	300	250
5	1200	600	400	300	240	200
6	1000	500	333	250	200	-
7	857	429	286	214	-	-
8	750	375	250	-	-	-

3. Ergebnisse und Diskussion

Mithilfe eines konfokalen Messsystems wurden sowohl die Abtragstiefe der Struktur als auch die mittlere Flächenrauheit des Strukturbodens bestimmt. Die jeweiligen Werte für die einzelnen Bearbeitungsparameter sind in Tabelle 3 und in Tabelle 4 zusammengefasst. Man erkennt, dass es zu starken Schwankungen in der Abtragstiefe und der mittleren Flächenrauheit kommt. Die Abtragstiefen liegen in einem Bereich zwischen 16,2 µm und 61,8 µm und die mittleren Flächenrauheiten der Strukturböden zwischen 1,26 µm und 11 µm. Die Gründe für die starken Abweichungen in der Abtragstiefe und der mittleren Flächenrauheit sind in der gleichzeitigen Variation von vier Parametern begründet. Es wurden bei den Experimenten die Fluenz der Einzelpulse im Burst, die Anzahl der Pulse im Burst, der Burstabstand und die Burstfolgefrequenz variiert. Dies geschah, da bei sämtlichen Experimenten die maximal verfügbare mittlere Leistung von 30 W umgesetzt wurde. Inwieweit die unterschiedlichen Parameter Einfluss auf das Ergebnis haben, muss noch unter-

sucht werden.

Tabelle 3: Abtragstiefe der Strukturen in Abhängigkeit der Fluenz und der Anzahl der Pulse im Burst.

Anzahl der Pulse im Burst	Abtragstiefe der Struktur [µm]					
	Fluenz [J/cm ²]					
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
1	40,2	37,5	27,9	23,0	16,2	23,7
2	33,6	32	26,1	24,7	33	21,6
3	46,3	36,9	30,3	33,4	43,2	44,7
4	61,8	40,9	33,3	28,5	25,8	23,4
5	52	44	35,7	30,9	28,1	25,6
6	51,5	42,9	37,6	32	30,6	-
7	51,3	45,4	40,6	36,6	-	-
8	53,2	48,5	43,9	-	-	-

Tabelle 4: Mittlere Flächenrauheit in Abhängigkeit der Fluenz und der Anzahl von Pulsen im Burst.

Anzahl der Pulse im Burst	Mittlere Flächenrauheit des Strukturbodens [µm]					
	Fluenz [J/cm ²]					
	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
1	1,32	1,51	3,1	5,2	5,71	8,21
2	2,07	1,5	1,82	4,96	9,71	7,32
3	5,26	1,47	2,17	6,72	8,76	12,5
4	11	1,56	1,33	1,29	1,41	1,84
5	5,97	1,41	1,49	1,52	1,29	1,29
6	3,54	1,94	1,58	1,28	1,26	-
7	3,2	1,73	1,38	1,28	-	-
8	2,74	1,61	1,35	-	-	-

Für eine qualitative Einschätzung der Ergebnisse wurde die mittlere Flächenrauheit der Strukturböden bewertet (Bild 3). Als Auswahlkriterium wurde festgelegt, dass ab einer mittleren Flächenrauheit über 2 µm die Qualität der Struktur nicht ausreichend ist.

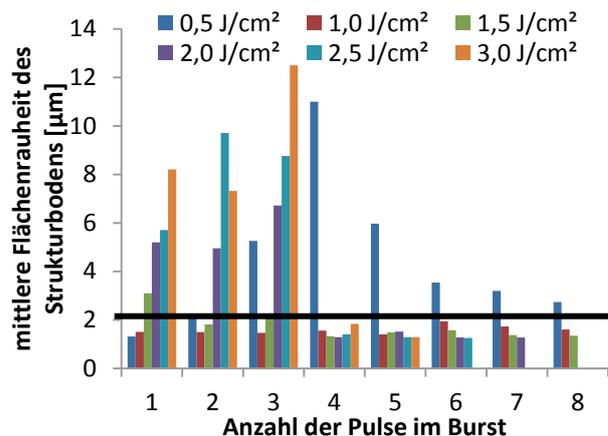


Bild 3: Mittlere Flächenrauheit der Strukturböden in Abhängigkeit von der Fluenz der Einzelpulse im Burst und der Anzahl der Pulse im Burst.

Ausgehend von dem Auswahlkriterium wurden die Abtragstiefen der Strukturen, die eine mittlere Flächenrauheit kleiner 2 µm aufweisen, in Bild 4 dargestellt. Als Bewertungskriterium für die Produktivität

wurde ein Wert von 40 μm für die Struktur­tiefe fest­gelegt. Es zeigt sich, dass ledig­lich acht Parameter­ein­stellungen (Bild 4 und Tabelle 5) zu Strukturen führen, die tiefer als 40 μm sind und gleich­zeitig geringe mittlere Flächen­rauheiten der Struktur­böden unterhalb von 2 μm aufweisen. Einzelpuls­fluenzen oberhalb von 1,5 J/cm^2 konnten die Bewertungskriterien prinzipiell nicht erfüllen, aus­schlie­ßlich kleinere Einzelpuls­fluenzen führten zu tiefen und gleich­zeitig glatten Ab­trags­strukturen. Einzelpuls­fluenzen von 1,0 J/cm^2 und 1,5 J/cm^2 mit mehr als 3 Pulsen im Burst scheinen, für die Bearbeitung besonders geeignet zu sein. Die bei diesen Parametern um­gesetzten Burst­fol­ge­fre­quen­zen unterhalb von 800 kHz sind dabei moderat. Ebenfalls konnte mit einem Einzelpuls von 0,5 J/cm^2 ein qualitativ hoch­wertiges Ergebnis erzielt werden, jedoch kam hierbei eine hohe Burst­fol­ge­fre­quen­z von 6 MHz zum Einsatz.

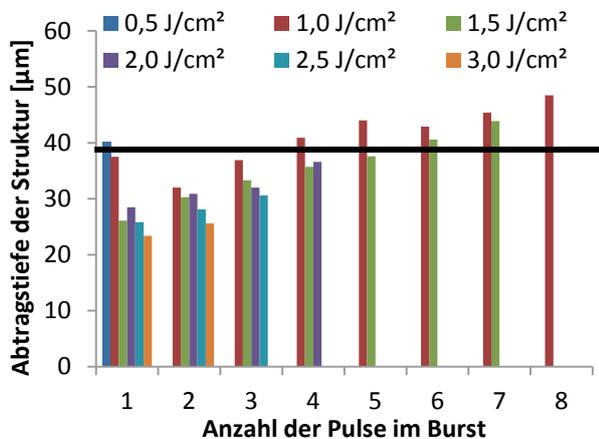


Bild 4: Abtragstiefen der Strukturen mit mittleren Flächen­rauheiten der Struktur­böden unterhalb von 2 μm in Ab­hän­gig­keit von der Fluenz der Einzelpulse im Burst und der Anzahl der Pulse im Burst.

Tabelle 5: Parameter, mit denen Strukturen erzeugt werden konnten, die tiefer als 40 μm sind und Flächen­rauheiten des Struktur­bodens kleiner 2 μm aufweisen, mit den dazugehörigen Werten.

Einzelpuls­fluenz (Anzahl der Pulse im Burst)	Abtragstiefe der Struktur [μm]	Mittlere Rauheit des Struktur­bodens [μm]
0,5 J/cm^2 (1)	40,2	1,32
1,0 J/cm^2 (4)	40,9	1,56
1,0 J/cm^2 (5)	44,0	1,41
1,0 J/cm^2 (6)	42,9	1,94
1,0 J/cm^2 (7)	45,4	1,73
1,0 J/cm^2 (8)	48,5	1,61
1,5 J/cm^2 (7)	40,6	1,38
1,5 J/cm^2 (8)	43,9	1,35

Anhand von REM-Bildern (Bild 5 bis Bild 7), die die Oberflächen der erzeugten Strukturen zeigen, können die unterschiedlichen Qualitäten im Abtrag visuell verdeutlicht werden. Dabei können drei unterschiedliche Oberflächenstrukturen charakterisiert werden. Bei der Verwendung der Parameter, die Strukturen mit einer geringen mittleren Rauheit er-

zeugten, ist der erzeugte Struktur­boden sehr glatt und gleichmäßig (Bild 5).

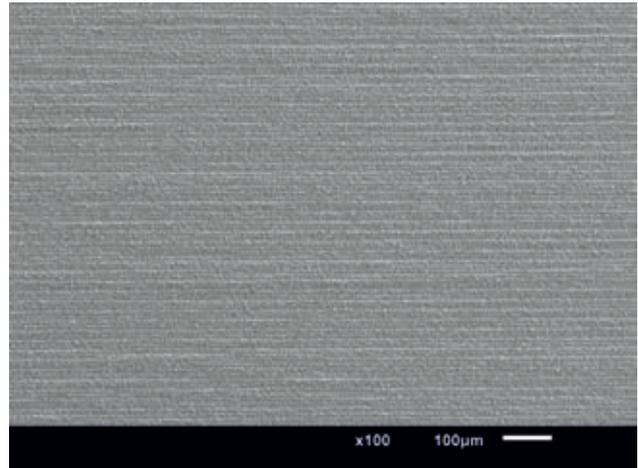


Bild 5: REM-Aufnahme des Struktur­bodens bei Verwen­dung einer Einzelpuls­fluenz von 1,5 J/cm^2 und 7 Pulsen im Burst.

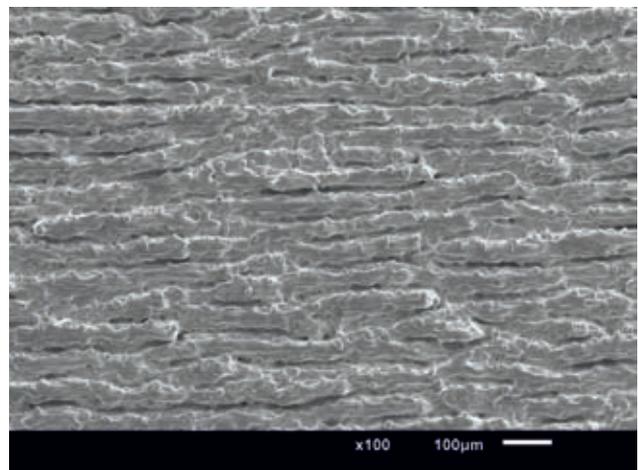


Bild 6: REM-Aufnahme des Struktur­bodens bei Verwen­dung einer Einzelpuls­fluenz von 0,5 J/cm^2 und 4 Pulsen im Burst.

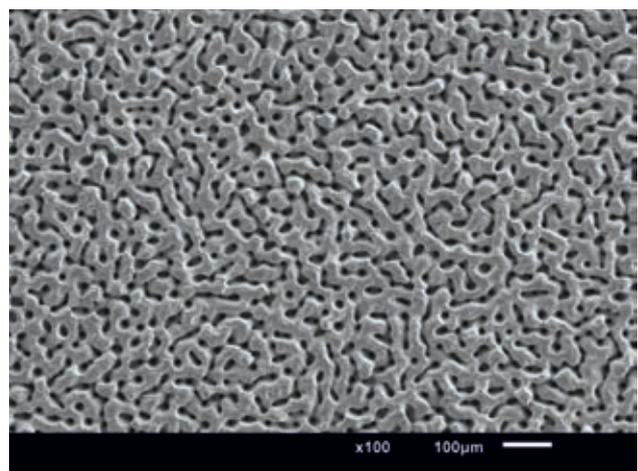


Bild 7: REM-Aufnahme des Struktur­bodens bei Verwen­dung einer Einzelpuls­fluenz von 3,0 J/cm^2 und 3 Pulsen im Burst.

Dementgegen bildeten sich bei den Parametern, die keine qualitativ hochwertigen Ergebnisse erzeugen, zwei verschiedenartige Oberflächenstrukturen aus.

In Bild 6 ist eine unregelmäßige, sich wellenförmig ausbildende Struktur erkennbar. Bild 7 zeigt ein ebenfalls unregelmäßiges Bild des Strukturbodens, jedoch ist diese Struktur eher durch Vertiefungen geprägt. Eine Begründung für die Entstehung der drei unterschiedlichen Oberflächenstrukturen ist noch nicht gefunden und bedarf weiterer Untersuchungen.

4. Zusammenfassung

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass es mit dem Burst-Modus des Pikosekundenlasers möglich ist, qualitativ hochwertige Mikrostrukturen in Stahl zu generieren. Es konnten bei den Experimenten hohe mittlere Leistungen von 30 W umgesetzt werden, bei verhältnismäßig geringen Ablenkgeschwindigkeiten von 2 m/s. Bei den Untersuchungen konnten Parameter gefunden werden, bei denen nicht nur der Strukturboden sehr glatt ist, sondern auch eine hohe Abtragtiefe größer 40 μm erzielt wurde. Die eingesetzten Burstfolgefrequenzen waren dabei zumeist moderat und lagen im Bereich unterhalb von 800 kHz. Bei der visuellen Darstellung der Strukturen anhand von REM-Bildern konnte festgestellt werden, dass die Oberflächenstrukturen sich sehr stark unterscheiden können. Weiterführende Untersuchungen des Abtragsprozesses bei Verwendung des Burst-Modus des Pikosekundenlasers sind Teil der aktuellen Forschung am Laserinstitut der Hochschule Mittweida.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfond für Deutschland (ESF) für die Finanzierung der Nachwuchsforschergruppe UltraLas (Projektnummer: 8231016).



Literaturverzeichnis

- [1] J. Schille, L. Schneider, U. Loeschner; Applied Physics A, September 2015, Volume 120, Issue 3, pp 847-855

EINZELPULSABTRAG VON METALLSCHICHTEN MIT ULTRAKURZEN LASERPULSEN UNTERSCHIEDLICHER PULSDAUER

Peter Lickschat, Jörg Schille, Markus Olbrich, Lutz Schneider, Alexander Horn,
Udo Löschner und Steffen Weißmantel

Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Grundlagenuntersuchungen zum Ablationsprozess mittels ultrakurzer Laserpulse werden präsentiert. Bei den Untersuchungen wurden Einzelpulsabträge an Platin- und Goldschichten erzeugt, um Abhängigkeiten des Ablationsprozesses von der Pulsdauer und der Pulsenergie aufzuzeigen. Die Pulsdauer wurde im Bereich von 200 fs bis 10 ps und die Pulsenergie der Laserpulse von 2 μJ bis 53 μJ variiert. Zum Vergleich und zur Interpretation der Ergebnisse wurden die Ablationsdurchmesser, die Ablationstiefen und das Ablationsvolumen bestimmt. Dabei zeigte sich, dass in Abhängigkeit von der Pulsdauer bei konstanter Pulsenergie bzw. Fluenz sich sowohl der Ablationsdurchmesser als auch die Ablationstiefe und damit verbunden auch das Ablationsvolumen ändern. Die Änderung der unterschiedlichen Ablationskenngrößen ist dabei stark materialabhängig. Die höchste Effizienz (abgetragenes Volumen pro eingesetzter Energie) des Ablationsprozesses wird bei den untersuchten Materialien bei unterschiedlichen Parametern erreicht.

1. Einleitung

Der Ablationsprozess von Metallen ausgelöst durch ultrakurze Laserpulse mit Pulsdauern im Bereich von einigen Femtosekunden bis zu mehreren Piko- sekunden ist ein physikalisch sehr komplexer Vorgang. Dabei ist nicht nur die Unterteilung des Festkörpers in das Elektronen- und das Phononensystem vorzunehmen, sondern es muss dabei auch stets berücksichtigt werden, dass die thermophysikalischen Materialkenngrößen (z.B. Kopplungszeit zwischen Elektronen- und Phononensystem) der beiden Subsysteme stark temperaturabhängig sind. Um den Einfluss der Pulsdauer auf den Ablationsprozess zu untersuchen, wurden Einzelpulsabträge an 1 μm dicken Gold- bzw. Platinschichten durchgeführt. Es wurde dabei die Pulsdauer im Bereich von 200 fs bis 10 ps und die Pulsenergie von 2 μJ bis 53 μJ variiert. Zur Auswertung und Interpretation der Ergebnisse wurden die unterschiedlichen Ablationskenngrößen, wie der Ablationsdurchmesser, die Ablationstiefe oder das Ablationsvolumen mittels konfokaler Messtechnik gemessen. Mittels Raster- elektronenmikroskopie erfolgte ein visueller Vergleich der verschiedenen Abträge.

2. Experimenteller Aufbau

Für die Untersuchungen kam ein Ultrakurzpulslaser vom Typ Pharos der Fa. Light Conversion zum Einsatz. Die Pulsdauer des Lasers konnte im Bereich von 200 fs bis zu 10 ps variiert werden. Die Kenngrößen des Lasers sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die Intensitätsverteilung des Laserpulses ist räumlich gaußverteilt. Der Abtrag fand im Fokus des Laserstrahls statt. Mittels eines Strahldiagnosegerätes wurde ein Fokusradius von 15 μm ermittelt.

Tabelle 1: Kenngrößen des verwendeten Lasers.

Parameter	Wert
Wellenlänge	1028 nm
Maximale mittlere Leistung	15 W
Maximale Pulsfolgefrequenz	1 MHz
M^2	1,2

3. Ergebnisse und Diskussion

Laserbearbeitung einer 1 μm dicken Goldschicht

Anhand der gemessenen Ablationsdurchmesser wurde nach der in [1] vorgestellten Methode der wirkende Strahlradius bestimmt. Der Strahlradius liegt, abhängig von der Pulsdauer und der gegebenen Messunsicherheit, im Bereich von 13,69 μm bis 14,04 μm (siehe Bild 1). Dieser Bereich liegt dem gemessenen Fokusradius nahe.

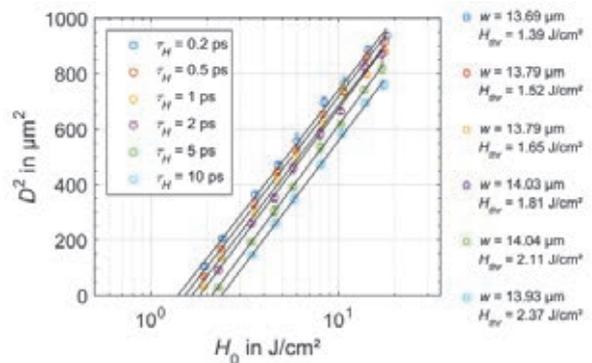


Bild 1: Quadrat des Ablationsdurchmessers in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für Gold.

Die ermittelten Ablationsschwellen sind in Bild 2 grafisch dargestellt. Der Wert der bestimmten Ablationsschwelle vergrößert sich von 1,39 J/cm^2 bei 200 fs auf 2,37 J/cm^2 bei 10 ps.

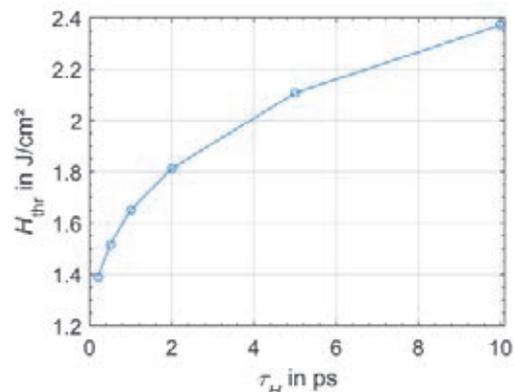


Bild 2: Ablationsschwelle für Gold in Abhängigkeit von der Pulsdauer.

Anhand der aufgenommenen REM-Bilder wurde festgestellt, dass sich bei hohen Fluenzen bzw. Pulsenergien zwei unterschiedliche Ablationsgebiete ausbilden, dem entgegengesetzt aber bei geringen Fluenzen bzw. Pulsenergien nur ein Ablationsgebiet erkennbar ist (Bild 3).

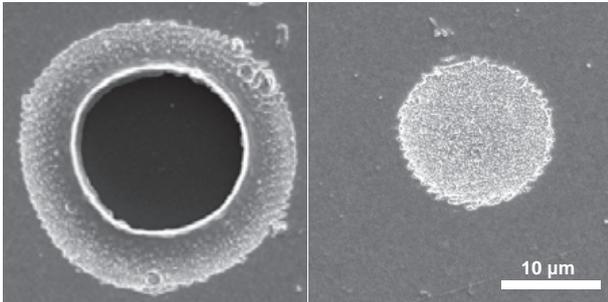


Bild 3: REM-Bilder einer abgetragenen Goldschicht bei einer Pulsdauer von 200 fs und der maximal verfügbaren Pulsenergie von 53 µJ (links) bzw. der minimalen Pulsenergie von 2 µJ (rechts).

Die beiden Gebiete unterscheiden sich in ihren Ablationstiefen (Vergleich zwischen Bild 4 und Bild 5). Die unterschiedlichen Ablationstiefen sind durch die Intensitätsverteilung des räumlichen Gaußpulses gegeben. Durch die hohen Intensitäten im inneren Bereich des Ablationsgebietes konnte die 1 µm Schicht ab einer Pulsdauer von 2 ps vollständig abgetragen werden. Im äußeren Ablationsgebiet wird die Ablationstiefe aufgrund der geringeren Intensitäten nicht größer als 200 nm. Die äußere Ablationstiefe wird sowohl mit größer werdender Fluenz als auch mit länger werdenden Pulsen größer.

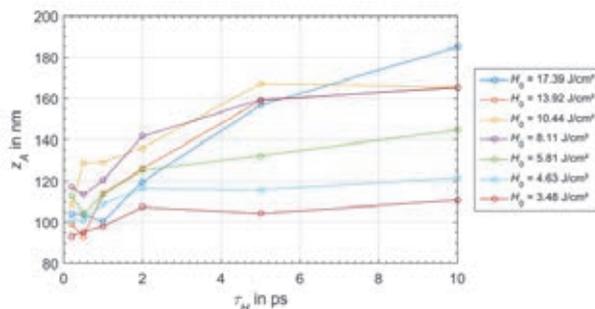


Bild 4: Ablationstiefe des äußeren Ablationsgebietes in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Gold.

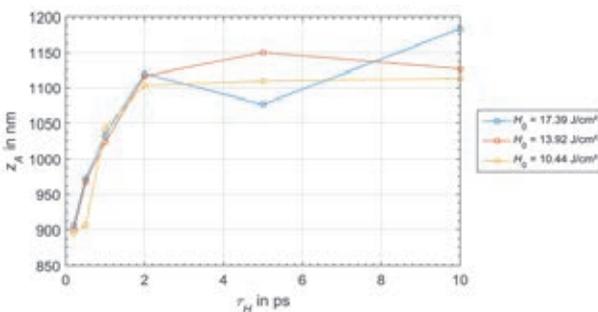


Bild 5: Ablationstiefe des inneren Ablationsgebietes in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Gold.

Der Vergleich der ermittelten Ablationsvolumina zeigt, dass mit längeren Pulsen weniger Material ablatiert wird. Dies ist, besonders bei hohen Flu-

zen zu beobachten (Bild 6). Das geringere Ablationsvolumen bei längeren Pulsdauern ist durch die kleiner werdenden Ablationsdurchmesser begründet. Die gleichzeitige Vergrößerung der Ablationstiefe bei längeren Pulsdauern kompensiert dieses nicht.

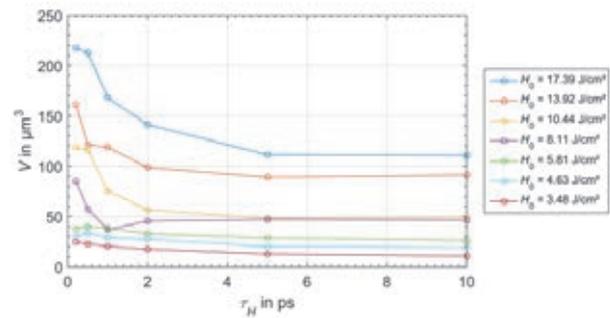


Bild 6: Ablationsvolumen in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Gold.

Bei der Darstellung des Ablationsvolumens in Abhängigkeit von der Fluenz (Bild 7) sind zwei Ablationsregime, gekennzeichnet durch unterschiedliche Anstiege im Kurvenbereich, zu erkennen. Im Bereich geringer Fluenzen wird das Ablationsvolumen nur geringfügig größer bei der Verwendung von höheren Fluenzen. Dementgegen ist die Änderung des Ablationsvolumens bei den höchsten verwendeten Fluenzen stärker ausgeprägt. Die Ausbildung des tiefen inneren Ablationsgebietes bei hohen Fluenzen ist der Auslöser für diesen Regimewechsel. (siehe Bild 3)

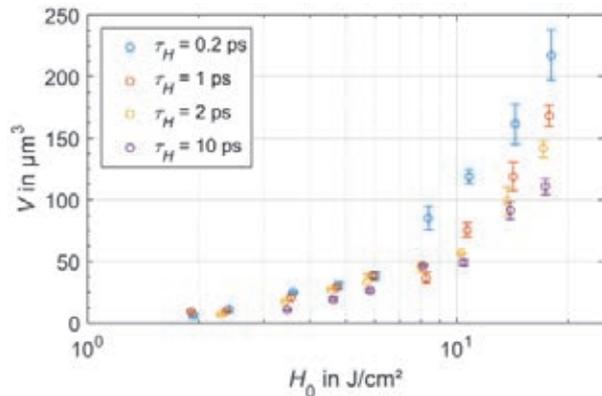


Bild 7: Ablationsvolumen in Abhängigkeit von der Fluenz für Gold.

Die Effizienz des Ablationsprozesses wurde anhand des Ablationsvolumens bezogen auf die eingesetzte Energie evaluiert (Bild 8).

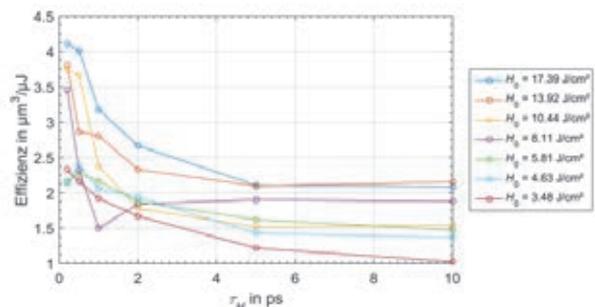


Bild 8: Effizienz in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Gold.

Die höchste Effizienz wird mit den kürzesten Pulsen und den höchsten Fluenzen erzielt.

Ausgehend von [2] kann die theoretisch optimale Fluenz anhand der Ablationsschwelle des Materials abgeschätzt werden.

Die Berechnungsformel hierfür lautet:

$$H_{opt} = e^2 H_{th} \quad (1)$$

H_{opt} = optimale Fluenz

H_{th} = Ablationsschwelle

Für Gold ergibt sich dabei eine optimale Fluenz im Bereich zwischen 10,3 J/cm² und 17,5 J/cm², abhängig von der eingesetzten Pulsdauer. Dieser Zusammenhang ist in Bild 9 zu erkennen. Der vollständige Kurvenverlauf konnte, aufgrund zu geringer Pulsenergien, mit dem eingesetzten Lasersystem nicht ermittelt werden.

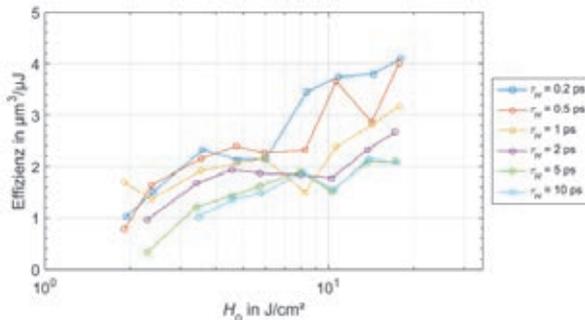


Bild 9: Effizienz in Abhängigkeit von der Fluenz für Gold.

Laserbearbeitung einer 1 μm dicken Platinschicht

Bei der Bestimmung der Strahlradien nach [1] wird festgestellt, dass diese bei der Bearbeitung von Platin im Bereich von 13,52 μm bis 13,86 μm liegen (Bild 10). Hierbei liegt eine gute Näherung zu dem gemessenen Fokusradius vor.

Die Auswertung der Ablationsschwelle (Bild 11) zeigt, dass der Wert der Ablationsschwelle mit zunehmender Pulsdauer abnimmt. Die Ablationsschwelle reduziert sich von 0,61 J/cm² bei 200 fs auf 0,41 J/cm² bei 10 ps.

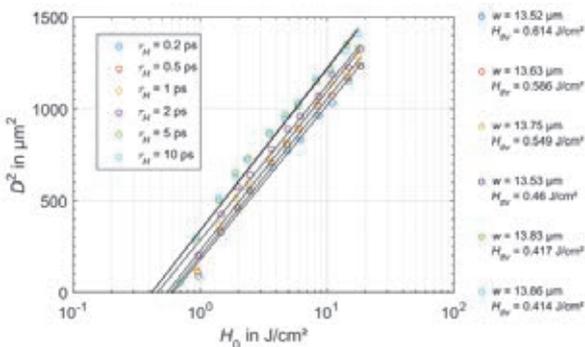


Bild 10: Quadrat des Ablationsdurchmessers in Abhängigkeit von der Fluenz H_0 für Platin.

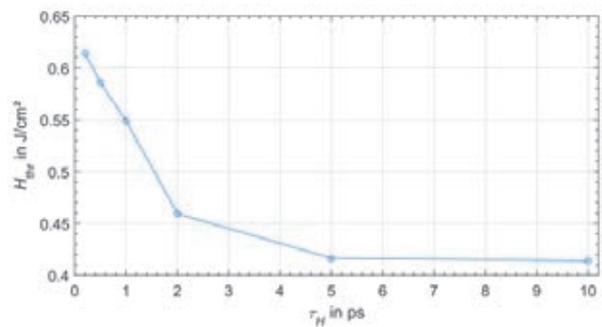


Bild 11: Ablationsschwelle für Platin in Abhängigkeit von der Pulsdauer.

Anhand von REM-Bildern (Bild 12) konnten bei hohen Fluenzen zwei sich unterscheidende Ablationsgebiete identifiziert werden. Bei geringen Fluenzen kann jedoch nur ein Ablationsgebiet beobachtet werden.

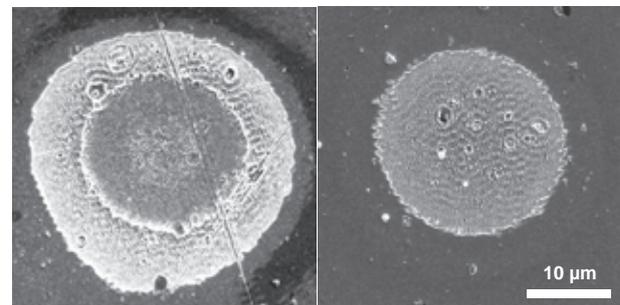


Bild 12: REM-Bilder einer abgetragenen Platinschicht bei einer Pulsdauer von 200 fs und der maximal verfügbaren Pulsenergie von 53 μJ (links) bzw. der minimalen Pulsenergie von 2 μJ (rechts).

Der innere Bereich bei hohen Fluenzen ist dabei mit Ablationstiefen im Bereich von 200 nm tiefer als das äußere Ablationsgebiet, das Tiefen unterhalb von 60 nm aufweist (Bild 13 und Bild 14).

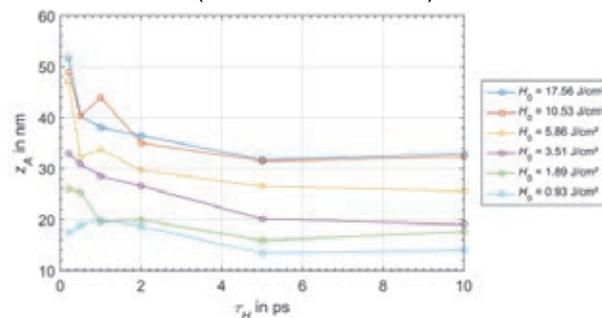


Bild 13: Ablationstiefe des äußeren Ablationsgebietes in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Platin.

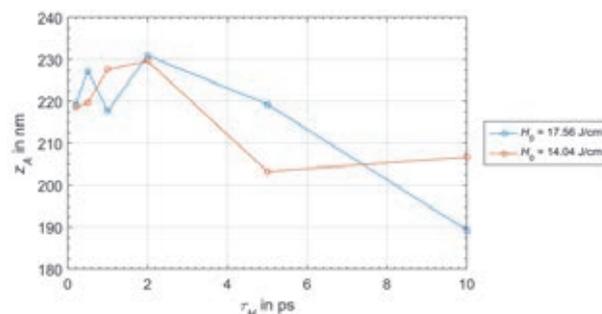


Bild 14: Ablationstiefe des inneren Ablationsgebietes in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Platin.

Bei der Darstellung des ablatierten Volumens in Abhängigkeit von der Pulsdauer in Bild 15 ist erkennbar, dass das Ablationsvolumen bei gleicher Fluenz sich nur geringfügig über den untersuchten Pulsdauerbereich ändert. Die Veränderungen des Ablationsdurchmessers und der Ablationstiefe gleichen sich in Bezug auf das ablatierte Volumen nahezu aus, so dass bei gleicher Fluenz ein nahezu gleiches Ablationsvolumen pro Puls bei den verwendeten Pulsdauern erzielt wird.

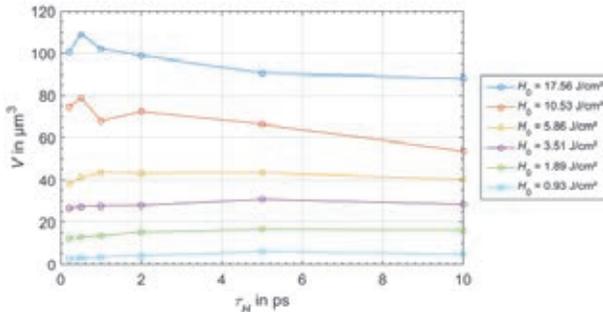


Bild 15: Ablationsvolumen pro Puls in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Platin.

In Bild 16 ist die Ausbildung des tieferen inneren Ablationsgebietes bei hohen Fluenzen (siehe Bild 12) anhand des Kurvenverlaufes erkennbar. Im Bereich geringer Fluenzen vergrößert sich, bei der Erhöhung der verwendeten Fluenz, das Ablationsvolumen nicht so markant, wie im Bereich der höchsten Fluenzen. Es kann eine Unterteilung in zwei Ablationsregime mit unterschiedlichen Kurvenverläufen vorgenommen werden.

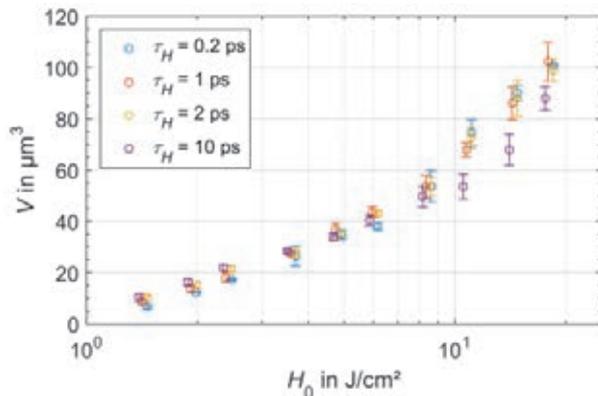


Bild 16: Ablationsvolumen in Abhängigkeit von der Fluenz für Platin.

Die Auswertung der Effizienz (Ablationsvolumen bezogen auf die eingesetzte Energie) des Ablationsprozesses über die Pulsdauer (Bild 17) zeigt zwei gegenläufige Tendenzen. Bei hohen Fluenzen verringert sich die Effizienz bei der Verwendung von längeren Pulsen. Bei geringen Fluenzen stellt man demgegenüber fest, dass es zu einer Erhöhung der Effizienz beim Einsatz von längeren Pulsen kommt. Die höchste Effizienz im Abtragsprozess wird bei der Bearbeitung von Platin bei geringen Fluenzen und großen Pulsdauern erzielt.

Die Berechnung der optimalen Fluenz nach Formel (1) ergibt für Platin einen Wert im Bereich zwischen 3,06 J/cm² und 4,54 J/cm². In Bild 18 ist die maxima-

le Effizienz in diesem Bereich für alle verwendeten Pulsdauern erkennbar.

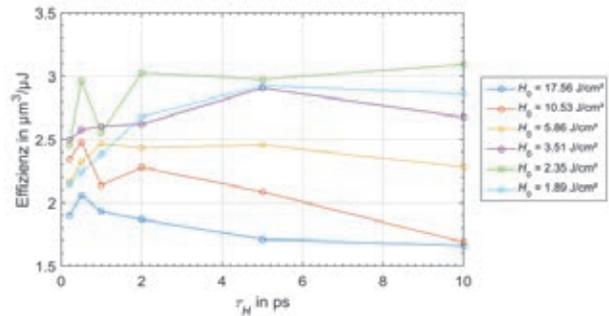


Bild 17: Effizienz in Abhängigkeit von der Pulsdauer für Platin.

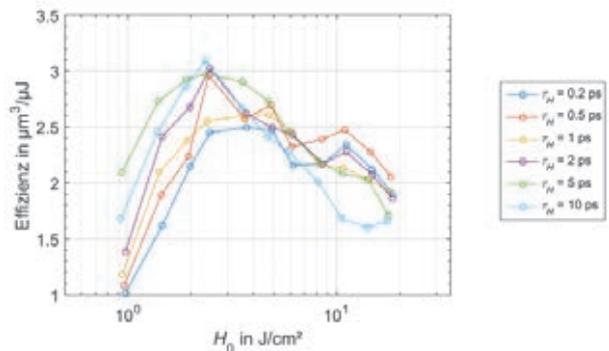


Bild 18: Effizienz in Abhängigkeit von der Fluenz für Platin.

4. Zusammenfassung

Bei der Bestrahlung von dünnen Gold- und Platinschichten mit ultrakurzen Laserpulsen wurden unterschiedliche Ablationsverhalten festgestellt. Es zeigte sich, dass durch die Variation der Pulsdauer des Laserpulses die Ablationskenngrößen (Ablationsdurchmesser, Ablationstiefe, Ablationsvolumen) sich in Abhängigkeit des bearbeiteten Materials unterschiedlich ändern. Eine Zusammenfassung der Änderungen in Abhängigkeit von der Pulsdauer ist in Tabelle 2 gegeben.

Tabelle 2: Änderung der Ablationskenngrößen bei größer werdender Pulsdauer.

	Gold	Platin
Ablationsschwelle	steigt	fällt
Ablationsdurchmesser	fällt	steigt
Ablationstiefe	steigt	fällt
Ablationsvolumen	fällt	nahezu gleich
Effizienz	fällt	unregelmäßig

Es konnten weiterhin bei hohen Fluenzen zwei sich unterscheidende Ablationsgebiete mit unterschiedlichen Ablationstiefen beobachtet werden. Die höhere Intensität im Zentrum des räumlichen Gaußstrahles bewirkt eine größere Ablationstiefe in diesem Bereich.

Das Verständnis der physikalischen Hintergründe, der sich unterscheidenden Änderungen der Ablationskenngrößen der beiden untersuchten Materialien, ist Gegenstand aktueller Arbeiten am Laser-

institut der Hochschule Mittweida. Dabei wird auf die Temperaturabhängigkeit der verschiedenen thermophysikalischer Materialkenngrößen (z.B. Kopplungszeit zwischen Elektronen- und Phononensystem, Wärmeleitfähigkeit des Elektronen- bzw. Phononensystems) verstärkt eingegangen.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfond für Deutschland (ESF) für die Finanzierung der Nachwuchsforschergruppe UltraLas (Projektnummer: 8231016).



Literaturverzeichnis

- [1] J.M. Liu, Opt. Lett., **7**(5), (1982) 196-198
- [2] G. Raciukaitis, M. Brikas, P. Gecys, B. Vosiatis, M Gedvilas, JLMN journal of Laser Micro/Nanoengineering **4**, (2009) 186

AUFBAU UND UNTERSUCHUNG EINER VERZÖGERUNGSSTRECKE FÜR DIE DOPPELPULS-LASERABLATION MIT ULTRAKURZEN PULSEN

Sebastian Kraft, Jörg Schille, Lars Hartwig, Lutz Schneider, Udo Löschner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Es wird der Aufbau und die Validierung einer Verzögerungsstrecke vorgestellt, mit der die zeitliche Modulation der Energieeinbringung beim Laserabtragen mit ultrakurzen Pulsen untersucht werden konnte. Mit Hilfe eines eigens dazu entwickelten optischen Aufbaus wurden der Laserstrahl in zwei Teilstrahlen zerlegt und durch die Veränderung der Strahlweglänge Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen Pulsen der Doppelpulse im Bereich zwischen $-330 \text{ ps} < \Delta t < 18 \text{ ns}$ erreicht. In den durchgeführten Untersuchungen zum Laserabtragen mit diesen Doppelpulsen wurden neben dem zeitlichen Abstand auch die Pulsdauer und die Fluenz variiert. Es werden erste Ergebnisse zum Einfluss des zeitlichen Abstandes zwischen zwei Pulsen im Doppelpulsereignis auf die Abtragschwelle, die Abtrageffizienz sowie die Bearbeitungsqualität präsentiert. Dazu wurden Ablationskrater hinsichtlich der erreichten Kraterdurchmesser, Kratertiefe und Abtragsvolumen ausgewertet. Die Ergebnisse werden mit denen durch Einzelpulsbestrahlungen und dabei gleicher beaufschlagter Energie gefertigten Ablationskratern verglichen und bestehende Unterschiede diskutiert.

1. Einleitung

Ultrakurzpuls-Laser gewinnen aufgrund ihrer vorteilhaften Strahleigenschaften insbesondere im Bereich der Mikrobearbeitung zunehmend an Bedeutung. Infolge neuester technologischer Entwicklungen stehen jetzt hochrepetierende Systeme bereit, die ultrakurze Laserpulse mit Pulswiederholraten mehrerer 10 MHz emittieren können. Für die dabei in sehr kurzen zeitlichen Abfolgen von nur wenigen hundert Nanosekunden auf die Festkörperoberfläche einfallenden ultrakurzen Pulse wurde in grundlegenden Untersuchungen jedoch festgestellt, dass die Abtrage rate nur bedingt mit der Pulswiederholrate skaliert [1]. Als Ursache dafür wurden die für Ultrakurzpulsbearbeitung bis dahin nicht bekannten Phänomene wie Wärmeakkumulation und Partikelabschirmung angenommen, die den Abtragprozess signifikant beeinflussen. Zudem wurde bei Anwendung hoher Pulswiederholraten ein erhöhtes Aufschmelzen der bestrahlten Bereiche beobachtet.

Andererseits wurden höhere Abtrage rates bei der hochfrequenten Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung durch Anwendung des Burstregimes erreicht [2]. Als optimale zeitliche Abstände der Pulse im Pulszug (Burst) gelten dabei wenige 10 ns. Für noch kürzere zeitliche Pulsabstände lassen zudem einzelne Literaturquellen die Annahme zu, dass durch die Ausnutzung angeregter Zustände im Material, ausgelöst durch den jeweilig vorhergehend eingestrahlt Puls, höhere Abtrage rates erreicht werden können. Das wurde beispielsweise bei der Bestrahlung von dünnen Silberfolien mit Doppelpulsen für Zeitverzögerungen $\Delta t < 1 \text{ ps}$ berichtet [3]. Für Festkörpermaterialien konnte die Steigerung der Abtrage rate durch Doppelpulsbestrahlungen von Nickel im Vakuum nachgewiesen werden [4]. Andere Untersuchungen zeigen hingegen für die Doppelpulsbestrahlung von Quarzglas, Aluminium, Titan oder Kupfer mit zeitlichen Abständen bis zu 1 ns keine Erhöhung der Abtrage rate [5-7].

2. Experimentelle Details

2.1 Experimenteller Aufbau

Die Untersuchungen wurden mit einem Ultrakurzpuls-Lasersystem (*Pharos*, Light Conversion) mit der Zentralwellenlänge 1028 nm durchgeführt. Die Pulse konnten mit einer Pulsdauer von 200 fs bis zu 10 ps (FWHM) und einer maximalen Pulsenergie von bis zu 200 μJ erzeugt werden. Die vom Lasersystem bereitgestellte maximale Pulswiederholrate betrug 1,0 MHz, was zeitlich einem minimalen Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Laserpulsen von 1,0 μs entsprach. Die in dieser Arbeit untersuchten deutlich kürzeren zeitlichen Pulsabstände wurden mit dem in Bild 1 schematisch gezeigten optischen Aufbau realisiert.

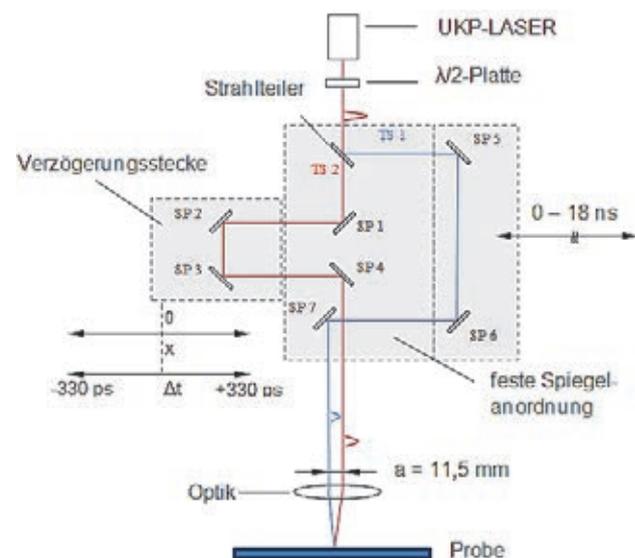


Bild 1: Schematische Darstellung des zur Erzeugung von Doppelpulsen genutzten optischen Aufbaus; durch Verschieben der Spiegelkonfiguration SP 2 / SP 3 wurden Laufzeitunterschiede zwischen $-330 \text{ ps} < \Delta t < 330 \text{ ps}$ realisiert, größere Zeitverzögerungen wurden durch Verschieben von SP 5 / SP 6 erreicht.

Der Laserstrahl wurde dazu mithilfe eines polarisationsunabhängigen Strahlteilers in zwei Teilstrahlen zerlegt und nach Durchlaufen unterschiedlicher

Strahlwege mit einer asphärischen Fokussierlinse der Brennweite 100 mm auf die Probenoberfläche fokussiert. Beide Teilstrahlen trafen dabei die Fokussierlinse außermittig im Abstand von 11,5 mm. Die Leistungsanpassung der Teilstrahlen auf ein Verhältnis 50/50 auf der Probenoberfläche erfolgte mittels der vor dem Strahlteiler befindlichen $\lambda/2$ -Platte.

Der Teilstrahl 1 (TS 1) wurde über eine feste Spiegelanordnung zur Fokussierlinse geführt; Teilstrahl 2 (TS 2) über ein sich auf einem Präzisionslineartisch mit 100 mm Stellweg befindliches Spiegelpaar (SP2, SP3) geleitet. Durch Verstellen des Lineartisches konnte die Laufzeit des Teilstrahls 2 und damit die zeitliche Verzögerung von Teilstrahl 2 relativ zum Teilstrahl 1 im Bereich -330 ps bis +330 ps variiert werden. Die kleinste fahrbare Wegstreckenänderung des Lineartisches betrug 10 μm , was für Teilstrahl 2 eine kleinstmöglichen Laufzeitänderung von 66 fs ermöglichte. Die größeren untersuchten Laufzeitunterschiede zwischen den Teilstrahlen bis zu 18 ns wurden durch Verschieben der Spiegelanordnung SP5/SP6 erreicht.

2.2 Validierung des optischen Aufbaus

Der Strahlradius sowie die Intensitätsverteilung der fokussierten Teilstrahlen wurden mit einem Strahldiagnosegerät (MSM, Primes GmbH) ermittelt. Die Strahlmessung ergab für beide Teilstrahlen eine gaußförmige Intensitätsverteilung (Bild 2 a und b); die Strahlqualität betrug $M^2 < 1,2$ und entsprach damit der Strahlqualität des Rohstrahls. Die w_{86} -Strahlradien wurden für Teilstrahl 1 in der Fokusebene auf 15,9 μm (Bild 2 a) und für Teilstrahl 2 auf 16,5 μm (Bild 2 b) bestimmt. In Bild 2 c sind die räumlich überlagerten Teilstrahlen abgebildet. Der Strahlradius war mit 16,5 μm dem gemessenen Strahlradius von Teilstrahl 1 vergleichbar. Vor jedem Versuch wurde die exakte räumliche Überlagerung der beiden Teilstrahlen mithilfe der Strahldiagnose überprüft.

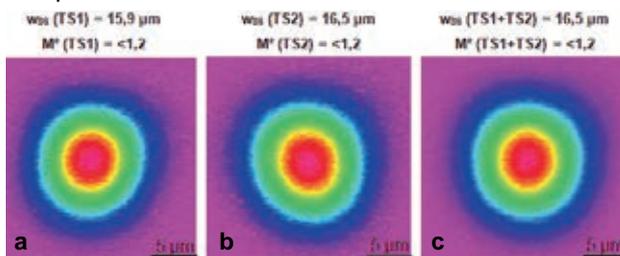


Bild 2: Intensitätsverteilung, Strahlradius und Strahlqualität, die in der Strahldiagnose von a) Teilstrahl 1, b) Teilstrahl 2 und c) der beiden überlagerten Teilstrahlen in der Fokusebene ermittelt wurden.

Den Nullpunkt der Verzögerungsstrecke definierte die Linearachspoition, an der beide Strahlen im optischen Aufbau die gleiche Strahlweglänge zurücklegten, d.h. dass kein Laufzeitunterschied zwischen den Teilstrahlen bestand. Die exakte zeitliche Überlagerung der Teilstrahlen in der Fokusebene wurde anhand eines Interferenzmusters abgebildet. Dazu zeigt Bild 3 Interferenzmuster, die ausgehend

vom geometrischen Nullpunkt $\Delta x = 0 \mu\text{m}$ mit 20 μm Achsverschiebung respektive 133 fs Laufzeitunterschied bei 40 μm veränderten Strahlweg für Teilstrahl 1 in Edelstahl entstanden. Das in Bild 3 c am deutlichsten ausgeprägte Interferenzmuster definiert dabei den Zeitpunkt der idealen Überlagerung der beiden Teilstrahlen und damit den zeitlichen Nullpunkt $\Delta t = 0 \text{ fs}$ der Verzögerungsstrecke.

-40 μm	-20 μm	$\Delta x = 0 \mu\text{m}$	20 μm	40 μm
-267 fs	-133 fs	$\Delta t = 0 \text{ fs}$	133 fs	267 fs

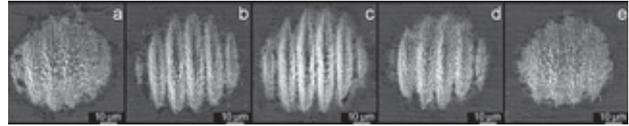


Bild 3: Rasterelektronen-Mikroskopie-Aufnahmen der zur Ermittlung des zeitlichen Nullpunkts $\Delta t = 0 \text{ fs}$ der Verzögerungsstrecke in Edelstahl entstandenen Interferenzmuster.

3. Ergebnisse

Der Einfluss des zeitlichen Pulsabstandes auf den Abtragprozess wurde anhand von Ablationskratern untersucht, die in Edelstahl 1.4301 durch jeweilig 50 Doppelpulsbestrahlungen unterschiedlicher Energie bei variierendem zeitlichen Puls-zu-Puls-Abstand entstanden. Die Pulsdauer der einzelnen Pulse im Doppelpulsereignis betrug 200 fs (FWHM).

Zum Vergleich wurden durch 50 Einzelpulsbestrahlungen Ablationskrater hergestellt, wobei die beaufschlagte Energie eines Einzelpulses der des Doppelpulsereignisses entsprach. Die Wiederholrate der Doppelpuls- als auch der Einzelpulsbestrahlungen betrug in allen durchgeführten Versuchen 200 kHz.

Die in Bild 4 gezeigten, mit einem Rasterelektronen-Mikroskop (JSM-6510, JEOL GmbH) aufgenommenen Ablationskrater lassen einen deutlichen Einfluss der Bestrahlungsparameter auf den Abtrag erkennen. Die mit Doppelpulsbestrahlungen bei einem sehr kurzen zeitlichen Abstand von $\Delta t = 0,4 \text{ ps}$ entstandenen Abträge sind hinsichtlich ihrer Oberflächenbeschaffenheit jenen vergleichbar, die mit Einzelpulsen erzeugt wurden. Für größere Laufzeitunterschiede ist die Ausbildung eines Schmelzfilms im Ablationskrater zu sehen, der mit größer eingestrahelter Energie zunimmt. Die Doppelpulsbestrahlungen mit einem zeitlichen Abstand von $\Delta t = 100 \text{ ps}$ führten zu einem Maximum an wiedererstarteter Schmelze, die in diesem Zeitbereich bereits mit sehr niedriger Pulsenergie entstand. Weiterhin ist in Bild 4 für Energien kleiner 18 μJ zu sehen, dass mit längerem Zeitabstand im Doppelpulsereignis der Anteil wiedererstarteter Schmelze im Krater abnimmt.

Ein verändertes Ablationsverhalten ist für die höchste untersuchte Energie von 27 μJ erkennbar. Mit längerem Laufzeitunterschied vergrößerte sich der im Krater befindliche Schmelzanteil, der mit höherer applizierter Energie zunehmend unruhig wiedererstartete und teilweise sogar aus der Ablationszone ausgeworfen wurde.

Die in den Untersuchungen erreichten Abtragergebnisse werden nachfolgend anhand der pro Pulsereignis erhaltenen Abtragengrößen diskutiert.

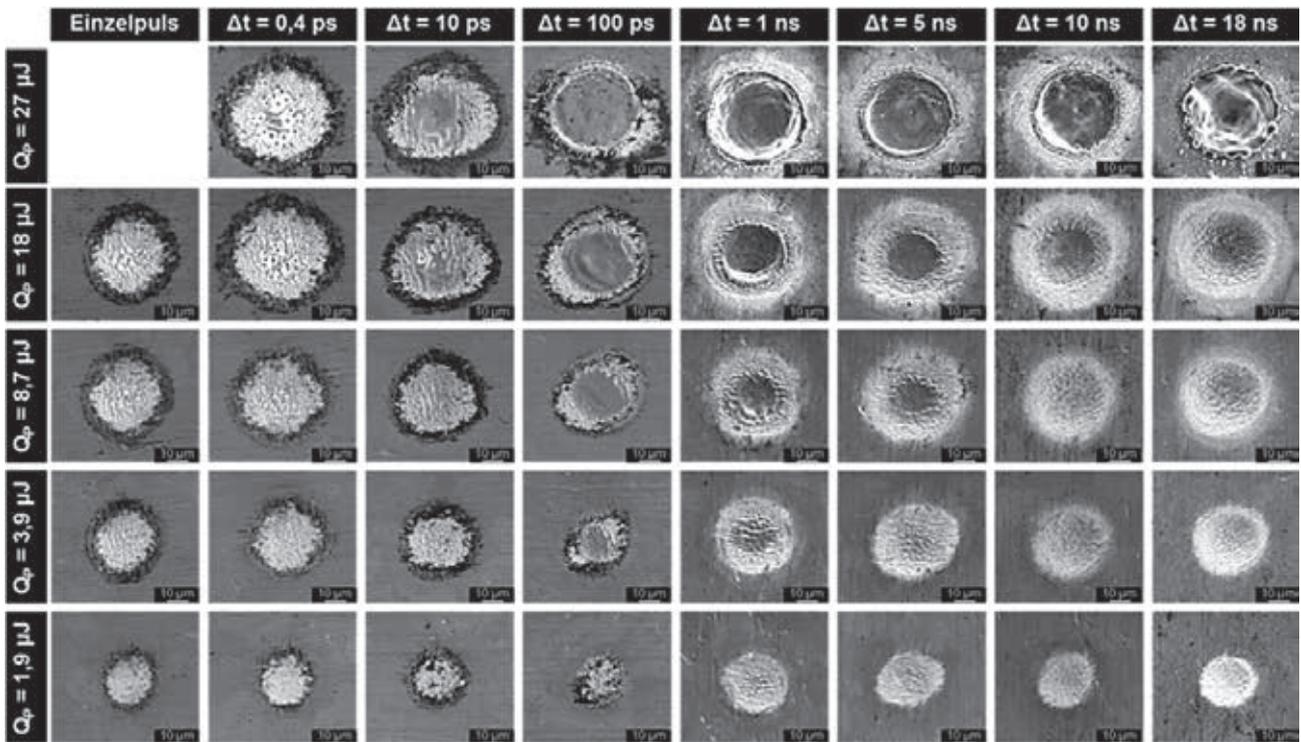


Bild 4: Rasterelektronen-Mikroskopie-Aufnahmen der in Edelstahl erzeugten Ablationskrater, es wurden jeweils 50 Einzel- oder Doppelpulse bei verschiedenen zeitlichen Pulsabständen Δt und Pulsenergien Q_P eingestrahlt.

Dazu wurden die Kratertiefen und Kratervolumen gemessen und durch die Anzahl der Bestrahlungen geteilt. Die zudem betrachteten Ablationsschwellen ergaben sich aus den für die unterschiedlichen Bestrahlungen erhaltenen Kraterdurchmessern [8]. Die messtechnische Analyse der Ablationskrater hinsichtlich Kratertiefe, Kratervolumen und Kraterdurchmesser erfolgte mittels optischer 3D Oberflächenmesstechnik (*ConvoSurf CLV 150*, confovis GmbH).

- Ablationsschwelle

Die ermittelten Ablationsschwellen H_{th} sind in Bild 5 in Abhängigkeit des zeitlichen Pulsabstandes im Doppelpulsereignis gezeigt.

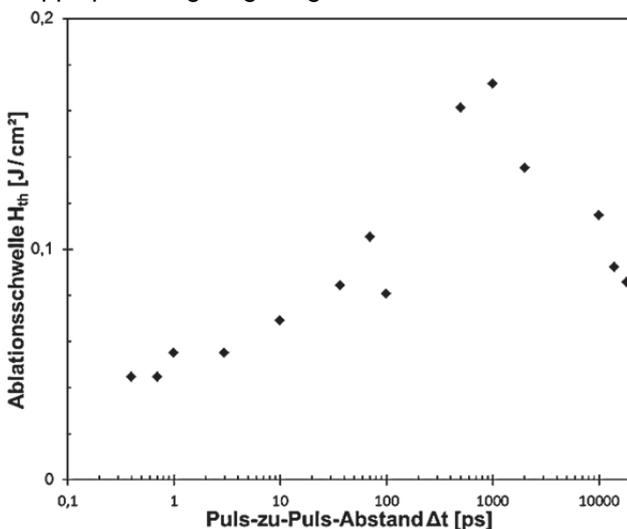


Bild 5: Für Doppelpulsbestrahlungen von Edelstahl in Abhängigkeit des Pulsabstandes ermittelte Ablationsschwellen.

Bis zu einem Laufzeitunterschied von $\Delta t < 3$ ps wurden annähernd gleiche Kraterdurchmesser und mit $H_{th} = 0,05 \text{ J/cm}^2$ entsprechende Ablationsschwellen ermittelt. Für längere Laufzeitunterschiede zeigt Bild 5 zunächst höhere Ablationsschwellen; im Zeitabstand von 1 ns ist die höchste Ablationsschwelle $H_{th} = 0,17 \text{ J/cm}^2$ zu finden. In diesem Zeitbereich kommt es bereits zu Plasmaerscheinungen, initiiert durch den ersten eintreffenden Puls, die möglicherweise die Abschirmung des zweiten Pulses bewirken. In Bild 4 sind für die Pulsabstände 1 ns und 5 ns entsprechend kleinere Kraterdurchmesser zu beobachten, die zu den höheren Ablationsschwellen führt. Eine weitere Erhöhung des zeitlichen Abstandes im Doppelpuls führte wiederum zu geringeren Abtragschwellen. Dieses Verhalten ist in Bild 4 in Form der wieder zunehmenden Kraterdurchmesser erkennbar.

- Abtragtiefe und Volumen

Bild 6 zeigt in halblogarithmischer Darstellung die pro Doppelpulsereignis mit unterschiedlicher Energie und zeitlichem Pulsabstand erreichten Ablationstiefen. Zum Vergleich sind die mit Einzelpulsen erreichten Ablationstiefen aufgetragen (gestrichelte Linie). Mit zunehmender Energie ist das Ansteigen der erreichten Abtragtiefe gezeigt; der Einfluss des zeitlichen Abstandes wird jedoch beim Vergleich der einzelnen Kurven deutlich. Die mit den kurzen Pulsabständen $\Delta t < 1$ ps erreichten Ablationstiefen sind dem Einzelpulsabtrag vergleichbar. Aber auch mit dem längsten untersuchten Laufzeitunterschied von $\Delta t = 18$ ns wurden diese hohen Ablationstiefen erreicht, mit Ausnahme von Bestrahlungen mit Energien größer $20 \mu\text{J}$, bei denen die im Krater befindliche Schmelze zu kleineren Ablationstiefen führte.

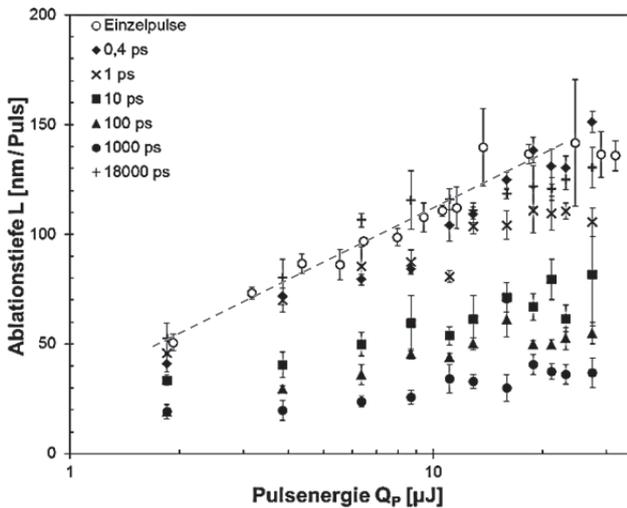


Bild 6: Ablationstiefe pro Einzel- oder Doppelpulsbestrahlung für ausgewählte zeitliche Pulsabstände als Funktion der eingestrahlichten Energie.

Im Vergleich zu den Ergebnissen des Einzelpulsabtrags zeigten dagegen die Doppelpulsbestrahlungen mit Abständen zwischen $1 \text{ ps} < \Delta t < 18 \text{ ns}$ mit zunehmendem zeitlichen Pulsabstand eine geringere Abtragtiefe respektive ein geringeres Abtragsvolumen pro Pulsereignis. Dieses Abtragverhalten wird auch in Bild 7 deutlich, das für ausgewählte Energien das erreichte Abtragsvolumen als Funktion des zeitlichen Abstandes präsentiert. Allerdings wird auch hier der Einfluss des zeitlichen Abstandes im Doppelpulsereignis auf den Abtrag deutlich. Während bis zu einem Laufzeitunterschied von 500 ps das Abtragsvolumen sinkt, ist mit zunehmend längeren Abständen zwischen den Pulsen wiederum ein Anstieg des Abtragsvolumens zu sehen. Für Pulse mit zeitlichen Abständen $\Delta t < 1 \text{ ps}$ sind für die höheren Pulsenergien sogar gegenüber der Einzelpulsbestrahlung höhere Abtragsvolumen erreicht worden. Der mit rund 25 % höchste Zuwachs im Volumenabtrag wurde mit Doppelpulsbestrahlungen der Energie $3,2 \mu\text{J}$ bei einem zeitlichen Pulsabstand von 400 fs erzielt.

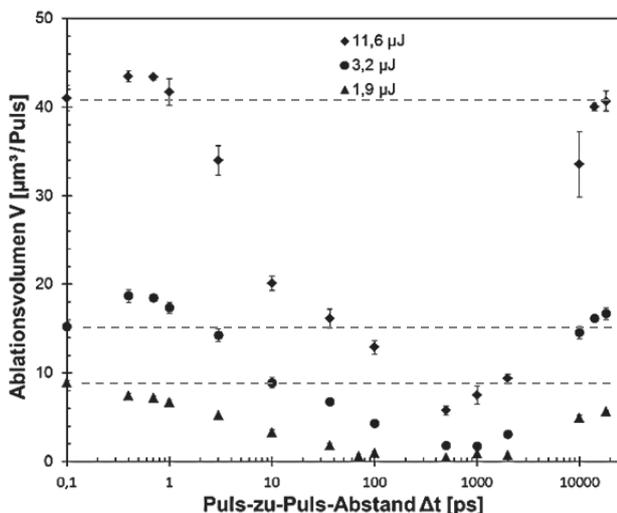


Bild 7: Ablationsvolumen pro Einzel- oder Doppelpulsbestrahlung als Funktion des zeitlichen Pulsabstandes, dargestellt für ausgewählte Gesamtenergien (Einzelpulsablation auf der Ordinate dargestellt).

Als Ursache für das Absinken der Volumenabtragrate wird auch hier das Abschirmen des zweiten Pulses durch die Partikel und das Plasma infolge der Ablation durch den ersten eingestrahlichten Puls vermutet. Die Unregelmäßigkeiten im Kurvenverlauf der Ablationstiefe erklären sich hauptsächlich durch den immer größeren Anteil an wiedererstarrender Schmelze im Ablationskrater. Mit weiterer Verlängerung des zeitlichen Pulsabstandes nimmt der Volumenabtrag wieder zu, bis, wie bereits erwähnt, bei einer Laufzeitdifferenz von $\Delta t = 18 \text{ ns}$ das Abtragniveau der Einzelpulse erreicht wird.

- Abtrageffizienz

Die beim Laserabtragen erzielte Abtrageffizienz, die das Verhältnis von Abtragsvolumen zu beaufschlagter Energie beschreibt, ist in Bild 8 zusammengefasst. Die höchste Abtrageffizienz ist dabei für Pulsenergien zwischen $3 \mu\text{J}$ und $4 \mu\text{J}$ zu sehen. Mit dieser Energie wurden Pulse im Bereich der zum effizienten Laserabtragen optimalen Fluenz eingestrahlt, die bei rund der 7,4-fachen Fluenz der Abtragschwelle liegt [9]. Die größte Abtrageffizienz von $4,8 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$ wurde dabei mit Einzelpulsbestrahlungen sowie mit Doppelpulsen im zeitlichen Abstand von $\Delta t = 400 \text{ fs}$ erzielt. Die mit Doppelpulsen im zeitlichen Abstand von $\Delta t = 1 \text{ ps}$ und $\Delta t = 18 \text{ ns}$ erzielte Abtrageffizienz ist nur geringfügig kleiner; Doppelpulse, die mit einem zeitlichen Abstand von $1 \text{ ps} < \Delta t < 1 \text{ ns}$ eingestrahlt wurden, erbrachten dagegen eine deutlich geringere Abtrageffizienz.

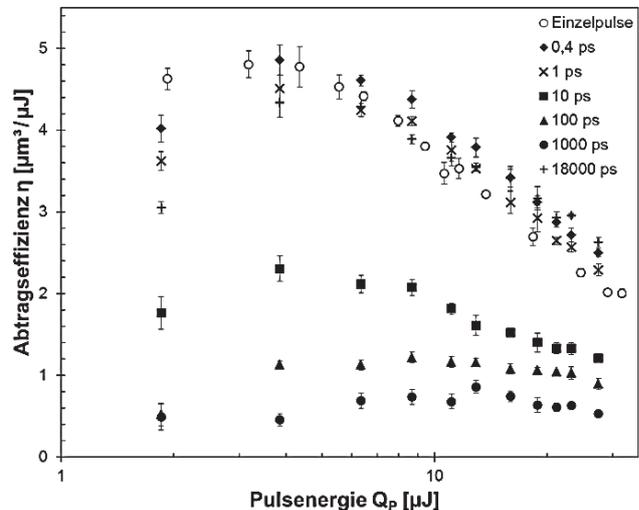


Bild 8: Abtrageffizienz in Abhängigkeit der Pulsenergie, gezeigt für ausgewählte zeitliche Abstände im Doppelpulsereignis sowie zum Vergleich für die Einzelpuls-Laserablation.

- Einfluss der Pulsdauer

Abschließend wurde der Einfluss der Pulsdauer auf den Abtragprozess mit zeitversetzten Doppelpulsen im Abstand zwischen $300 \text{ fs} < \Delta t < 100 \text{ ps}$ untersucht. Dazu sind in Bild 9 die mit Pulsdauern von 10 ps erzielten Ablationsvolumen den mit 200 fs Laserpulsen erreichten Ergebnissen gegenübergestellt. Die pro Pulsereignis jeweilig eingestrahlte Energie betrug $3,2 \mu\text{J}$.

Für die 10 ps langen Pulse ist bis zu einer Laufzeitverschiebung von $\Delta t < 5$ ps ein konstanter, im Bereich des Einzelpulsabtrages liegender Volumenabtrag zu sehen; mit längeren zeitlichen Abständen sinkt der Abtrag.

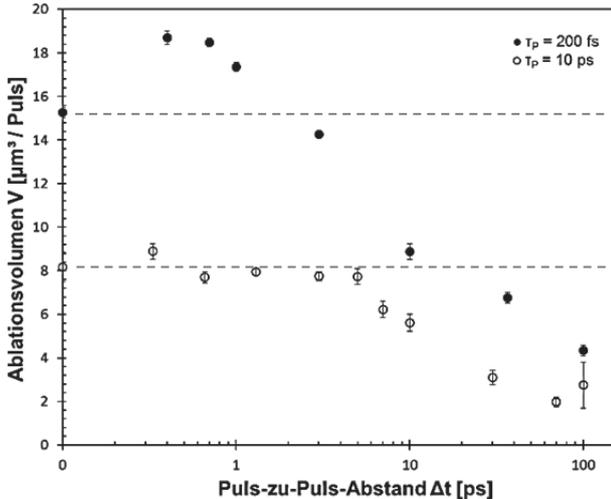


Bild 9: Vergleich der bei der Doppelpuls-Laserablation mit unterschiedlichen Pulsdauern (200 fs und 10 ps) erreichten Ablationsvolumen, die Ergebnisse der Einzelpulsablation sind auf der Ordinate dargestellt, pro Pulsereignis wurde eine Energie von $3,2 \mu\text{J}$ eingestrahlt.

Im Vergleich mit den 200 fs - Laserpulsen fallen die deutlich geringeren Ablationsvolumen auf, was sich in der geringeren Abtrageffizienz von Pikosekunden gegenüber Femtosekunden-Laserpulsen begründet [10]. Auch waren die mit Doppelpulsen der Pulsdauer 10 ps gefertigten Ablationskrater generell mit einem höheren Anteil an wiedererstarteter Schmelze gefüllt. Dies wurde bei allen untersuchten Pulsenergien und zeitlichen Abständen im Doppelpulsereignis beobachtet.

4. Zusammenfassung

Das Doppelpuls-Laserabtragen von Edelstahl 1.4301 wurde in Abhängigkeit des zeitlichen Abstandes zwischen zwei ultrakurzen Pulsen sowie der beaufschlagten Gesamtenergie untersucht und mit den durch Einzelpulsabtragen erhaltenen Ergebnissen verglichen. Die zeitliche Modulation der Doppelpulse erfolgte dabei mit Hilfe eines eigens entwickelten optischen Aufbaus, mit dem der Laserstrahl in zwei Teilstrahlen zerlegt und, durch Veränderung der Strahlweglänge, Laufzeitunterschiede zwischen den zwei Pulsen im Bereich $-330 \text{ ps} < \Delta t < 18 \text{ ns}$ erreicht werden konnten.

Die durchgeführten Untersuchungen leisten einen wichtigen Beitrag zur weiteren Aufklärung der bei der Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung mit sehr hohen Pulsfrequenzen stattfindenden Wechselwirkungsprozesse, wie sie beispielsweise bei der hochrepetierenden oder der Burst-Laserbearbeitung zu finden sind. Zudem lassen sich aus den erhaltenen Ergebnissen wichtige Aussagen zur effektiven Gestaltung der Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung in Bezug auf Abtrage, Effizienz und Qualität ableiten.

Die Untersuchungen an Edelstahl 1.4301 zeigten, dass Doppelpulsbestrahlungen mit Pulsabständen $\Delta t < 1$ ps keine entscheidende Veränderung der Ablationsschwelle bewirken; größere zeitliche Abstände allerdings zu höheren Abtragschwellen führen. Im Vergleich zum Einzelpulsabtrag konnte für die kurzen Zeitabstände ein Anstieg des Volumenabtrags bei gleich eingestrahelter Gesamtenergie festgestellt werden. Der mit 25 % größte Zuwachs der Volumenabtrage wurde dabei mit Doppelpulsen der Energie $3,2 \mu\text{J}$ bei einem zeitlichen Pulsabstand von 400 fs erzielt. Andererseits waren die mit den langen zeitlichen Pulsabständen $\Delta t = 18 \text{ ns}$ erzielten Abtragraten denen der Einzelpulsbestrahlung vergleichbar. Daraus kann geschlossen werden, dass mit einer maximalen Pulswiederholrate von bis zu 55 MHz kaum Einbußen bezüglich erreichbarer Abtragraten und Effizienz auftreten. Allerdings war in den Rasterelektronen-Mikroskopie-Aufnahmen dieser Ablationskrater eine verstärkte Entstehung von Schmelze zu sehen, die sich bei der flächigen Bearbeitung vermutlich nachteilig auf die Bearbeitungsqualität auswirkt. Zudem zeigte der Vergleich des Doppelpulsabtrags mit ultrakurzen Pulsen unterschiedlicher Pulsdauer, dass mit Femto- gegenüber Pikosekunden-Laserpulsen deutlich höhere Abtragsvolumen erreicht werden können.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (FKZ: 03IPT506X).



Literaturverzeichnis

- [1] J. Schille, L. Schneider, U. Löschner, Appl. Phys. A, Vol. 120, Issue 3, 2015, S. 847-855.
- [2] W. Hu, Y.C. Shin, G. King, Appl. Phys. A, Vol. 98, Issue 2, 2015, S. 407-415.
- [3] D. E. Roberts, A. Du Plessis, L. R. Botha, Applied Surface Science 256, (2010), 1784-1792.
- [4] J.G. Donnelly, S. Lunney, R. Amoroso, R. Bruzzese, X. Wang, X. Ni, Journal of Applied Physics 106, 013304, (2009).
- [5] J. Mildner, C. Sarpe, N. Götte, M. Wollenhaupt, T. Baumert, Applied Surface Science 302, (2014), 291-298.
- [6] I.H. Chowdhury, X. Xu, A. M. Weiner, Appl. Phys. Letters 86, 151110, 2005.
- [7] A. Semerok, C. Dutouquet, Thin Solid Films 453-454, (2004), 501-505.
- [8] J. M. Liu, Optics Letters, Vol. 7, No. 5, (1982).
- [9] G. Raciukaitis, M. Brikas, P. Gecys, B. Voisiat, M. Gedvilas, J. Laser Micro/Nanoeng. 4, 2009, S. 186-191.
- [10] P. Lickschat, J. Schille, M. Müller, S. Weißmantel, G. Reißer, Scientific Reports, Journal of the University of Applied Sciences Mittweida, Nr. 145, 2014.

SCHNELLES LASERLÖTEN VON ZELLVERBINDERN

Sebastian Weinhold, Robby Ebert, Horst Exner
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Das Laserlöten von Zellverbindern in der Photovoltaik ist ein bekanntes Verfahren, das sich allerdings bislang gegenüber dem konventionellem Lötverfahren nur punktuell durchsetzen konnte und somit als Sonderverfahren kaum eine Bedeutung besitzt. Im Hinblick auf neue Zellkonzepte, bei denen die Zellen empfindlich auf hohe Temperaturen reagieren, oder eine verbesserte Modullebensdauer aufweisen müssen, werden neue Laserlötverfahren aber zunehmend interessant.

Es werden grundlegende Untersuchungen und Ergebnisse zu einem neuartigen schnellen Laserlötverfahren vorgestellt. Dieses Verfahren unterscheidet sich gegenüber den bisherigen Lötverfahren dadurch, dass mittels eines kurzen Laserpulses im Millisekundenbereich die zum Löten benötigte thermische Energie im Zellverbinder durch einen Tiefschweißpunkt deponiert wird ohne die Zelle selbst oder den kompletten Zellverbinder übermäßig aufzuheizen. Auf diese Weise konnte die thermische Belastung der Zelle signifikant verringert werden. Auch durch den Abkühlprozess beim konventionellen Löten auftretende mechanische Spannungen zwischen Verbinder und Zelle wurden entsprechend verringert. Die Festigkeit der erzeugten Lötverbindungen wurde durch Drahtabzugstests überprüft und lag im Bereich der Festigkeit des Zellverbinders.

1 Einleitung

Laserlöten wird bisher ausschließlich mit kontinuierlich strahlenden Laserquellen, meist Diodenlasern, realisiert. Das Verfahren zeichnet sich gegenüber anderen Lötverfahren durch Reduzierung der Verfahrensschritte, berührungslose Energiezufuhr, relativ hohe Leistungsdichte und sehr gute Automatisierbarkeit aus. Meist sind die Geräte mit einem integrierten Pyrometer zur schnellen Messung der Temperatur und Regelung der Laserleistung ausgestattet. Der Lötprozess ist dadurch prozessstabil und liefert reproduzierbare Qualität.

Industriell wird das Verfahren vor allem in der Automobilbranche eingesetzt, da Verbindungen mit hohen Festigkeiten realisiert werden können, die aufgrund ihrer sehr guten Oberflächenqualität keine Nacharbeit erfordern. Zudem zeichnet sich das Verfahren durch eine zwar konzentrierte aber räumlich sehr beschränkte und damit geringe Energiebelastung des Werkstücks aus, womit Karosseriebauteile verzugsarm verbunden werden können. Auch in der Elektronik wird das Laserlötverfahren zur elektrischen Kontaktierung thermisch empfindlicher Komponenten oder von Mikrokontakten bereits umfangreich genutzt.

In der Solarindustrie ist das Verfahren jedoch bisher kaum verbreitet. Am ISF Hameln wurde das „Lead Free On-Laminat Laser Soldering“ - Verfahren entwickelt, bei dem einzelne Solarzellen im Baukastenprinzip zu einem String gelötet werden [1]. Das Fraunhofer ISE Freiburg setzte zum Verbinden von Zellen eine ähnliche Technologie ein [2]. Die Verfahren kamen jedoch nur für konventionelle Zellen (2 - 3 Busbars mit 7 - 8 Lötstellen je Busbar) zum Einsatz. Die Bearbeitungszeit pro Lötstelle lag bei 300 - 500ms, wobei z.T. noch eine Vorwärmung der Zelle erforderlich war. Aus Kostengründen (Evaluierungskosten, Kosten der Laserquelle, Preisverfall Modulpreis) wurden die Verfahren bisher nicht industriell eingesetzt.

Zum neuartigen schnellen Laserlöten mit Bearbeitungszeiten von wenigen Millisekunden je

Lötstelle unter Nutzung von brillanten Faserlasern sind bisher keine Veröffentlichungen bekannt.

2 Material und Methoden

Die Untersuchungen wurden mit einem Monomode Faserlaser der Firma IPG durchgeführt. Die verwendeten Laserparameter sind in der Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Untersuchungsparameter

Wellenlänge λ	1070 nm
Pulsdauer τ_H	2,5 – 5,5 ms
Beugungsmaßzahl M^2	1,1
Strahldurchmesser d_{86}	24 – 100 μm
Pulsenergie Q	100 - 470 mJ

Für die Experimente wurde eine Scanoptik mit einer Brennweite von 162 mm eingesetzt (Strahlmessung Bild 1). Der Fokusbereich (86% Leistungseinschluss) betrug in der Messebene 24 μm .

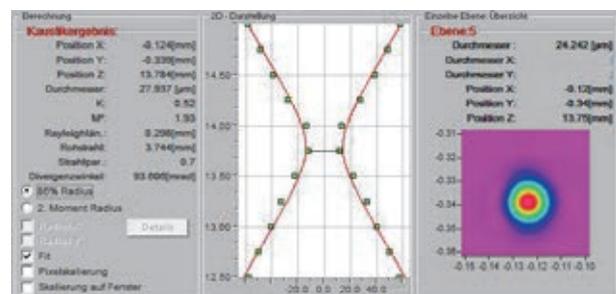


Bild 1: Messung Strahlprofil am Faserlaser YLR-300-SM-WC der Firma IPG bei $f = 163$ mm

Als Probematerial wurden polykristalline Silizium-Wafer mit entsprechenden Leiterbahnen aus Silber (Breite 1,25 mm, Höhe 10 μm) sowie verzinnete Kupferdrähte mit einem Durchmesser von 220 μm (200 μm Drahtdurchmesser und 10 μm Zinnschichtdicke) eingesetzt.

3 Ergebnisse und Diskussion

Bei den Untersuchungen wurde zunächst mit einer konstanten Pulsdauer von 3,5 ms gearbeitet und der Strahldurchmesser schrittweise von 24 µm auf 40, 65 und 100 µm variiert. Mit dem entsprechenden Durchmesser wurde der Prozess jeweils unter Anpassung der Strahlleistung durchgeführt. Die qualitativen Ergebnisse dieser Untersuchungen sind im Bild 2 und 3 dargestellt.

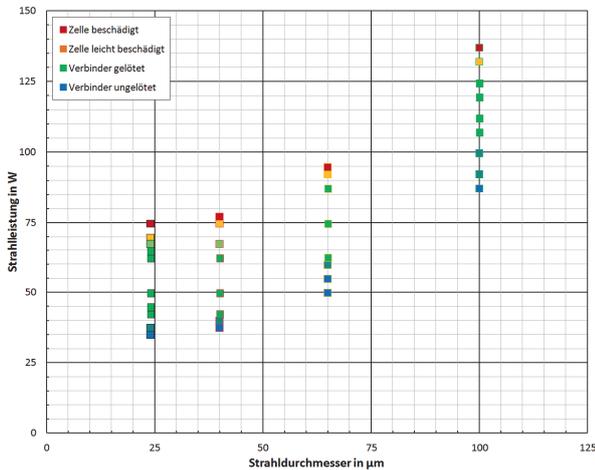


Bild 2: Qualität der Lötverbindung in Abhängigkeit des verwendeten Strahldurchmessers und der Strahlleistung

Die Qualität der Lötverbindung geht in allen Abbildungen aus der Farbkennzeichnung hervor. Die Farbe Rot steht für Wafer beschädigt, orange leicht beschädigt während blau bedeutet, dass keine Lötung erfolgte. Grün steht für ein qualitativ gutes Lötresultat.

Die Darstellung zeigt, dass bei allen untersuchten Strahldurchmessern ein Leistungsbereich gefunden wurde, in dem der Lötprozess definiert ablief. Aus der Abbildung geht auch hervor, dass sich mit zunehmendem Strahldurchmesser erwartungsgemäß die zum Löten benötigte Strahlleistung vergrößerte. Die optimale Spitzenintensität blieb allerdings nicht gleich, da die Leistung nur linear anstieg (Bild 3).

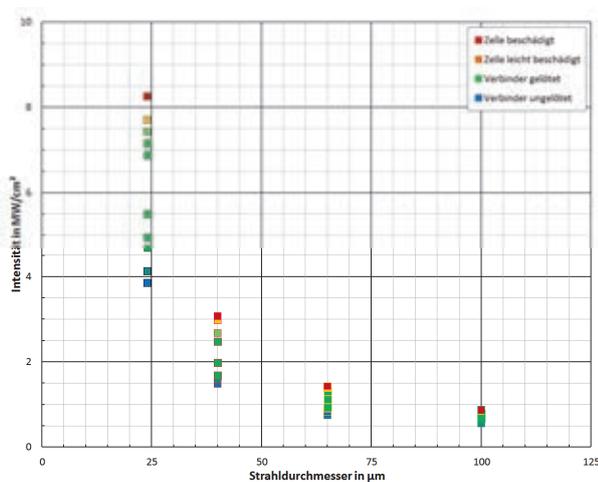


Bild 3: Qualität der Lötverbindung in Abhängigkeit des Strahldurchmessers und der wirkenden Spitzenintensität

Somit war mit einem Strahldurchmesser von 24 µm die größte Spitzenintensität notwendig. Diese führte zu einem großen Temperaturgradient und zu einer kurzen Zeitdauer, bis die Löttemperatur erreicht wurde. Es entstand ein relativ großes Prozessfenster mit einer Intensität von 4,5 – 7,2 MW/cm². Mit der weiteren Vergrößerung des Strahldurchmessers auf 40 µm musste die applizierte Intensität verringert werden, da sonst zu viel Energie eingebracht worden wäre. Das Prozessfenster reduzierte sich auf einen Intensitätsbereich von 1,7 bis 2,2 MW/cm². Diese Tendenz setzte sich bei noch größeren Strahldurchmessern fort, so dass bei einem Strahldurchmesser von 100 µm nur noch eine eng tolerierte Intensität von 0,35 MW/cm² angewandt werden konnte. Da aber die Leistung in dem Bereich von 108 bis 125 W variiert werden konnte (Bild 2), war auch dieser Wert praktikabel. Trotz Leistungsvariation wurde annähernd die gleiche Intensität angewandt, was dazu führte, dass die thermischen Verhältnisse bei dem großen Durchmesser relativ konstant blieben.

Bei weiteren Untersuchungen fanden mit einem konstanten Strahldurchmesser von 24 µm statt. Die Pulsdauern wurden von 2,5 über 3,5 und 4,5 bis 5,5 ms variiert. Bei jeder Pulsdauer wurde unter Variation der Laserleistung wiederum der Bereich ermittelt, in dem die Verbinder sicher gelötet werden konnten (Bild 4).

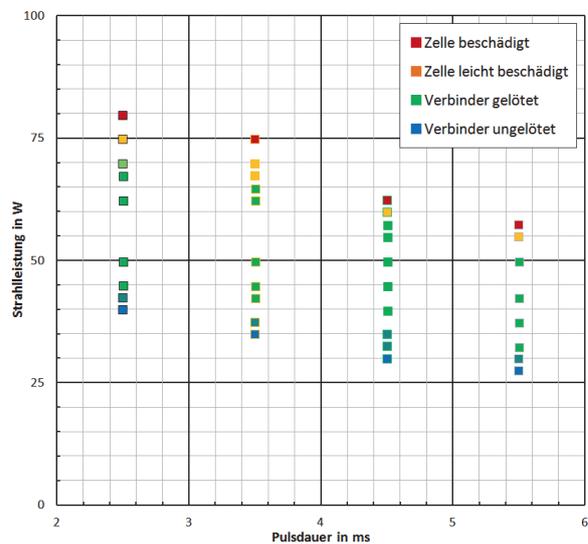


Bild 4: Qualität der Lötverbindung in Abhängigkeit der verwendeten Pulsdauer und der Strahlleistung

Aus der Darstellung geht hervor, dass bei allen untersuchten Pulsdauern ein definierter Leistungsbereich gefunden werden konnte, in dem der Lötprozess prozesssicher funktionierte. Die Abbildung zeigt, dass für ein qualitativ gutes Lötresultat mit steigender Pulsdauer die Strahlleistung etwas reduziert werden musste.

Durch die Änderung der Pulsdauer und der Strahlleistung kam es auch zu einer Änderung der angewandten Pulsenergie (Bild 5).

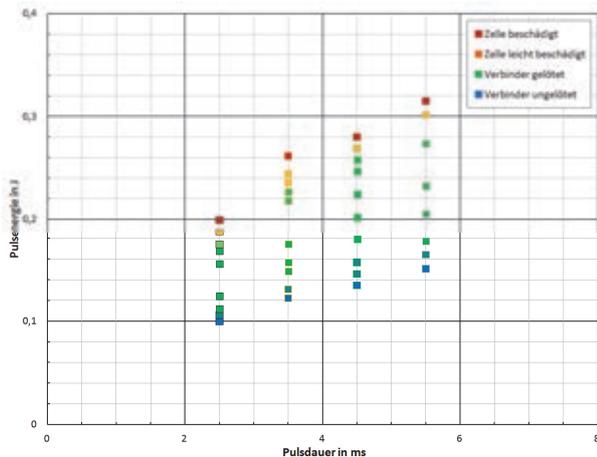


Bild 5: Qualität der Lötverbindung in Abhängigkeit der verwendeten Pulsdauer und der wirkenden Pulsenergie

Trotz der Verringerung der Strahlleistung bei zunehmender Pulsdauer stieg der Wert der applizierten Pulsenergie im optimalen Parameterfeld an. Der Parameterbereich für ein gutes Lötresultat vergrößerte sich mit steigender Pulsdauer durch deren Einfluss auf die Pulsenergie ebenfalls.

Im Hinblick auf weitere Wafer-Prozessschritte und die Vielzahl an durchzuführenden Lötprozessen ist die kürzere Pulsdauer jedoch zu bevorzugen. Dabei wird nur die Hälfte an Energie in den Wafer eingebracht.

Analyse der Lötverbindung

Die Qualität der erzeugten Lötverbindungen wurde in zweierlei Hinsicht untersucht. Zum einen wurden Drahtabzugstests durchgeführt. Dabei lagen die Werte für die Drahtabzugskräfte durchweg über 0,5 N, also im Bereich konventionell gelöteter Wafer und teils auch darüber. Die Festigkeit der Lötverbindung entsprach somit dem industriellen Standard.

Darüber hinaus wurden an den erzeugten Lötverbindungen Schliifpräparationen vorgenommen um eine Aussage über die Anbindung zwischen Draht und elektrischem Kontakt auf dem Wafer zu erhalten, sowie die Ausdehnung möglicherweise vorhandener intermetallische Phasen zu bewerten (Bild 6).

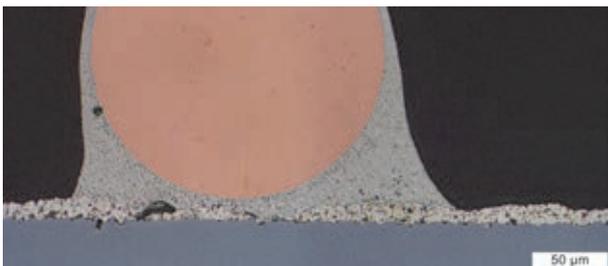


Bild 6: Querschliff einer Laserlötverbindung

Die Schliifproben zeigten dabei durchweg eine gute Anbindung zwischen der Silberschicht auf dem Wafer und dem Zellverbinder. Es gab nur eine geringe Zahl an Einschlüssen, die dann auch nur sehr klein und unbedeutend für die Festigkeit der Lötstelle waren. Die durch Anätzen sichtbar gemachten intermetallischen Phasen besaßen nur eine sehr geringe Ausdehnung, die der Haftung dienlich sein sollte aber zu keiner Versprödung der Verbindungsstelle durch den Laserlötprozess führte.

4. Zusammenfassung

Es wurden Ergebnisse zum schnellen Laserlöten von verzinneten Drähten gezeigt und die Einflüsse von Strahldurchmesser, Intensität und Pulsenergie diskutiert. Aus den Untersuchungsergebnissen ließ sich die industrielle Umsetzbarkeit des schnellen gepulsten Laserlötens anhand diverser Prozessfenster ableiten. Die Qualität der Lötverbindungen wurde anhand von Drahtabzugstests und der metallographischen Auswertung von Schliifproben untersucht. Die erzeugten Lötverbindungen waren mit konventionell gelöteten Proben hinsichtlich ihrer Haftfestigkeit, der Lotanbindung und der metallographischen Erscheinung mindestens vergleichbar oder sogar besser.

Die angewandte Spitzenintensität im Bereich von 0,35 bis 7,2 MW/cm² gab einen Hinweis auf den neuartigen Prozess. Im zu lötenden Draht fand ein kurzzeitiger Tiefschweißprozess mit Plasmabildung statt. Dies wurde auch beobachtet. Er ermöglichte eine schnelle und effektive Energieeinkopplung. Darin unterscheidet sich der Prozess von allen bisher verwendeten Laserlötprozessen. Dort liegt die Intensität im Bereich von 10 – 100 kW/cm² und es kommt lediglich zum Aufschmelzen des Lotes..

Für das neuartige Verfahren wurde ein Patent beantragt.

Danksagung

Das Vorhaben wurde aufgrund eines Beschlusses des Bundestages durch das BMWi gefördert (FKZ 0325716C). Wir danken weiterhin Herrn Eysert vom Fachbereich Maschinenbau für die Anfertigung des Schliifbildes und den Kollegen von Solarworld Innovations GmbH für die Durchführung der Drahtabzugstests.

Literaturverzeichnis

- [1] Maren Gast, Marc Köntges, Rolf Brendel: „Lead-Free On-Laminate Laser Soldering“, Progress in Photovoltaics: Research and Applications Volume 16, Issue 2, 2008, pages 151–157,
- [2] H. Wirth: „Lasers in Wafer-based PV Module Production“, Laser Technik Journal, Volume 7, Issue 4, 2010, pages 36 – 38

STRUKTURIERUNG VON ZELLVERBINDERN DURCH SCHMELZUMLAGERUNG

Sebastian Weinhold¹, Robby Ebert¹, Martin Kutzer², Horst Exner¹

¹Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

²Solarworld Innovations GmbH, Berthelsdorfer Str. 111 A, D-09599 Freiberg

Zur Verbesserung der Effizienz von Solarmodulen gibt es schon länger die Überlegung das Sonnenlicht, welches auf Totbereiche im Modul fällt, durch Streuung oder Mehrfachreflexion zusätzlich für die Solarzelle nutzbar zu machen. Zu den besagten Bereichen zählen neben den Zellzwischenräumen auch die Zellverbinder, die auf der sonnenzugewandten Seite der Solarzelle einfallendes Licht reflektieren und die Zelle abschatten.

Durch eine Erzeugung von oberflächlichen Wellenstrukturen mittels Laserstrukturierung sollte eine Mehrfachreflexion des auf den Zellverbinder einfallenden Sonnenlichts hin zur Solarzelle erfolgen. Um möglichst wenig Wärmeenergie in den Zellverbinder einzubringen, wurde mittels Monomode-Faserlaser und schneller Strahlablenkung über ein Laserscansystem ein Schmelzumlagerungsprozess initiiert. Bei diesem wurde nur die auf der Oberseite des Verbinders vorhandene Lotschicht zu einer Wellenstruktur umgeformt. Es wurde die Abhängigkeit der Strukturbildung von den Laserparametern untersucht. Die erzielten Ergebnisse werden präsentiert. Die Wirkung der erzeugten Strukturen wurden mit dem LBIC – Verfahren validiert und ein zusätzlicher Lichteinfang von bis zu 21 % festgestellt.

1 Einleitung

Der Wirkungsgrad eines Solarmoduls ist nicht ausschließlich von dem der verwendeten Solarzellen abhängig. Viele weitere Komponenten, wie das Einbettmaterial, Deckgläser, die Zellverbinder oder das Material der Modulrückseite besitzen ebenfalls einen großen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Photovoltaikmoduls. So können die vom Deckglas reflektierten und damit verlorenen Lichtanteile mit Antireflexbeschichtungen oder / und einer speziellen Oberflächenstruktur verringert werden [1]. Es gab auch Bestrebungen das einfallende Lichtspektrum zu konvertieren und für die Solarzelle besser nutzbar zu machen. Dazu geeignete Materialien sind aber zumeist Elemente der Seltenen Erden, die in das Deckglas durch Dotieren eingebracht werden müssen. Aufgrund der begrenzten Vorkommen sind diese Materialien derzeit entsprechend teuer und deren Verwendung im Solarmodul daher unwirtschaftlich [2]. Der Zellverbinder und die Zellzwischenräume stellen einen Totbereich im Modul dar, das heißt, das hier einfallende Licht bleibt eigentlich gänzlich ungenutzt. Mit der Verwendung weißer Rückseitenfolien konnte zumindest bei den Zellzwischenräumen erreicht werden, dass das hier auftreffende Licht teilweise durch Streuung und Mehrfachreflexion doch noch für die Solarzelle nutzbar ist. Ähnliches wurde am Zellverbinder mit weißen Schichten oder reflektierenden Elementen aus Kunststoff versucht. Das Hauptproblem besteht darin, dass der Zellverbinder erst nach der Fertigstellung der Modulverschaltung bzw. nach der Fertigstellung des Strings mit dem jeweiligen reflektiven Element bzw. der reflektierenden Schicht ausgestattet werden kann [3].

Das Ziel der Untersuchungen bestand darin, ein neues kostengünstiges Laserbearbeitungsverfahren zu entwickeln, das im Modulfertigungsprozess angewendet werden kann und den Modulwirkungsgrad durch Mehrfachreflexion des auf den Zellverbinder einfallenden Sonnenlichts steigert, dabei aber keine Schädigungen verursacht.

2 Material und Methoden

Die Untersuchungen wurden mit einem Monomode Faserlaser der Firma IPG durchgeführt. Die verwendeten Laserparameter sind in der Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Verwendete Laserparameter

Wellenlänge λ	1070 nm
Beugungsmaßzahl M^2	1,1
Strahldurchmesser	40 μm
Strahlleistung	30 – 166 W
Strahlablenkgeschwindigkeit	5 m/s

Für die Experimente wurde eine Scanoptik mit der Brennweite von 162 mm eingesetzt (Strahlmessung Bild 1). Der Fokusbereich (86% Leistungseinschluss) betrug in der Messebene 24 μm .

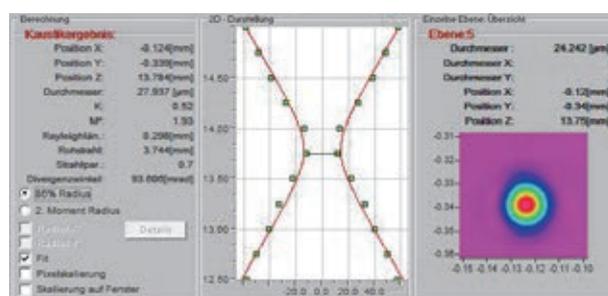


Bild 1: Messung Strahlprofil am Faserlaser YLR-300-SM-WC der Firma IPG bei $f = 163$ mm

Als Probematerial wurden gelötete und ungelötete verzinnete Kupferbänder mit einer Dicke von 220 μm (200 μm Banddicke und 10 μm Zinnschichtdicke) eingesetzt.

Mit der Strukturierung der Längsverbinder bzw. der Lötsschicht auf den Längsverbindern durch Schmelzumlagerung sollte eine Verbesserung des Lichteinfangs von Solarmodulen erzielt werden.

Dazu sollte erfahrungsgemäß eine Wellenstruktur / Grabenstruktur mit einer Wellenlänge von 50 – 500 μm und einer Amplitude von 20 μm sowie einer Neigung der Grabenflanke von 21° zur Ebene realisiert werden (Bild 2).

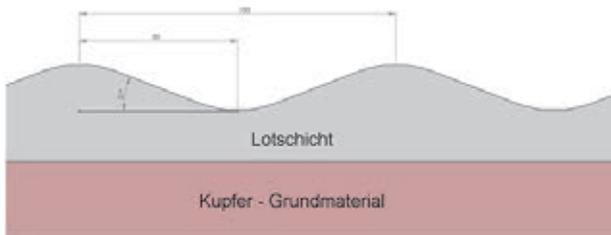


Bild 2: Skizze Zielstruktur

Mit einer derartigen Struktur sollte eine Mehrfachreflexion des auf den Verbinder auftreffenden Lichtes mit Deckglas und Zelle erreicht werden. Als Randbedingung sollten möglichst wenige Abprodukte aus dem Laserprozess in der Grabenstruktur verbleiben, da es ansonsten zur Verringerung des Reflexionsgrades der Oberfläche kommt. Geometrische Unregelmäßigkeiten in der erzeugten Grabenstruktur wirken positiv, da sich im Testbetrieb gezeigt hat, dass diese einen verstärkten Lichteintrag bewirken.

3 Ergebnisse und Diskussion

Um die benötigte Wellen - Struktur mit unterschiedlicher Grabentiefe erzeugen zu können wurden erste Untersuchungen zur Abhängigkeit der Strukturgröße von der Strahlleistung durchgeführt. Das noch ungelötete Bandmaterial wurde dazu mit einem Strahldurchmesser von 40 μm und einer Strahlableitungsgeschwindigkeit von 5 m/s in einem Leistungsbereich von 30 bis 60 W bestrahlt.

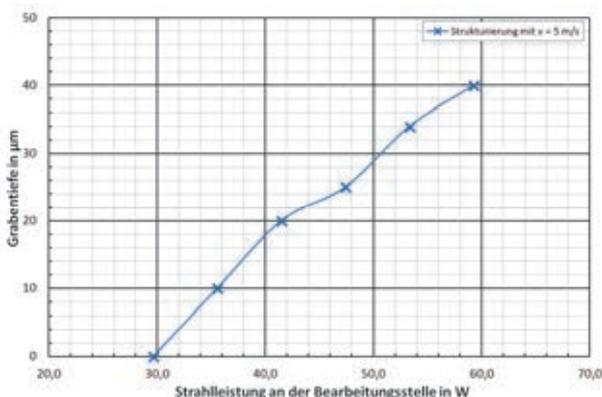


Bild 3: Abhängigkeit der Grabentiefe von der Strahlleistung

Aus Bild 3 geht hervor, dass die Grabentiefe definiert über die applizierte Strahlleistung eingestellt werden konnte. So wurde bei einer Strahlleistung von 41,5 W eine Wellenstruktur mit einer Tiefe von 20 μm erzeugt (Bild 4), bei Erhöhung der

Laserleistung auf 60 W wurde eine Tiefe von 40 μm erzielt (Bild 5).

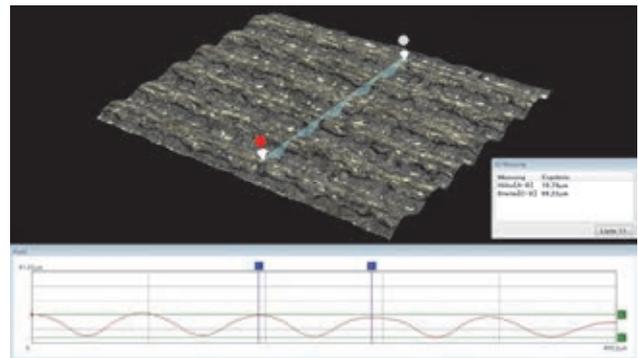


Bild 4: Profil einer Probestruktur ($P = 41,5 \text{ W}$; $v = 5 \text{ m/s}$)

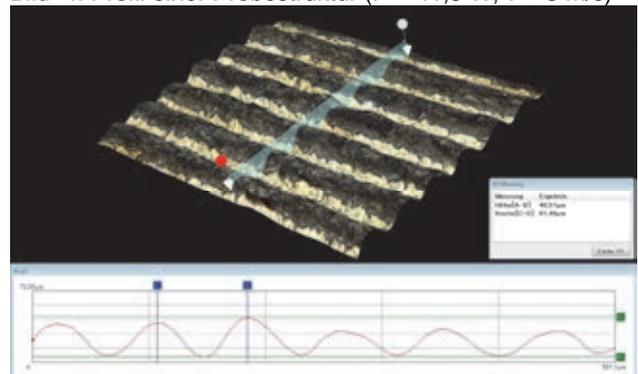


Bild 5: Profil einer Probestruktur ($P = 59,3 \text{ W}$; $v = 5 \text{ m/s}$)

Während bei der Verwendung geringerer Laserleistungen kaum ein Prozessleuchten feststellbar war und die erzeugte Struktur aus einer thermisch getriebenen Umlagerung der Lotschicht hervor ging kam es darüber hinaus bei höherer Strahlleistung vermehrt zur Ablagerung von Abprodukten in der Grabenstruktur gepaart mit einem deutlichen Prozessleuchten, was auf Verdampfungsprozesse hindeutete. Ablagerung wiederum wirken sich negativ auf den Reflexionsgrad der Oberfläche aus.

Die im realen Produktionsprozess vorkommenden gelöteten verzinneten Kupferbänder auf den Testzellen wurden durch den Lötprozess im Vergleich zum Ausgangsmaterial stark verändert. Die Lotschicht wurde aufgeschmolzen und besaß daher keine glatte Oberfläche mehr. Es konnten Strukturen und Unebenheiten der Lotschicht im Größenbereich der Mikrostrukturierung festgestellt werden. Zum Teil hatte sich die Lotschichtdicke durch den Lötprozess in ihrer Dicke stark verkleinert, da sich das Lot zwischen Wafer und Band ansammelte. Somit fehlte an der Bandoberseite an diesen Stellen das Lot für den Umlagerungsprozess. Darüber hinaus variierte die Dicke der Lotschicht in Quer- und in Längsrichtung der verzinneten Zellverbinder (Bild 6).

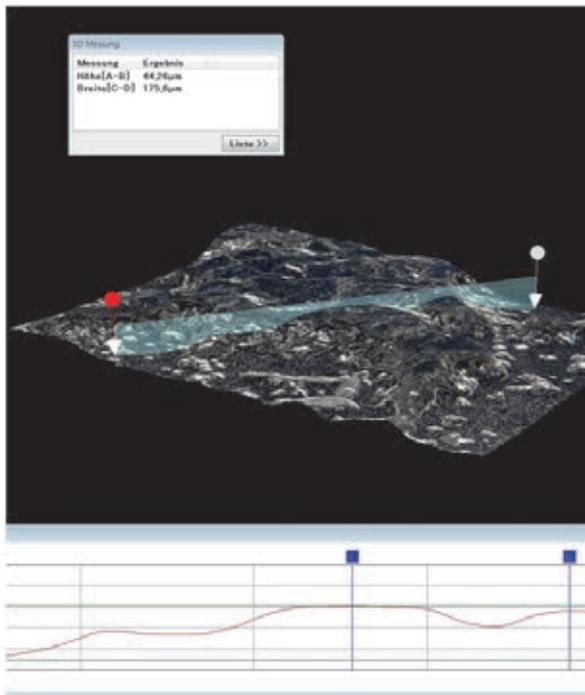


Bild 6: Profildarstellung Unebenheit der Lotschicht auf einem gelötetem Kupferband

Um zu einem besseren Ausgangspunkt in Form einer verbesserten Oberflächenstruktur für die Laserstrukturierung zu kommen, wurden zusätzlich Untersuchungen zum Glätten der Lotschicht unternommen. Die Lotschicht konnte mit einer Strahlablengeschwindigkeit von 1 m/s und einer Strahlleistung von 47,4 W geglättet werden (Bild 7).

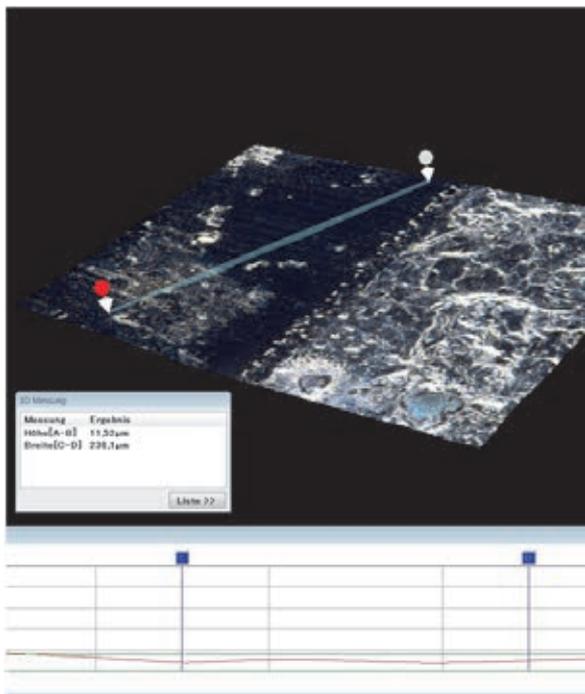


Bild 7: Profil geglättete Oberfläche (Welligkeit auf 11 µm reduziert)

Die Restwelligkeit konnte so zwar auf eine Strukturgröße von ca. 11 µm reduziert werden, durch das Bestrahlen der Bandoberfläche mit einem geringen Linienabstand von 25 µm und die reduzierte

Strahlablengeschwindigkeit dauerte der Glättungsprozess jedoch sehr viel länger als die eigentliche Strukturierung.

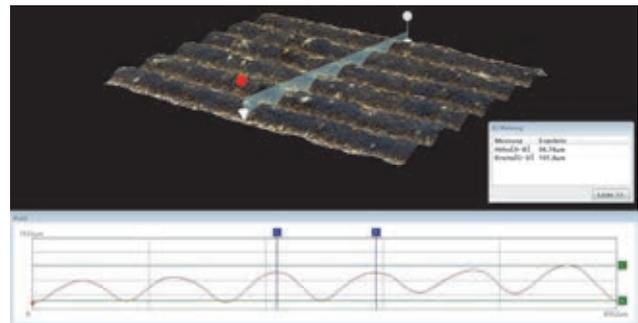


Bild 8: Profil auf gelötetem Verbinder mit erhöhter Strahlleistung ($P = 166 \text{ W}$, $V = 5 \text{ m/s}$)

Eine weitere Bearbeitungsvariante bestand darin den Schmelzulagerungsprozess durch Erhöhung der Laserleistung mehr in Richtung Strukturierung zu verschieben (Bild 8). Es wurde so mit einer Laserleistung von 166 W eine Grabtiefe von 36 µm realisiert, die allerdings zur Freilegung des Grundmaterials und zu Ablagerungen von Abprodukten in der Struktur führte.

In Anwendung der gesammelten Erkenntnisse wurde eine Strahlleistung auf 100 W gewählt. Die so hergestellte Wellenstruktur war sehr unregelmäßig und besaß nur ein geringes Aspektverhältnis (Bild 9).

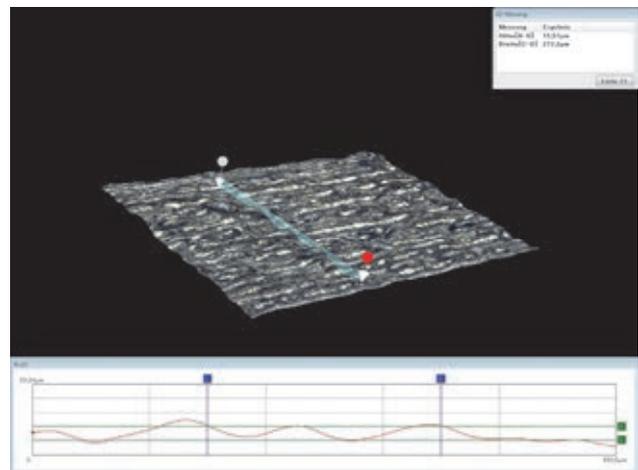


Bild 9: Profilaufnahmen von strukturiertem, gelöteten Zellverbinder ($P = 100 \text{ W}$, $v = 5 \text{ m/s}$)

Gleichzeitig konnten aber Ablagerungen in der Struktur vermieden und eine signifikante Verbesserung des Lichteinfangs von bis zu 21% erzielt werden, da die unregelmäßige Struktur als Ausgangspunkt für Mehrfachreflexionen vorteilhafter für die Energieausbeute im Vergleich zu einer sehr regelmäßigen Strukturierung war. Die Messung erfolgte mit dem LBIC – Verfahren beim Projektpartner Solarworld Innovations GmbH.

4. Zusammenfassung

Es wurden Ergebnisse zum definierten Strukturieren von verzinnnten Zellverbindern mittels eines lasergestützten Umschmelzverfahrens vorgestellt und die Einflüsse von Strahlleistung und Materialbeschaffenheit (ungelötet / gelötet) diskutiert. Die Untersuchungsergebnisse zeigen die Machbarkeit des Verfahrens und sein Potential hinsichtlich der verbesserten Lichtausbeute. Im Gegensatz zu vielen anderen Ansätzen zur Steigerung des Modulwirkungsgrades könnte durch die Laserstrukturierung des Zellverbinders der Modulwirkungsgrad ohne weiteren Materialeinsatz kostengünstig um ca. 0,6% gesteigert werden.

Danksagung

Das Vorhaben wurde aufgrund eines Beschlusses des Bundestages durch das BMWi gefördert (FKZ 0325716C).

Literaturverzeichnis

- [1] Tina Tölke, Andreas Pfuch, Andreas Heft, Bernd Grünler: „Glasscheiben mit photokatalytischen Eigenschaften und erhöhter Transmission“, S. 237-246, DOI: 10.1002 / stab.201390068, 2013
- [2] Katharina Baumgartner, Dissertation: „Charakterisierung von Materialien für die Konversion von Sonnenlicht zur Effizienzsteigerung von Solarzellen“, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2011
- [3] Liv Prönneke, Dissertation: „Fluorescent Materials for Silicon Solar Cells“, Universität Stuttgart, 2012

AUFTRAG VON HOCHFESTEN ALUMINIDSCHICHTEN AUF ALUMINIUM-WERKSTOFFE DURCH LASERAUFTRAGSCHWEIßEN

S. Gronau¹, T. Scherzberg², R. Ebert¹, G. Leonhardt^{1,3}, H. Exner¹

¹Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

²BECKMANN-INSTITUT für Technologieentwicklung e.V., Turleyring 15, D-09376 Oelsnitz/Erzgebirge

³ProCon GmbH, Annaberger Straße 240, 09125 Chemnitz

Im Zusammenhang mit der Entwicklung von Leichtbauteilen sind neben Polymer- und Keramikwerkstoffen vor allem Oberflächenvergütungen von Al-Werkstoffen von entscheidender Bedeutung [1-9]. Durch die zahlreichen vorteilhaften Materialeigenschaften steigt dabei vor allem das Interesse an Eisen- und Titanaluminid-Legierungen [11-13]. Deren Anwendungen sind bisher aber vor allem durch eine geringe Wirtschaftlichkeit ihrer Herstellungsverfahren begrenzt. Mit Pulvergemischen aus kostengünstigen Standardpulvern können beim Laserauftragschweißen eine gesteuerte Aluminidbildung ausgelöst und damit Schichten auf Al-Grundwerkstoffe aufgebracht werden, die neben einer geringen Dichte vor allem sehr gute Festigkeits- und Steifigkeitseigenschaften aufweisen. Ziel der Arbeiten ist es, neben der Optimierung der Parameter die Wirtschaftlichkeit des Prozesses zu gewährleisten und einen Demonstrator in Form einer beschichteten Aluminium-Bremsscheibe herzustellen. Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen zur Optimierung des Prozesses werden vorgestellt.

1. Einleitung/Motivation

Die Entwicklung von Leichtbauteilen ist in der Industrie von entscheidender Bedeutung. Je nach Verwendungszweck lassen sich durch Leichtbauteile unter anderem Kosten bei der Produktion sparen, Kosten im Anwendungsfall des produzierten Bauteils senken (z.B. durch höhere Energieeffizienz) oder sich neue Anwendungen erschließen. Die Möglichkeiten zur Herstellung von Leichtbauteilen sind dabei vielfältig: Von rein konstruktiven Lösungen über neuartige Herstellungsverfahren bis hin zum Einsatz neuer Materialien und Materialkombinationen. Dem großflächigen Einsatz neuartiger Leichtbauteile steht jedoch auch oft die Wirtschaftlichkeit im Weg, sei es durch teure Anlagentechnik, dem Einsatz exklusiver Materialien etc.

Das Ziel der durchgeführten Forschungsarbeiten war es daher, ein wirtschaftlich sinnvolles Herstellungsverfahren zu entwickeln, um Aluminiumwerkstoffen - sowohl durch seine Eigenschaften als auch den Beschaffungspreis - für den Leichtbau interessant zu machen und neue Anwendungsgebiete zu erschließen.

Auch wenn Aluminiumwerkstoffe für viele Anwendungen z.B. durch ihre geringe Dichte oder ihre hohe Wärmeleitfähigkeit vorteilhaft sind, können sie aufgrund ihrer geringen Temperaturstabilität oder ihrer zu geringen Härte oft nicht eingesetzt werden. Eine Beschichtung mit entsprechenden Materialien kann hierbei neue Anwendungsbereiche erschließen, ist jedoch oft nicht möglich oder zu teuer. Mit Hilfe des Laserauftragschweißens können jedoch durch den Einsatz von Pulvergemischen aus kostengünstigen Standardpulvern auf Aluminiumwerkstoffen Aluminidlegierungen erzeugt werden, welche die entsprechenden Eigenschaften aufweisen und auch wirtschaftlich interessant sind. Im Weiteren sollen die bisherigen Untersuchungen und Ergebnisse dazu dargestellt werden.

2. Experimentelle Details

Für die Untersuchungen kam ein Diodenlaser DF025 der Firma Rofin mit einer maximalen Ausgangsleistung von 2,5 kW zum Einsatz. Der Laser besitzt zwei Module verschiedener Wellenlängen (808 nm und 940 nm), die einzeln über die Anpassung der anliegenden Stromstärke ansteuerbar sind, jedoch bei den Versuchen immer mit der gleichen Stromstärke betrieben wurden. Die Bearbeitung erfolgte stets im Fokus. Durch die verwendete Optik mit einer Brennweite der Kollimation/Fokussierung von 60 mm/120 mm ergab sich ein Fokusedurchmesser von 3 mm.

Für die Pulverförderung kam ein Pulverförderer Twin 2/2 der Firma GTV zum Einsatz. Die Pulvermenge wurde durch die Förderscheibendrehzahl bestimmt, als Fördergas wurde Argon verwendet. Als Pulverdüse kam eine selbst entwickelte Lateraldüse mit Schutzgasummantelung zum Einsatz. Pulverstrahl und Laserstrahl waren mittig zueinander ausgerichtet, der Düsenabstand senkrecht zur Bearbeitungsoberfläche betrug 15 mm.

Für eine gleichmäßige flächige Beschichtung wurde ein Linienüberlapp von 67 % (1 mm Spurversatz) eingestellt, die verwendeten Substrate wurden sandgestrahlt und während der Bearbeitung auf einer Heizplatte auf 400 °C vorgewärmt (Bild 1). Als Substratmaterial wurde AlMgSi1 gewählt.

Die Reibwertuntersuchungen wurden vergleichbar mit der Prüfung nach Krauss mit einem spezifischen Druck von 1 N/mm² durchgeführt. Als Gegenkörper bzw. Reibpartner wurden Körper aus dem Material 42CrMo4 und ein Industriebremssbelag von Pintsch Bubenzer untersucht.

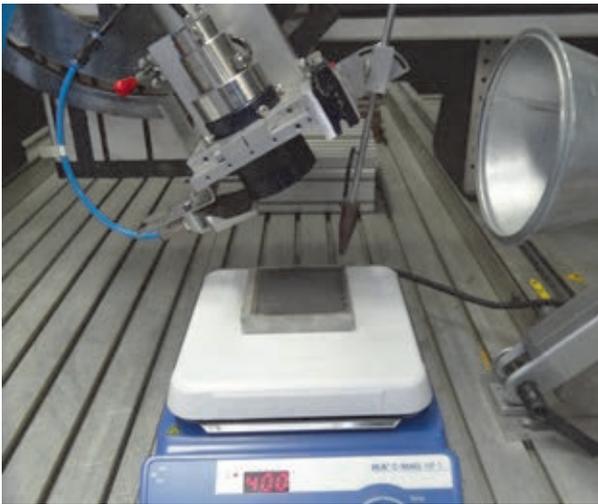


Bild 1: Versuchsaufbau

3. Ergebnisse

Für die Untersuchungen zur Aluminidbildung wurden verschiedenste Kombinationen aus Standardpulvern mit einer Korngröße von zumeist $< 40 \mu\text{m}$ (mesh 325) verwendet. Ein Einfluss der Pulverbeschaffenheit in Bezug auf Form, Größe und Größenverteilung auf den Prozess konnte nicht untersucht werden, da dafür notwendige vergleichbare Pulver nicht gefunden werden konnten. So bezogen sich die Untersuchungen allein auf verschiedene Pulvermaterialien, nach Möglichkeit mit gleicher Korngröße und Pulvermischungsverhältnis, bei gleichen Laserparametern.

Im Rahmen der Untersuchungen wurde festgestellt, dass sich eine Oberflächenbearbeitung des Substratmaterials im Sinne einer Aluminidbildung am besten als Auftragschweißprozess mit einem Pulvergemisch realisieren lässt, welches zu Teilen aus Aluminium bestand. Ein reines Einbringen des als Reaktionspartner notwendigen Pulvers in aufgeschmolzenes Grundmaterial führte nicht zu positiven Ergebnissen. Die dafür nötige Schmelzbaddynamik, um das Pulver in das Grundmaterial

einzuschleusen, konnte nicht realisiert werden, ohne zu viel Energie in den Prozess einzubringen, wodurch das Grundmaterial schlussendlich zerstört wurde.

Für die Bildung von Eisenaluminiden wurden als zusätzliche Pulvermaterialien Eisen, Edelstahl (1.4404) und Eisen(II)-oxid untersucht, für die Bildung von Titanaluminiden Pulvermaterialien aus der Titanlegierung Ti-6Al-4V und Titan(IV)-oxid. Die Oxide als Reaktionspartner haben sich dabei aufgrund von exothermen Reaktionen während des Prozesses als ungeeignet herausgestellt. Für die Bildung der Eisenaluminide wurden mit dem Edelstahlpulver aus 1.4404 bessere Ergebnisse als mit Pulver aus reinem Eisen erzielt. Die Bildung der Aluminide wurde neben erstellten Schlibfbildern (Bild 2) auch mittels Röntgenphasenanalyse qualitativ bestätigt.

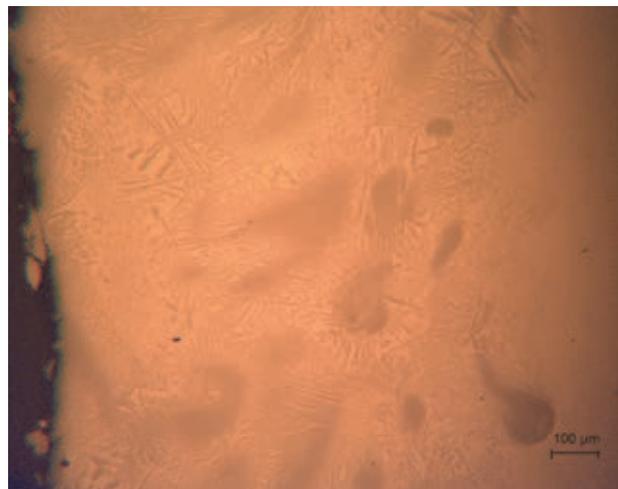


Bild 2: Mikroskopaufnahme eines Schlibfes zum Nachweis der Eisenaluminid-Bildung

Sowohl mit Pulvermaterialien aus 1.4404 als auch mit Ti-6Al-4V konnten hochfeste Aluminidschichten erzeugt werden, die bei Reibwertuntersuchungen nur wenig Abtrag zu verzeichnen hatten. Durch den

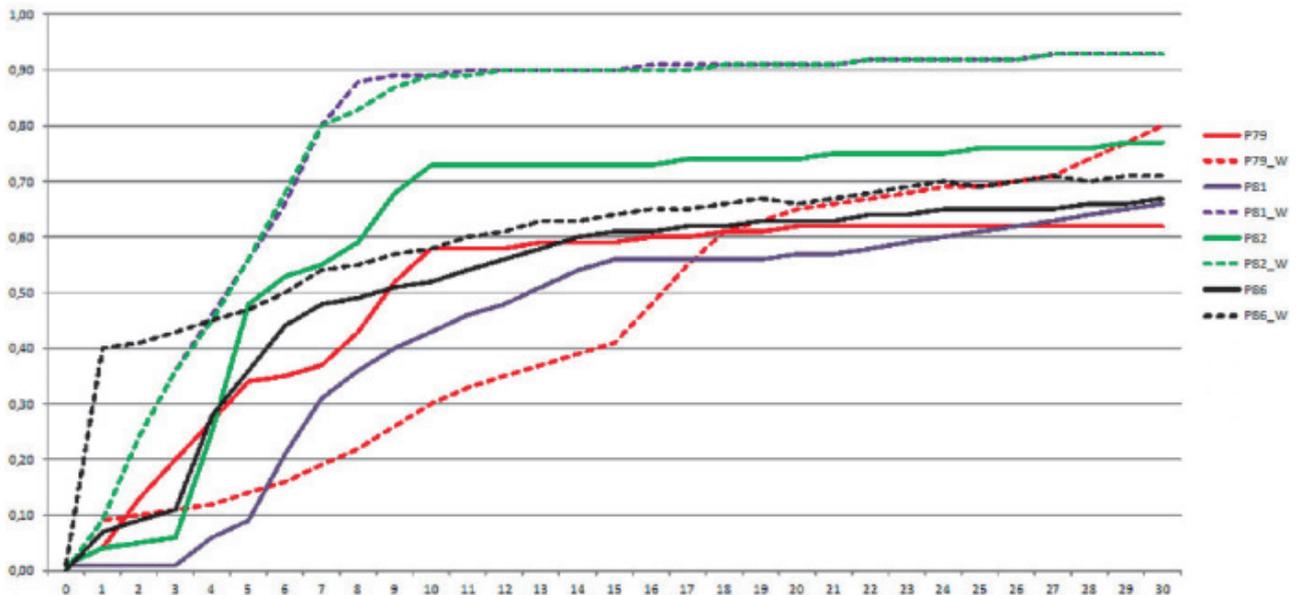


Bild 3: Reibwertverlauf verschiedener nachträglich wärmebehandelter (gestrichelt) und nicht wärmebehandelter Schichten in Abhängigkeit von der Zeit (in Minuten); Reibpartner aus Material 42CrMo4

günstigeren Beschaffungspreis des Edelstahlpulvers, der hohen Oberflächenoxidation von Titanaluminiden sowie den besseren Reibwerten der mit aus 1.4404-Pulver hergestellten Proben (0,60 – 0,80 gegenüber 0,35 – 0,65) wurden Titanaluminide nicht weiter untersucht und sich auf die Untersuchung der Bildung von Eisenaluminiden mit Hilfe von Pulver aus 1.4404 beschränkt. Die optimale Pulvermischung aus Edelstahl 1.4404 und Aluminium wurde experimentell mit 50:50 Vol.-% bestimmt.

Durch eine nachträgliche Wärmebehandlung, durch die wahrscheinlich eine weitere Aluminidbildung angeregt wurde, konnten die Reibwerte gegenüber Stahl bis auf einen Wert von über 0,90 gesteigert werden (Bild 3).

Auch im Langzeittest von 12 h sowie einem Test bei wechselnden Temperaturen (150 °C – 300 °C im 15-Minuten-Intervall) hielten die Schichten den Belastungen stand und wiesen einen gleichmäßigen Reibwert auf (Bilder 4 und 5).

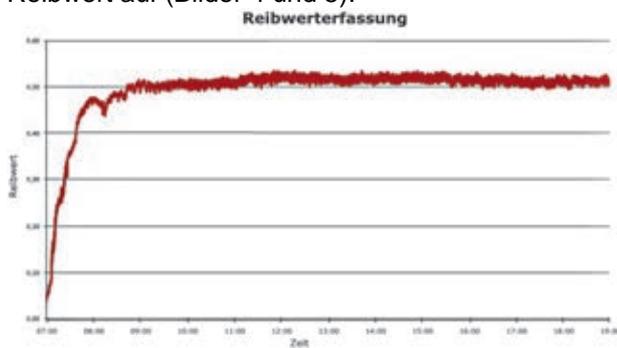
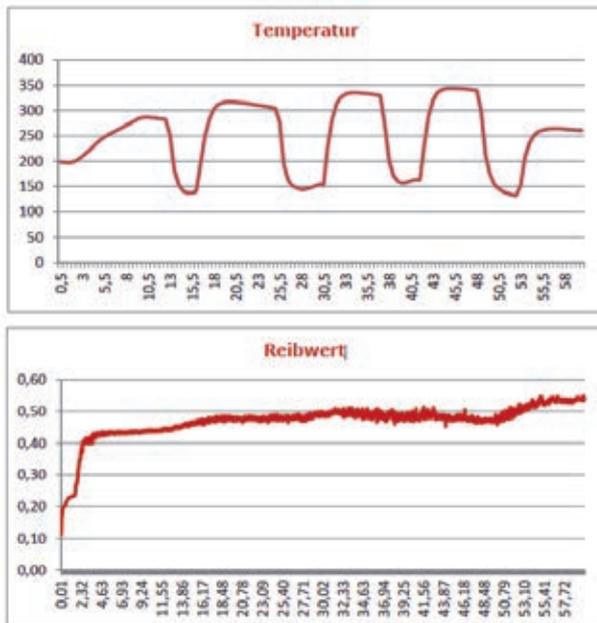


Bild 4: Reibwertverlauf einer beschichteten Probe im Langzeittest (12 h)



Abtrag Stift (Industriebremsbelag): 20 µg
 Abtrag Ronde (Claddingschicht 316L/Al 50:50): 0 µg

Bild 5: Reibwertverlauf bei wechselnder Temperatur

4. Diskussion/Ausblick

Mit dem Laserauftragschweißverfahren unter Benutzung eines Pulvergemischs aus Aluminiumpulver und Edelstahlpulver konnten hochfeste Eisenaluminidschichten auf Proben aus AlMgSi1 erzeugt werden, die den Anforderungen der Projektpartner ProCon GmbH und BECKMANN-INSTITUT für Technologieentwicklung e.V. in Bezug auf Temperaturfestigkeit, Dicke (ca. 600 µm) und Verschleißfestigkeit entsprachen und von den Herstellungskosten wirtschaftlich interessant sind.

Auf Grundlage der gewonnenen Erkenntnisse soll die Technik auf die Anlagen der Laservorm GmbH übertragen und Aluminiumbrems scheiben für den Wagen des Formula Student-Teams der Hochschule Mittweida beschichtet werden, um die technische Eignung und Wirtschaftlichkeit des Verfahrens zu überprüfen.

Trotz geeigneter Parameter für die Herstellung der Aluminidschichten gibt es noch Möglichkeiten für die Optimierung. Wie im Falle der Pulver aus Edelstahl und reinem Eisen könnten mit Pulvern aus Aluminiumlegierungen statt reinem Aluminium bessere Ergebnisse erzielt werden. Auch andere Edelstahlpulver sind eventuell besser geeignet. Die Form und Körnung des verwendeten Pulvers könnte eine weitere entscheidende Einflussgröße sein, die aber bisher nicht untersucht werden konnte. Aus wirtschaftlicher Sicht sinnvoll sind jedoch nur Pulver aus Materialien, die man – wie bei Aluminium und dem Edelstahl 1.4404 – kostengünstig und in gleich bleibender Qualität beschaffen kann.

Durch die Auswertung der Röntgenphasenanalyse konnten teils größere Mengen an Sauerstoff im Gefüge nachgewiesen werden. Trotz Zuführung des Pulvers über Inertgas schien daher Sauerstoff an die Bearbeitungsstelle oder an Randgebiete davon gelangt zu sein. Eine Bearbeitung in einem mit Inertgas gefluteten Raum z.B. unter industriellen Bedingungen würde ein solches Problem beseitigen.

Weitere Optimierungsmöglichkeiten gibt es bei der Wahl des entsprechenden Reibpartners, der einen wesentlichen Einfluss auf das Reibverhalten hatte. Während es zwischen dem Material 42CrMo4 und dem Industriebremsbelag von Pintsch Bubenzer keine gravierenden Unterschiede zu verzeichnen gab, wies ein weiterer Test mit dem Bremsbelag „Nano Metal Brake Pad“ von DeFigo in negativer Hinsicht deutlich von den bisherigen Ergebnissen ab.

Danksagung

Das dieser Veröffentlichung zugrundeliegende Vorhaben „Marktorientiertes Hochrate Micro / Macro Cladding“ wurde mit Mitteln des BMBF unter dem Förderkennzeichen 03IPT506A im Rahmen der Innovationsinitiative Neue Länder „Unternehmen Region“ gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

Literaturverzeichnis

- [1] K. U. Kainer: Metal Matrix Composites – Custom made Materials for Automotive and Aerospace Engineering, WILEY-VCH Verlag GmbH Co. KGaA (2003), Verstärkte Leichtmetalle – Potential und Anwendungsmöglichkeiten, VDI-Berichte Nr. 965.1, S. 159 (1992)
- [2] T. Zeuner, P. R. Sahm: Gießerei 85 (1998), S. 39, 47
- [3] F. Langbein, R. Mergen: Ein neuer Aluminiumlagerwerkstoff – Wettbewerb der höherfesten Gleitlagersysteme, Tagungsbeitrag, S. 125-139 (2010)
- [4] A. Weisheit, F. Oldörp, B. L. Mordicke, R. Haude: Randschichtbehandlung von Aluminiumwerkstoffen mit Hilfe eines gepulsten Nd:YAG-Lasers, in Aluminium 72 (1996) S. 522
- [5] A. Eltze: Lasernitrieren von Aluminiumwerkstoffen, Herbert Utz Verlag GmbH, ISBN 3-8316-0102-X, S. 105ff. (2002)
- [6] J.A Vreeling, V Ocelik, Y. T. Pei, D.T.L van Agterveld, J. Th. M De Hosson: Laser melt injection aluminum alloys: on the role of the oxide skin, Acta Materialia, Volume 48, Issue 17 (2000), S. 4225-4233
- [7] M. Bögl: Laserdispergieren von Hartstoffen in Aluminiumlegierungen, Diplomarbeit TU-Wien (1998)
- [8] D. Fischer, W. Löschau: Hartstoff-Dispersionsschichten auf Aluminium-Legierungen zum Verschleißschutz, Härtereitechnische Mitteilungen: HTM 52 (1997) Nr. 4, S. 217-220
- [10] Verfahrensentwicklung zum Laserdispergieren von Si-Hartstoffen in Aluminiumlegierungen zum partiellen Verschleißschutz, Schlussbericht TU Chemnitz, 13.596 B (2005), https://www.tu-chemnitz.de/mb/lvw/forschung/pdf/AiF13.596%20B_Zusammenfassung.pdf
- [11] M. Palm: Fe-Al materials for structural applications at high temperatures: International Journal of Materials Research 100, 3, 277-287 (2009)
- [12] G. Rolink: Laser metal deposition and selective laser melting of Fe-28 at.% Al, J. Mater. Res., Vol. 29, No. 17 (2014)
- [13] M. Oehring: Titanaluminid-Legierungen auf dem Weg in die Anwendung, Funktionale Werkstoffsysteme, Jahresbericht Helmholtz-Zentrum Geesthacht S.26-28 (2008)

ERZAUFSCHLUSS MITTELS LASERTECHNOLOGIE

Stefan Mauersberger, Lutz Schneider, André Streek
Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

Der stetig wachsende Verbrauch an industriell eingesetzten seltenen Erden bzw. Mineralien und die zunehmende Erschöpfung hochwertiger Lagerstätten bedarf mittelfristig der Hinwendung zu effizienteren Aufschlussmethoden und -verfahren. Am Laserinstitut Hochschule Mittweida erfolgten hierfür grundlegende Untersuchungen zum lasergestützten Aufschluss von mineralarmen bzw. feinverteilten Erzen. Mittels einer multiphysikalischen Prozesssimulation wurden anhand des Verteilungsgrades und der Inklusionsgröße der feinverwachsenen Erze die prinzipielle Machbarkeit sowie die grundlegenden Prozessparameter für die Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Materie eruiert. Die anschließende Extraktion von Mineral fand an erzhaltigem Probenmaterial mittels eines 6 kW Faserlasersystems statt. Der qualitative Aufschluss wurde mit begleitenden chemischen Analysen belegt und quantitative Betrachtungen zur Aufschluss-effizienz angestellt.

1. Einleitung

Um die mineralische Komponente eines Erzes extrahieren zu können, muss diese für die nachgelagerten Prozesse zugänglich gemacht werden. Dies geschieht bisher durch mehrere mechanisch basierte Brech-, Mahl- und Sortierschritte. Trotz feinsten Zermahlung, bleiben bei dieser Methode sehr kleine mineralische Inklusionen, mit Korngrößen im einstelligen μm -Bereich für die anschließende Laugung zum Teil unzugänglich. Daher suchen große, global aktive Bergbauunternehmen derzeit in weltweiten Ausschreibungen innovative Verfahren für die Feinstzerkleinerung von feinverwachsenen Erzen oder alternative Technologien zur Steigerung der Ausbeute. Der Hinweis, dass keine weitere Verfeinerung der Mahltechnologie gesucht wird, ist ein Indiz dafür, dass das Verhältnis aus Kosten und Leistung mechanischer Mahltechnik einen Grenzwert erreicht haben dürfte.

Von der Hochschule Mittweida wurde diesbezüglich eine Erfindung zum Patent angemeldet, die den laserstrahlunterstützten Aufschluss von Erzen betrifft. Bild 1 zeigt zwei mögliche Varianten dieses Verfahrens, wobei sich die hier veröffentlichten Forschungsergebnisse hauptsächlich auf die Verfahrensvariante 1 „Laserunterstützter Aufbruch“ beziehen.

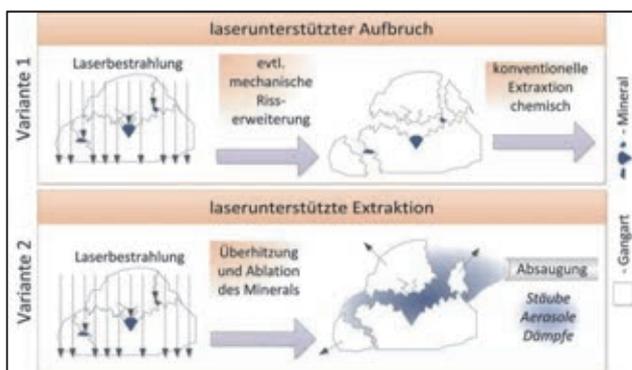


Bild 1: Schematische Darstellung des Erzaufschlusses mittels Lasertechnologie;

Variante 1 - Laserstrahlunterstützter Aufbruch der Matrix
Variante 2 - Direkte Extraktion des Minerals

2. Grundlagen

Das Prinzip des laserunterstützten Aufbruchs von Erz basiert darauf, dass die zu extrahierenden mineralischen Bestandteile von einer für die eingesetzte Laserstrahlung transparenten Matrix (Gangart) umschlossen sind. Das gilt in der Praxis insbesondere für Erze mit einer Quarzmatrix, da Quarz im Emissionsbereich von Hochleistungs-Festkörperlasern, wie Faser- oder Scheibenlasern, eine sehr hohe Transparenz aufweist. Die einfallende Laserstrahlung wird dann fast ausschließlich von den mineralischen Bestandteilen des Erzes absorbiert, wodurch sich diese schlagartig erwärmen und ausdehnen. Durch die Ausdehnung entstehen lokale mechanische Spannungen, die zur Ausbildung von Rissen in der Matrix führen können.

Um für die beiden Varianten nach Bild 1 eine primäre Rissbildung in einer Quarzmatrix zu generieren, müssen gewisse Mindestdrücke bzw. Spannungen σ_{therm} durch die thermische Expansion des Minerals erzeugt werden. Diese lassen sich über das E-Modul E , dem linear-thermischen Ausdehnungskoeffizienten α und der Temperaturdifferenz ΔT berechnen, Gl. 1.

$$\sigma_{therm} = \frac{E \cdot \alpha}{1 - \nu} \cdot \Delta T \quad (Gl. 1)$$

Die Zugfestigkeit σ_{ZF} einer Quarzmatrix beträgt maximal 50 MPa. Dies hätte bei lediglich eindimensional wirksamer Belastung der Quarzmatrix durch eine thermisch expandierende Inklusion ein Zerreißen der Matrix parallel zur Normalenebene der Kraftwirkung in unmittelbarer Nähe zum wirkenden Kraftvektor zur Folge. Die Zugfestigkeit stellt somit die Minimalspannung zur Erzeugung von Rissen dar. Nach Relaxation der Kraft können sich derartige Risse, sofern diese nicht oberflächengängig sind, wieder verschließen. Die Schädigung der Matrix bleibt dennoch erhalten und kann durch die in Bild 1, Variante 1 dargestellte nachgelagerte Risserweiterung zur Freilegung des Minerals genutzt werden. Wird hingegen die Druckfestigkeit der Gangart überschritten, ist ein unmittelbares Ausweichen und Abgleiten von

Gitterebenen die Folge. Dies führt selbst bei nur punktuellen Lasten zum Bruch der Matrix. Die Druckfestigkeit σ_{DF} einer Quarzmatrix beträgt etwa 1.150 MPa und stellt die Grenzspannung dar, ab der eine Rissbildung mit Freilegung des Minerals auch ohne nachgelagerte Risserweiterung stattfindet.

3. Multiphysikalische Prozesssimulation

Damit die Quarzmatrix durch die Laserbestrahlung sicher aufgebrochen werden kann ($\sigma_{therm} > \sigma_{DF}$), muss an die mineralischen Einschlüsse genügend Energie innerhalb einer kurzen Zeit abgegeben werden. Dafür sind gewisse Intensitäten bzw. Fluenzen der Laserstrahlung notwendig.

Unter der Annahme einer transparenten Gangart ist die Eindringtiefe der Laserstrahlung wesentlich von dem im Erz enthaltenen mineralischen Anteil abhängig, wie die Ergebnisse der Raytracing-Simulation in Bild 2 verdeutlichen.

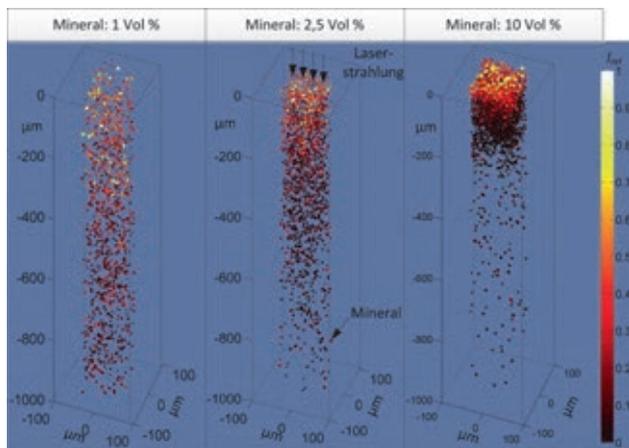


Bild 2: Simulation der Absorption von Laserstrahlung durch stochastisch verteilte Mineralinkclusionen in einer nicht absorbierenden Matrix;

Simulationsparameter: Mineralgehalt $n_{Mineral} = 1, 2,5$ und 10 Vol %, Strahlradius $w_{0,\sigma} = 50 \mu\text{m}$, mittlerer Radius der Inklusionen $r_P = 2,5 \mu\text{m}$, materialspezifischer Absorptionsgrad $A_{mat} = 30 \%$, Streubreite der Partikel um den mittleren Radius $r_{50} = 1 \mu\text{m}$

Die auf die mineralischen Partikel entfallende Leistung nimmt mit zunehmender Tiefe und Volumenanteil ab. Der funktionelle Zusammenhang kann dabei mit Gl. 2 beschrieben werden [1].

$$T(z) = e^{\ln\left(1 - \frac{3}{2} \cdot Vol\right) \cdot \frac{z}{2 \cdot r_P}} \quad (Gl. 2)$$

Die mittlere Eindringtiefe z_{50} ergibt sowohl in der Simulation als auch nach Gl. 2 folgende Werte.

Tab 1: Mittlere Eindringtiefe der Laserstrahlung bei unterschiedlichem Mineralgehalt

Vol [%]	1	2,5	10
Z_{50} [μm]	230	90	20

Mit Hilfe des ermittelten Transmissionsverhaltens kann bei gegebener Fluenz an der Oberfläche $H_{(z=0)}$ die Temperaturerhöhung ΔT der mineralischen Inklusionen ermittelt werden. Je nach Element sind für die sichere Rissbildung ($\sigma_{therm} > \sigma_{DF}$) spezifische Temperaturerhöhungen, siehe Tab. 2, notwendig.

Tab 2: Temperaturerhöhungen für diverse elementare Minerale, ab denen eine sichere Rissbildung in der Quarzmatrix erfolgt.

Element	Au	Cu	Mo	Sn	W	In
ΔT_{opt} [K]	1.040	575	685	1.020	616	2.610

Bei konstanter Intensität kann durch Erhöhung der Bestrahlungszeit die Tiefe, bis in die eine Rissbildung auftritt, vergrößert werden, siehe Bild 3. Die Verlängerung der Bestrahlungszeit führt allerdings dazu, dass oberflächennahe Mineralinkclusionen partiell überhitzen, also verdampfen können. Durch Absenkung der Intensität zu Gunsten der Bestrahlungszeit wird eine Überhitzung verhindert. Die Verringerung der Intensität bei gleichzeitiger Erhöhung der Bestrahlungszeit ist jedoch nur sinnvoll, solange keine signifikante Verglasung der umliegenden Gangart auftritt, deren Wahrscheinlichkeit bei längerer Bestrahlung zunimmt. Eine Verglasung würde die Exposition der mineralischen Bestandteile wieder zunichtemachen. Aufgrund der relativ geringen Wärmeleitfähigkeit von Quarz, die etwa 100-fach geringer ist, als die der mineralischen Einschlüsse, sollte eine irreversible Öffnung der Matrix bis zu Bestrahlungszeiten von einigen $10 \mu\text{s}$ möglich sein. Hierbei liegen die effektiven Wärmeeindringtiefen in die Quarzmatrix im einstelligen μm -Bereich und sind damit zu gering für eine prozessschädliche Verglasung.

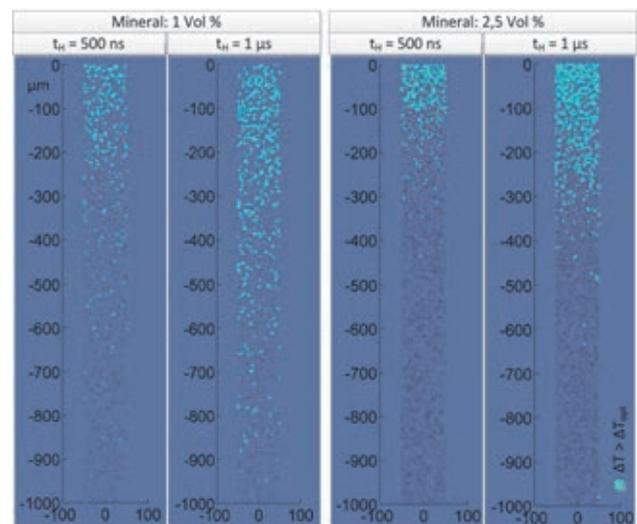


Bild 3: Simulation zur Risserzeugungstiefe bei unterschiedlicher Bestrahlungszeit. Türkisfarbene dargestellte Inklusionen erzeugen thermisch induzierte Spannungen, die größer als die Druckfestigkeit der Gangart sind.

Simulationsparameter: Goldpartikel in Quarzmatrix, mittlerer Radius der Inklusionen $r_P = 5 \mu\text{m}$, Intensität an der Oberfläche $I_{(z=0)} = 38 \text{ MW/cm}^2$

4. Experimentelle Details

Lasersystem:

Die Untersuchungen wurden mit einem getakteten Faserlaser QCW-6000-600 der Firma IPG Photonics durchgeführt. Außerdem stand für die schnelle Ablenkung und Fokussierung der Laserstrahlung ein 2D-Galvanometerscanner mit f-Theta-Objektiv ($f = 255 \text{ mm}$) zur Verfügung.

Tab 3: Laserparameter auf der Probenoberfläche

Wellenlänge λ [nm]	1.064
Mittlere Leistung P_{av} [W]	636
Pulsenergie E_P [mJ]	636
Pulsdauer $FWHM$ [μs]	90
Beugungsmaßzahl M^2	5,5
Tailenradius $w_{0,\sigma}$ [μm]	54
Maximale Intensität I_0 [MW/cm ²]	115

Pulsverlauf

Intensitätsverteilung

Probematerialien:

Es wurden zwei unterschiedliche Probematerialien auf Quarzbasis verwendet, zum einen massiver Naturquarzkies und zum anderen feinkörniger Quarzsand. Beide Materialien enthalten natürlicherweise feinkörnige Verunreinigungen, vor allem Eisenoxid, die wie die mineralischen Inklusionen in hochwertigen Erzen von der Quarzmatrix umschlossen sind.

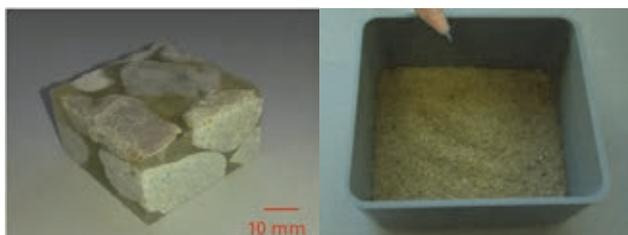


Bild 4: Volumenmaterial aus Quarzkies (links) und feinkörniger Quarzsand (rechts)

Bearbeitungsmethodik:

Die Laserstrahlung wurde mit Hilfe des Scansystems linienweise über die Probenoberfläche geführt. Die Länge einer Linie S_{SCAN} entsprach dem Produkt aus Pulsdauer $FWHM$ und Scangeschwindigkeit v_{Scan} , Gl. 3.

$$S_{Scan} = v_{Scan} \cdot FWHM \quad (Gl. 3)$$

Die Scangeschwindigkeit bestimmte dabei die Bestrahlungszeit t_H eines Punktes auf der Probe nach Gl. 4.

$$t_H = \frac{2 \cdot w_\sigma(z)}{v_{Scan}} \quad (Gl. 4)$$

Für die Pulverbearbeitung kam zusätzlich eine Pulverrüttelvorrichtung zum Einsatz. Mit Hilfe dieser Apparatur konnte das Material während der Laserbearbeitung ständig durchgemengt werden, so dass bei hinreichender Bearbeitungszeit nahezu die gesamte enthaltene Pulvermenge dem Laserprozess ausgesetzt wurde.

5. Resultate und Diskussion

Durch die Laserbestrahlung wurde die Quarzmatrix der Probematerialien deutlich geschädigt. Vor allem bei der Bearbeitung der Volumenkörper war die spezielle Wechselwirkung zwischen der Laserstrahlung und dem Material gut erkennbar. Die zugeführte Laserenergie bewirkte dabei ein Absprengen kleiner Partikel aus dem Oberflächenbereich der Probekörper, ohne dass dabei Schmelze oder Materialdampf erkennbar waren. Die Größe dieser Partikel lag im Bereich zwischen $50 \mu\text{m}$ und $1,5 \text{ mm}$.

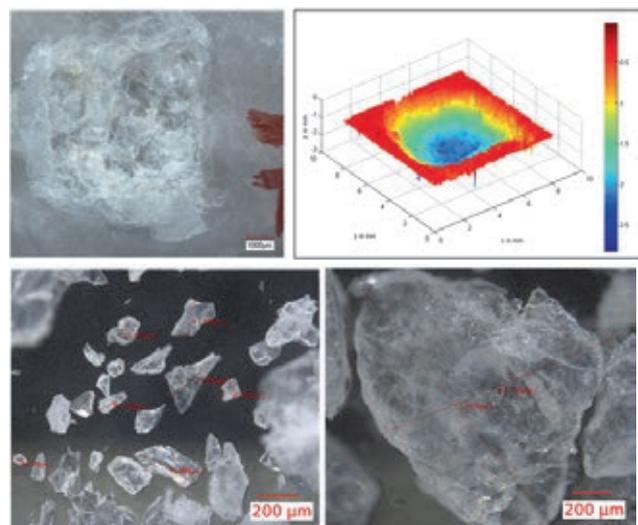


Bild 5: Geschädigte Quarzmatrix (oben) und abgesprengte Partikel (unten); Parameter: Feldgröße = $6 \times 6 \text{ mm}^2$, $I_0 = 115 \text{ MW/cm}^2$, Linienabstand = $100 \mu\text{m}$, $v_{Scan} = 12 \text{ m/s}$, $t_H = 9 \mu\text{s}$, Anzahl der Überfahrten = 6

Bei der Laserbestrahlung des Quarzsandes zeigte sich ein ähnliches Prozessverhalten wie bei der Bearbeitung des Volumenmaterials. Die Quarzmatrix der Sandkörner wurde ebenfalls aufgebrochen, wie die Messung der Partikelgrößen, Bild 6, vor und nach der Laserbestrahlung belegt. Ein Teil der abgesprengten Partikel lagerte sich während der Bearbeitung am Rand des Pulverbehälters an, der andere Teil verblieb im Reservoir, wurde mit dem Ausgangsmaterial vermengt und erneut laserbestrahlt.

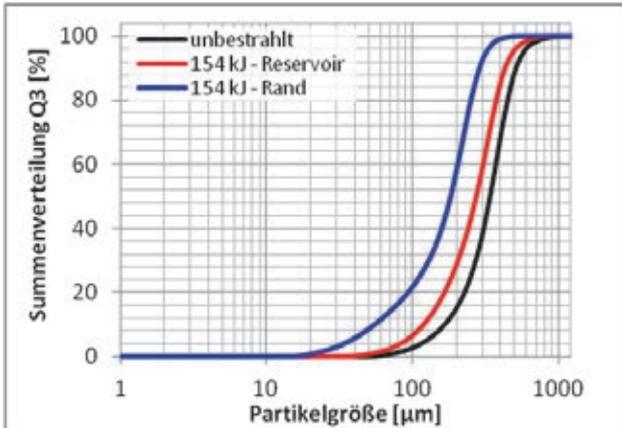


Bild 6: Summenverteilung Q_3 der Partikelgrößen des Quarzsandes vor und nach der Laserbestrahlung; Parameter: $I_0 = 115 \text{ MW/cm}^2$, $v_{\text{Scan}} = 6 \text{ m/s}$, $t_H = 18 \text{ µs}$, $E_{\text{ges}} = 154 \text{ kJ}$, Linienabstand = 100 µm , Masse = 20 g , Feldgröße = $12 \times 12 \text{ mm}^2$,

Für das laserinduzierte Aufbrechen der Quarzmatrix waren im praktischen Experiment größere Fluenzen (Intensität $I_0 > 10^7 \text{ W/cm}^2$ bzw. Bestrahlungszeit $t_H > 6 \text{ µs}$) nötig, als es aus den Ergebnissen der Simulation zu erwarten war. Ein möglicher Grund dafür könnte die starke Streuung der Laserstrahlung an der Materialoberfläche sowie an Mikrorissen innerhalb des Materials sein. Außerdem war die Eindringtiefe z_{50} im untersuchten Material größer ($z_{50_Exp} \approx 800 \text{ µm}$), als in der Prozesssimulation ($z_{50_Sim} < 230 \text{ µm}$) angenommen wurde, Bild 7.

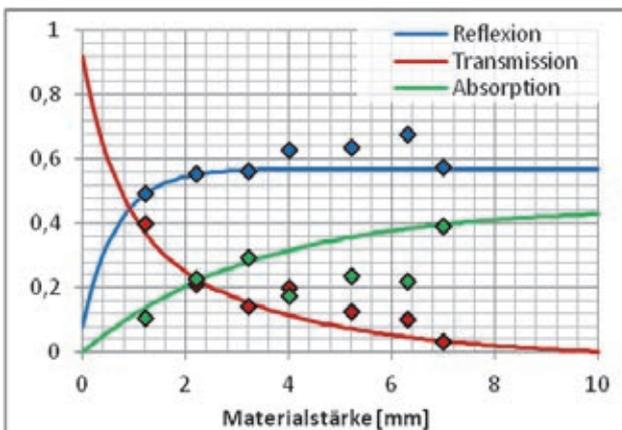


Bild 7: Gemessener Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsgrad von Quarzkies bei 1064 nm (Methode mit Ulbrichtkugel); Transmission bzw. Reflexion beinhalten Vorwärts- bzw. Rückwärtsstreuung

Zum qualitativen Nachweis, dass durch das Verfahren tatsächlich auch vorher unzugängliche Inklusionen freigelegt werden können, wurde eine Fällungsreaktion mit „Berliner Blau“ durchgeführt. Dazu wurde Quarzsand mit verdünnter Salzsäure versetzt, um das Eisenoxid heraus zu ätzen. Durch Zugabe von Wasser und gelben Blutlaugensalz bildete sich in der Lösung ein blauer Niederschlag (Berliner Blau). Der Ätz- und Nachweisvorgang wurde solange wiederholt bis keine Blaufärbung mehr eintrat, also kein Eisenoxid mehr für die Säure zugänglich war. Durch die Laserbestrahlung des geätzten Quarzsandes (Parameter wie in Bild 6) wurden quarzumschlossene Eisenoxid-Inklusionen freigelegt, welche nach einem erneuten Ätzvorgang und anschließender Fällungsreaktion nachgewiesen werden konnten.

6. Zusammenfassung

Die durchgeführten Grundlagenuntersuchungen zeigen, dass der Aufschluss von fein verwachsenen bzw. fein verteilten Erzen mittels Lasertechnologie prinzipiell möglich ist.

Vor allem der im Vorfeld simulierte Ablauf des Prozesses, die laserinduzierte Erwärmung der Inklusionen, der Aufbau mechanischer Spannungen bis zum Aufbruch der Quarzmatrix, wurde durch die Experimente bestätigt. Allerdings verursachte das erhebliche Streuvermögen der beiden untersuchten Materialien Quarzkies und Quarzsand einen raschen Intensitätsabfall der Laserstrahlung innerhalb der Proben, so dass in der Praxis etwa die 10-fache Fluenz im Vergleich zur Simulation notwendig war, um die Materialien erfolgreich aufbrechen zu können.

Durch den chemischen Nachweis mittels der Fällungsreaktion „Berliner Blau“ konnte außerdem der praktische Beweis erbracht werden, dass durch das Laserverfahren vorher unzugängliche Inklusionen freigelegt werden können.

Danksagung

Die Autoren bedanken sich für die finanzielle Förderung durch das Sächsische Ministerium für Wissenschaft und Kunst - SMWK.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Streek, Fundamentals of Energy Conversion and Dissipation in Powder Layers during Laser Micro Sintering, Physics Procedia, Elsevier (2013)

EXZERPT POSTERBEITRAG: FINDEN UND AUSNUTZEN DER DYNAMIKGRENZEN VON SCANNENDEN STRAHLFORMUNGSSYSTEMEN

Thomas Kimme, Hans-Michael Ochlich, Benjamin Quellmalz
LASERVORM GmbH, Südstraße 8, D-09648 Altmittweida

Komplexe optomechatronische Systeme sind die Basis für viele moderne Laserbearbeitungsverfahren. Diese Systeme werden oft in Grenzbereichen hinsichtlich Dynamik und Präzision betrieben. Für einen optimalen Einsatz solcher Systeme sind aufwendige Parametrierungsvorgänge nötig bzw. werden Optimierungspotenziale nicht ausgenutzt. Im Posterbeitrag werden moderne Hard- und Softwarelösungen gezeigt, die eine drastische Effektivierung dieser Tätigkeiten ermöglichen.

1. Einleitung und Aufgabenstellung

Scannende Strahlformungssysteme werden typischerweise über Positionsvorgabewerte in engem zeitlichen Raster (z. B. 10 μ s) angesteuert. Dabei besteht das Strahlformungssystem aus der entsprechenden zu bewegendem Optikkomponente, einem Antriebselement, einem Positionserfassungssystem und einer vorgelagerten Auswerte- und Treiberelektronik. Innerhalb dieser o. g. Komponenten werden regelmäßig alle Antriebsregelkreise geschlossen [1].

Abb. 1: Zweiachs-Piezoscanner in einer 5-Achs-Auftragschweißmaschine



Das Strahlformungssystem kann den Positionsvorgabewerten jedoch mechanisch nur bedingt folgen – Differenzen zwischen „gewünschter“ und „realer“ Position sind zwingende Folge und führen zu

Problemen bei der Synchronisation mit anderen Komponenten des Gesamtsystems (bspw. momentanpositionsbezogene Laserleistungsvorgabe oder momentanpositionsbezogene Messwert erfassung).

Um diese Aufgabe zu lösen, können zwei Wege beschrieben werden:

- 1) Extrem höhere Aufwendungen für Messsysteme und schnelle Datenverarbeitung, um dieses Verhalten in Echtzeit auszuregeln oder
- 2) Das vorherige Erkennen und Berücksichtigen des systematischen Verhaltens des Strahlformungssystems.

Da der Weg 1) regelmäßig sehr aufwendige Spezial elektronik erfordert und sich im Grenzbereich der Möglichkeiten heute verfügbarer digitaler Regler bewegt, steigen Entwicklungskosten und Produktkosten erheblich.

Für viele Anwendungsfälle lässt sich mit dem Weg 2) eine praxistaugliche Lösung bei deutlich geringerem Aufwand erzielen. Anwender der Laserbeschriftungstechnik korrigieren hier seit Jahrzehnten über sogenannte - mehr oder minder mühevoll gefundene - „Delays“. Dieser Weg kann systematisiert und in verbesserter Form beschrieben werden.

2. Der Lösungsweg: Erfassen und Berücksichtigen des Übertragungsverhaltens des Strahlformungssystems

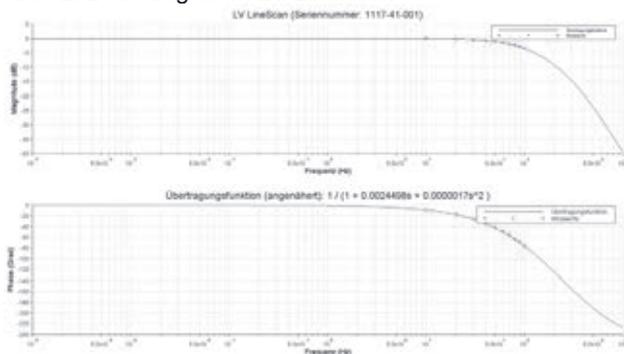
Besonders bei komplexen, stark variierenden Bewegungsabläufen kommt die experimentelle Systemparametrierung schnell an ihre Grenzen.

Die systematische Lösung zur Systemparametrierung ist das Finden und Verrechnen des Übertragungsverhaltens der am System beteiligten Komponenten.

Eine anschauliche Darstellungsform für die Trägheit eines Systems ist das Bode-Diagramm. Hier werden Amplitude und Phasenverschiebung über der Frequenz aufgetragen – damit sind Systemgrenzen leicht erkennbar.

Im in Abb.2 dargestellten Bodediagramm sind neben den an einem konkreten System erfassten Messwerten auch die genäherten Ergebnisse der gefundenen Übertragungsfunktion erkennbar.

Abb. 2: Bodediagramm LV LineScan



3. Hardware

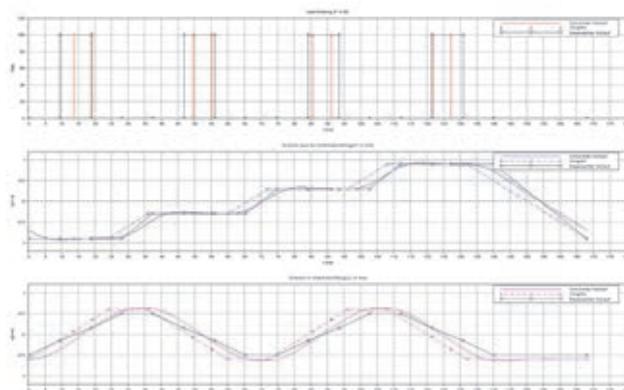
Die in scannenden Strahlformungssystemen regelmäßig stark wirkende Größe ist die mechanische Trägheit des Antriebssystems. Aber auch der Datenübertragungsweg zur Strahlquelle und das Netzteilverhalten eines konkreten Lasers sind für das Synchronisieren bedeutsam. Also müssen zum Erfassen der Übertragungsfunktion Optiklage und Laserleistung synchronisiert zu den jeweiligen Vorgabewerten erfasst werden. Dieses kann mit klassischer Messtechnik (Oszilloskop usw.) oder auch steuerungintegriert erfolgen.

Im Unternehmen der Autoren hat man einen robusten, industrietauglichen und schnellen Weg erarbeitet: Die Anlagensteuerung der Laseranlage ist so ausgelegt, dass entsprechende Vorgaben und darauf synchronisierte Messvorgänge von der NC der Laseranlage selbst ausgeführt werden können. Genutzt wird dabei der streng synchronisiert betriebene (getaktete) Echtzeit-Industriebus Powerlink mit einer Subtakt-Zeitscheibenlösung von 25 µs. In diesem Takt können Vorgabewerte (z. B. an Scanner und Laser) ausgegeben und Messwerte mit einem Jitter kleiner 1 µs synchronisiert erfasst werden. Diese dann jeweils als Wertepaare auszuwertenden Daten liefern die Basis für das herauszufindende Übertragungsverhalten der Systemkomponenten.

4. Software

Je nach innerer Struktur der Systeme kann das Übertragungsverhalten unterschiedlich komplex ausfallen, besonders bei nichtlinearem Verhalten sind die Systeme zur mathematischen Beschreibung komplexer.

Abb. 3: Simulation in Scilab



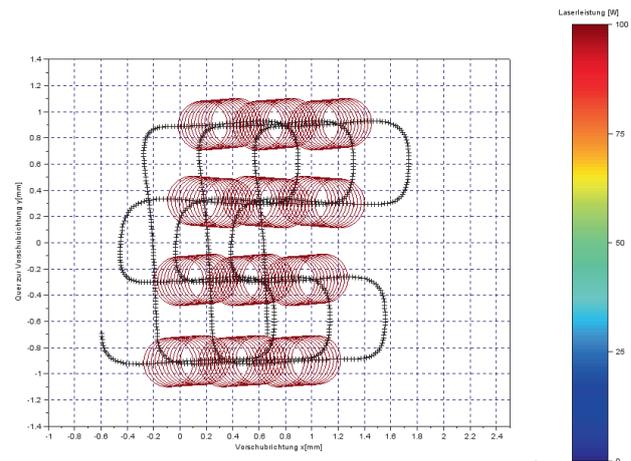
Hier können verfügbare Softwarelösungen eingesetzt werden, im Unternehmen der Autoren wird dazu das Softwarepaket Scilab/Xcos/Coselica erfolgreich eingesetzt [2].

Ist das Übertragungsverhalten bekannt und mathematisch beschreibbar, dann kann man im Computer ein Modell des scannenden Strahlformungssystems dahingehend bilden, dass man das spätere Verhalten in der Praxis im Vorfeld erleben und entsprechend vorsteuernd eingreifen kann. Eine nächste Automatisierungsstufe – heute bisher nur für einfache Bewegungsabläufe gelöst – ist das automatische Optimieren auf das gewünschte Verhalten am Bauteil.

5. Anwendungsbeispiele

Eine scheinbar einfache, aber ohne weitere Hilfsmittel zeitaufwendig zu lösende Aufgabe: Eine vorgegebene Scankontur aus vier Linien soll bei vorgegebener Wiederholfrequenz bei möglichst geringem Bahnfehler abgefahren werden.

Abb. 4: Simulation einer nicht optimierten Zielstellung zum quasiparallelen Erzeugen von vier Auftragschweißraupen



Danksagung

Teile der hier vorgestellten Entwicklungen wurden gefördert in Projekten von BMBF und AiF – die Autoren danken für die Unterstützung.

Literaturverzeichnis

- [1] T. Kimme, B. Quellmalz, White Paper „Parametrierung von Scanner-Strahlformungssystemen für die Laser-Materialbearbeitung“, (2012), 1-12.
- [2] Scilab Enterprises (2012). Scilab: Free and Open Source software for numerical computation [Software]. Available from: <http://www.scilab.org>

UNTERSUCHUNGEN ZUR LASERINDUZIERTERN ERZEUGUNG VON MIKROKAVITÄTEN IN PMMA

Tina Viertel¹, Markus Olbrich¹, Robby Ebert¹, Jens Bliedtner²

¹Laserinstitut Hochschule Mittweida, Technikumplatz 17, D-09648 Mittweida

²Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Carl-Zeiss-Promenade 2, D-07745 Jena

In dieser Veröffentlichung werden grundlegende Ergebnisse zur Erzeugung von Mikrokavitäten in modifiziertem PMMA mit ultrakurz-gepulster Laserstrahlung vorgestellt ($\lambda = 1.030 \text{ nm}$, $\tau_H = 180 \text{ fs}$). Durch eine starke Fokussierung der Laserstrahlung über ein Mikroskopobjektiv auf einen Fokusbereich von $1,6 \mu\text{m}$ wurden über den Prozess der Mehrphotonenabsorption Mikroexplosionen induziert, die schließlich zur Generierung von Mikrokavitäten führten.

Die Abhängigkeit der Größe dieser Kavitäten von der Pulsenergie bzw. Intensität sowie der Einfluss der Aberration auf die axiale Ausdehnung der Kavitäten mit steigender Materialtiefe wurde simuliert und untersucht. Durch Nutzung gegenläufiger Effekte konnte eine optimale Pulsenergie gefunden werden, mit der in allen untersuchten Tiefen Kavitäten gleicher axialer Ausdehnung erzeugt werden konnten. Weiterhin wurde die Schwellintensität für die Erzeugung von Kavitäten in den verschiedenen Tiefen bestimmt. Der kleinste Kavitätendurchmesser betrug ca. 600 nm .

1 Einleitung

Die 3D-Mikrostrukturierung in transparenten Materialien ermöglicht vielseitige Applikationen. Mithilfe der Technik können funktionale optische Komponenten, wie beispielsweise Gitter, Wellenleiter sowie Mikro- und Fresnellinsen hergestellt werden [1]. Auch im Bereich der Mikrofluidik, bei der Herstellung von Kanälen beispielsweise für lab-on-a-chip-Anwendungen, wird die Innenstrukturierung mittels fokussierter ultrakurz-gepulster Laserstrahlung angewandt [2]. Die 3D-Mikrostrukturierung in transparenten Materialien umfasst komplexe Prozesse während der Wechselwirkung Laserstrahlung-Materie, deren Verständnis und gezielte Steuerung durch geeignete Parameterwahl eine qualitativ hochwertige Bearbeitung ermöglicht. Transparente Materialien besitzen eine Bandlücke, welche größer als die zur Verfügung stehende Photonenenergie ist, wodurch keine Einphotonenabsorption stattfinden kann. Um dennoch die 3D-Mikrostrukturierung in transparenten Materialien mittels NIR-Strahlung durchführen zu können, bedarf es der Ausnutzung nichtlinearer Effekte. Ultrakurzpulslaser mit hoher Pulsenergie in Kombination mit einer starken Fokussierung führen aufgrund sehr hoher Intensitäten zu nichtlinearer Absorption der Elektronen. Durch Mehrphotonenabsorption werden freie Elektronen generiert, die dann auch über Einphotonenabsorption Energie aufnehmen können und dadurch beschleunigt werden. Durch Stoßionisation mit Elektronen im Valenzband werden neue Elektronen frei. Dieser lawinenartige Anstieg der Dichte an freien Ladungsträgern wird auch als Avalancheprozess bezeichnet. [1]

Die Abgabe von Energie der Elektronen an das Gittersystem stellt das thermische Gleichgewicht wieder her. Der Druckanstieg im Absorptionsvolumen aufgrund von thermischer Ausdehnung und Phasenumwandlung führt zu Mikroexplosionen im Material, zusammen mit der Ausbreitung von Schockwellen. Durch die Kompression des umgebenden Materials entsteht ein Hohlraum, welcher auch als Kavität bezeichnet wird. [3]

Im folgenden Beitrag werden Ergebnisse zur definierten Defekterzeugung im Inneren von PMMA in Abhängigkeit von Pulsenergie Q und Materialtiefe z diskutiert. Die Intensitätsverteilungen der Einzelpulse für die verschiedenen Materialtiefen wurden unter Berücksichtigung auftretender Absorption und Aberrationen, sowie der Abmessungen der Kavitäten simuliert und mit den experimentell ermittelten Ergebnissen verglichen und bewertet [4].

2 Material und Methoden

Die Untersuchungen wurden mit einem hochrepetierenden Ultrakurzpulslaser *Impulse* von der Firma Clark MXR durchgeführt. Die verwendeten Laserparameter sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Laserparameter

Wellenlänge λ	1030 nm
Pulsdauer τ_H (sech ²)	180 fs
Beugungsmaßzahl M^2	1,3
Repetitionsrate f_P	128 kHz
max. Pulsenergie Q	400 nJ, Abstufung in 10 nJ-Schritten
eingestellte Defokussierung	erste Ebene bei $-50 \mu\text{m}$, weitere Ebenen im Abstand von $30 \mu\text{m}$

Für die Experimente wurde ein Mikroskopobjektiv mit einer Brennweite von 4 mm und einer NA von $0,65$ verwendet. Der Fokusradius wurde experimentell mittels Liu-Plot [5] auf $0,83 \mu\text{m}$ bestimmt. Durch Verschieben der Fokussiereinheit in Strahlbreitungsrichtung konnte der Fokus exakt in die gewünschte Materialtiefe eingestellt werden.

Der Hauptbestandteil des Probenmaterials ist Methylmethacrylat. Des Weiteren sind Zusätze wie Fluor und Silizium enthalten. Die optischen Eigenschaften finden sich in Tabelle 2.

Tabelle 2: optische Eigenschaft des untersuchten Materials

lineare Brechzahl n_0	1,415
Absorptionskoeffizient α	0,14 cm ⁻¹

3 Ergebnisse und Diskussion

Die Schwellenergie zur Erzeugung von Kavitäten in einer Tiefe von 70 μm im Material lag bei 60 nJ. Mithilfe folgender Formeln wurde eine Schwellintensität von 27 TW/cm² ermittelt.

$$I_{\max} = \frac{2 \cdot P_{\max}}{\pi \cdot w_{0,86}^2}$$

$$P_{\max} = \frac{Q}{1,135 \cdot \tau_H}$$

Wie aus Bild 1 hervorgeht, entstanden Kavitäten in größerer Tiefe nur unter Einsatz höherer Pulsenergien. Während beispielsweise in 70 μm Materialtiefe 60 nJ zur Ausbildung einer Kavität führte, wurde in 230 μm Materialtiefe 100 nJ benötigt.

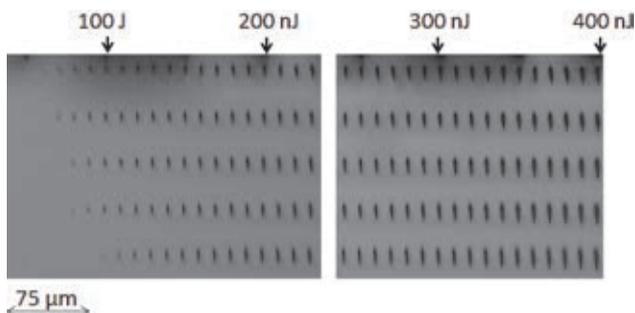


Bild 1: Einzelpulse, variierte Pulsenergie von 40-400 nJ, Ebenen von -70 μm bis -230 μm unter der Oberfläche, Seitenansicht, Lasereinstrahlung von oben nach unten

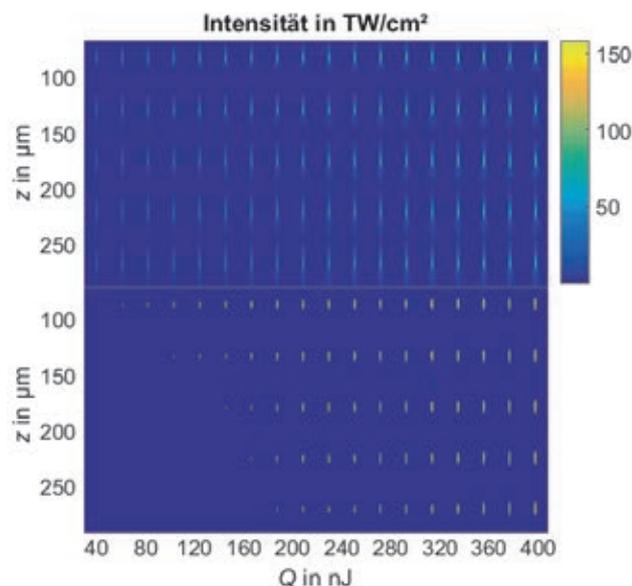


Bild 2 oben: Berechneter Verlauf der Intensitäten in Abhängigkeit von Materialtiefe und applizierter Pulsenergie; unten: Stellen, bei denen die Intensität größer ist als die Schwellintensität

In Bild 2 oben sind die berechneten Intensitäten dargestellt. Lineare Absorption und sphärische Aberration bewirkten eine Abschwächung der Intensität der Laserstrahlung beim Durchgang durch das Material. Wurde die Intensität soweit herabgesetzt, dass sie unter die Schwellintensität sank, wurden keine Kavitäten erzeugt (Vgl. Bild 2 unten). Die berechneten Daten spiegeln sich in den experimentell ermittelten Ergebnissen wider. Bis auf kleine Differenzen ist der Trend, dass in großer Tiefe für kleine Pulsenergien keine Kavitäten erzeugt wurden, zu erkennen.

Axiale und laterale Ausdehnung:

In axialer Richtung verliefen die Defekte kanalartig (Vgl. Bild 1). Diese Erscheinung wurde bereits von Sowa et al. [6] beschrieben und bestätigt sich auch in den Simulationen (Vgl. Bild 2). Sowohl die axiale Ausdehnung als auch der Durchmesser der Kavitäten war dabei abhängig von der applizierten Pulsenergie. Für höhere Pulsenergien ergaben sich größere Ausdehnungen und Durchmesser (Vgl. Bild 4). Für die Schwellenergie von 60 nJ in 70 μm Materialtiefe ergab sich eine Kavität mit einer axialen Ausdehnung von 4,82 μm und einem Durchmesser von 540 nm. Beim Vergleich der Daten in Bild 4 zeigt sich vor allem für höhere Pulsenergien eine Übereinstimmung. Dies deutet darauf hin, dass die Effekte der Mikroexplosionen und Schockwellenbildung, welche im aktuellen Modell nicht enthalten sind, für kleinere Pulsenergien einen größeren Einfluss besaßen.

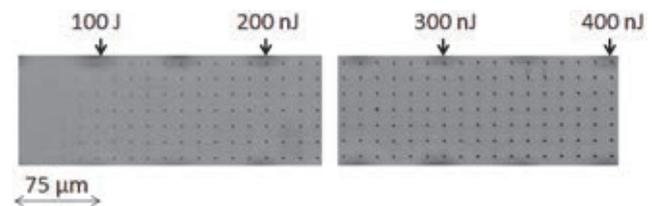


Bild 3: Einzelpulse, variierte Pulsenergie von 40 - 400 nJ, -70 μm unter der Oberfläche, Draufsicht

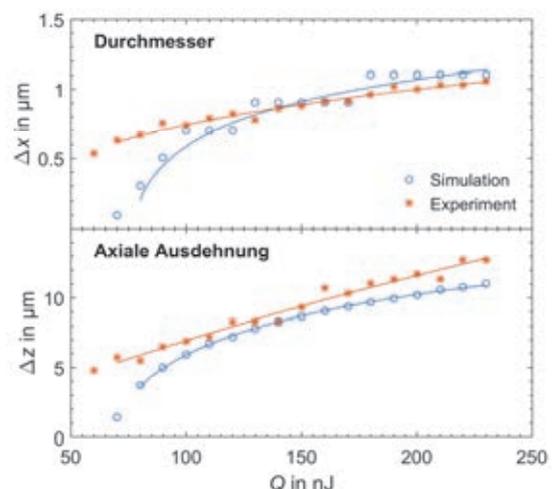


Bild 4 oben: Durchmesser der Kavitäten in Abhängigkeit von der applizierten Pulsenergie, unten: Axiale Ausdehnung in Abhängigkeit von der applizierten Pulsenergie, alle Daten mit Trendlinie und für eine Materialtiefe von 70 μm

Axiale Ausdehnung über die Materialtiefe:

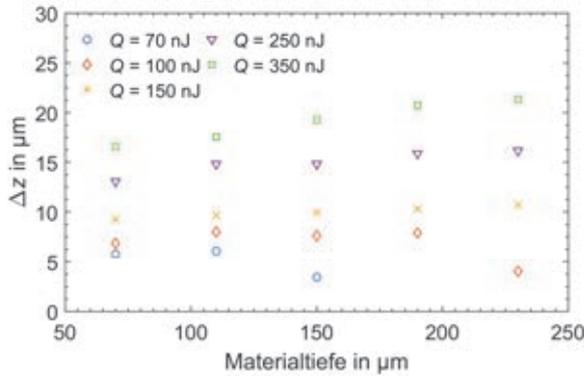


Bild 5: Axiale Ausdehnung in Abhängigkeit von der Materialtiefe, aufgetragen für verschiedene Pulsenergien

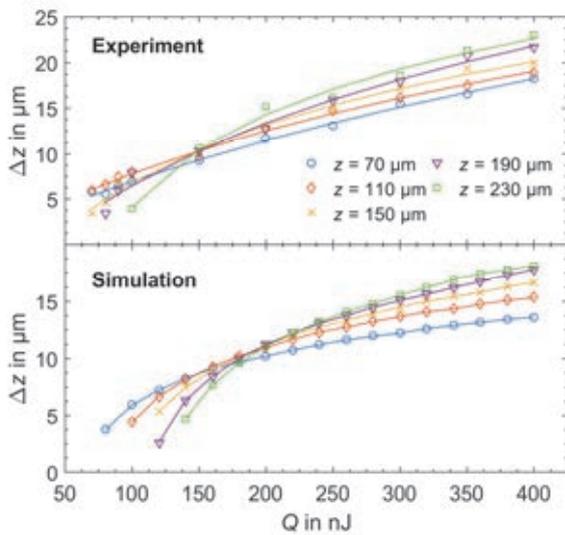


Bild 6: Axiale Ausdehnung in Abhängigkeit von der Pulsenergie, aufgetragen für verschiedene Materialtiefen z

Bei einer Pulsenergie von 70 nJ konnten bis zu einer Tiefe von 150 μm Intensitäten größer als die Schwellintensität erreicht werden (Vgl. Bild 5). In einer Tiefe von 150 μm nahm die wirksame Intensität durch die lineare Absorption und die zunehmende sphärischer Aberration für größere Materialtiefen soweit ab, dass sich die axiale Ausdehnung verkleinerte. Bei einer Pulsenergie von 100 nJ trat diese Erscheinung erst in größerer Materialtiefe auf, bis zu einer Tiefe von 190 μm nahm die axiale Ausdehnung zu, danach ab. Ab Pulsenergien von 150 nJ nahm die axiale Ausdehnung aufgrund der höheren Intensitäten in allen untersuchten Materialtiefen zu. In Bild 6 ist die berechnete axiale Ausdehnung dargestellt. Sowohl in Bild 6 unten und oben besitzen die Kurven für kleinere Fokustiefen einen geringeren Anstieg. Bis zu einer Pulsenergie von etwa 150 nJ liegen die Datenpunkte für kleinere Materialtiefen über denen für größere Materialtiefen. Aufgrund der größeren Steigung der Kurven für höhere Materialtiefen wechselt dieser Trend ab etwa 150 nJ. Die axiale Ausdehnung wurde durch zwei auftretende Effekte beeinflusst. Zum einen traten Aberrationen an Grenzflächen auf, die zur Aufweitung der axialen Ausdehnungen führten (Vgl. Bild 7) und zum ande-

ren trat in PMMA eine starke Selbstfokussierung [3] auf, welche der Vergrößerung entgegenwirkte. Die Kavitäten würden theoretisch an den Positionen $n \cdot \text{Defokussierung}$ entstehen. Sie sind jedoch bereits in kleineren Materialtiefen entstanden, was auf die Selbstfokussierung zurückgeführt werden kann. Die durch sphärische Aberration hervorgerufene Verbreiterung Δx des idealen Schnittpunktes steht im Zusammenhang mit der Brennweite f , dem Rohlstrahlradius R_0 und der Bearbeitungstiefe s im Material:

$$\Delta x = \frac{s \cdot R_0}{n_0} \cdot \left[\tan \left(\arcsin \left[\frac{\sin \left(\arctan \left[\frac{R_0}{f} \right] \right)}{n_0} \right] \right) \right]^{-1} - s \quad [7]$$

Die sphärische Aberration beeinflusst die Ausdehnung des Fokusbereiches in axialer und lateraler Richtung. Je größer die Aberration, desto ausgehender ist der Fokusbereich. In Folge dessen sinkt die Intensität der Laserstrahlung. [3]

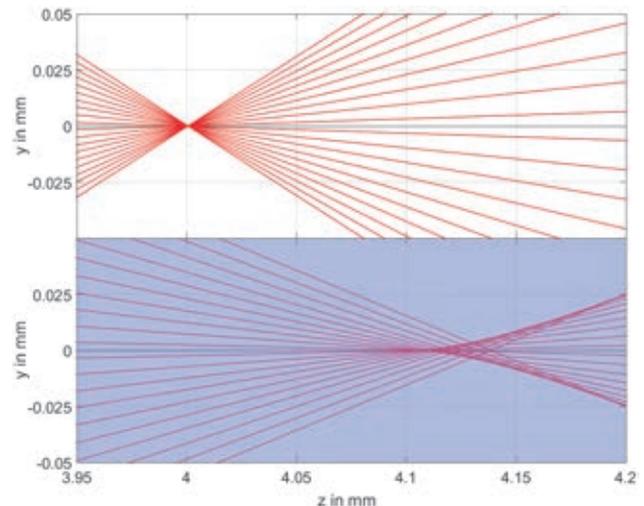


Bild 7: Strahlenoptische Darstellung, oben: Fokussierung an Luft, unten: Fokussierung im Medium

Ebenso ergaben sich durch die Fokussierung der Laserstrahlung im Material eine Verschlechterung der Strahlqualität (Vgl. Bild 8) und eine Zunahme des Fokusradius (Vgl. Bild 9). Da die Vergrößerung des Strahlradius einen stärkeren Effekt auf die Strahlformung besaß, als die Verschlechterung der Strahlqualität, nahm die Rayleigh-Länge nach folgender Formel zu:

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{M^2 \cdot \lambda}$$

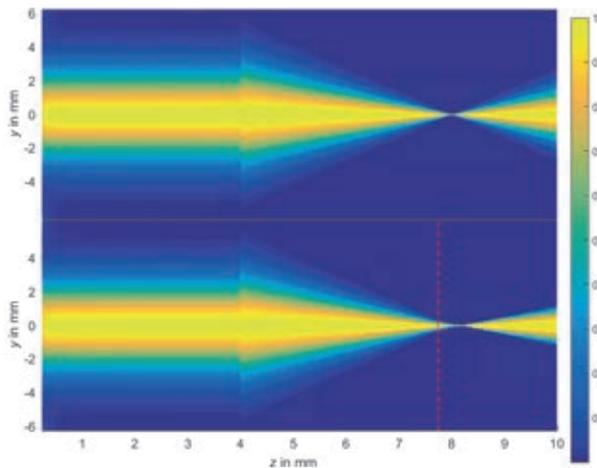


Bild 8: Wellenoptische Abschätzung der zu erwartenden Intensitätsverteilung, normiert auf das Maximum einer z-Koordinate, oben: Fokussierung an Luft, unten: Fokussierung im Medium (rote Linie: Beginn des Mediums)

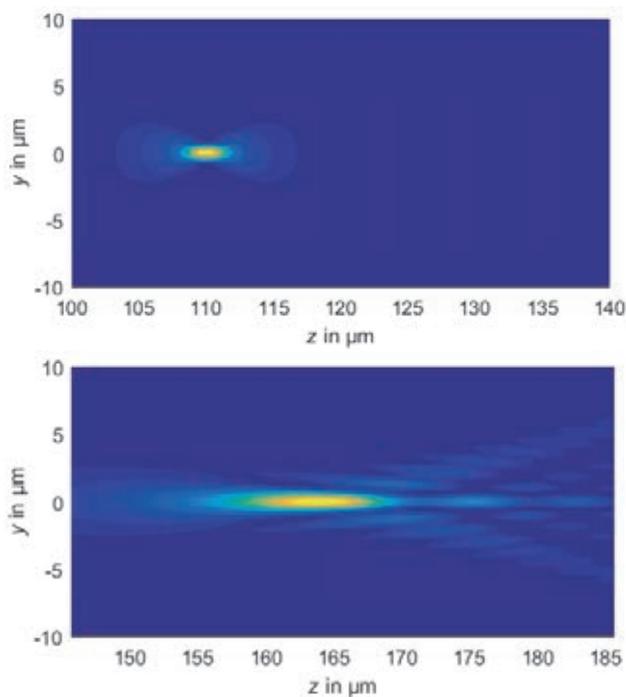


Bild 9: Wellenoptisch berechnete Intensitätsverteilung in der yz-Ebene, oben: ohne Material, unten: 150 μm im Material

4. Zusammenfassung

In diesem Artikel wurden Ergebnisse zur gesteuerten Defekterzeugung in transparenten Materialien in Abhängigkeit von Pulsenergie und Materialtiefe diskutiert. Der Vergleich von Experiment und Simulation mit der experimentell bestimmten Schwellintensität zeigte qualitativ eine hohe Übereinstimmung. Die Größe der Strukturen wurde durch zwei gegenläufige Prozesse beeinflusst. Zum einen führten lineare Absorption beim Durchgang der Laserstrahlung durch das Material und Aberrationen an Grenzflächen zur Abschwächung der Intensität und damit zu kleineren axialen Ausdehnungen. Zum anderen nahm die Rayleigh-Länge mit größerem Strahlradius zu, wodurch sich die axiale Ausdehnung wieder vergrößerte. Für eine Pulsenergie von 150 nJ ergab

sich annähernd die gleiche axiale Ausdehnung über alle untersuchten Materialtiefen. Diese experimentell ermittelten Ergebnisse spiegelten sich auch in den durchgeführten Simulationen wider.

Danksagung

Die Autoren danken dem Europäischen Sozialfond für Deutschland (ESF) für die Finanzierung der Nachwuchsforschergruppe UltraLas (Antragsnummer: 100231934).



Literaturverzeichnis

- [1] Löschner, U., et al. „Innenbearbeitung transparenter Materialien mit kurzen und ultrakurzen Pulsen“, 20th International Scientific Conference, Scientific Reports 4, 2009, 44-49.
- [2] Osellame, R., et al. „Femtosecond laser microstructuring: an enabling tool for optofluidic lab-on-chips“, WILEY-Verlag, Weinheim, 2011.
- [3] Viertel, T. Bachelorarbeit „Untersuchungen zur laserinduzierten Erzeugung von Kavitäten in Kunststoffen“, Mittweida, 2015.
- [4] Olbrich, M., et al. „Simulation of the spherical aberration by focusing laser radiation in transparent materials: Comparison of different simulation approaches“, Eingereicht in: Appl. Phys. A, 2015.
- [5] Liu, J.M. "Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes", Opt. Let. 7, (1982) 5.
- [6] Sowa, S., et al. "Filamentary cavity formation in poly(methyl methacrylate) by single femtosecond pulse", Appl. Phys. A 81, (2005), 1587-1590.
- [7] Mauersberger, S. Diplomarbeit "Untersuchungen zur Bearbeitung von Gläsern mit kurzen und ultrakurzen Laserpulsen", Mittweida, 2008.

LASERDEKONTAMINATION FÜR DEN RÜCKBAU KERNTÉCHNISCHER ANLAGEN

Anton Philipp Anthofer, Wolfgang Lippmann, Antonio Hurtado
Technische Universität Dresden, Institut für Energietechnik,
Professur für Wasserstoff- und Kernenergietechnik

Im Rahmen des Rückbaus kerntechnischer Anlagen müssen die Oberflächen von radioaktiver Kontamination oder chemisch-toxischen Stoffen gereinigt werden. Entwicklungen der Lasertechnologie hinsichtlich Präzision, Leistung und Ökonomie sowie Vorteile der einfachen Automatisierbarkeit, dem Arbeiten ohne Staubbildung und Rückstellkräfte bieten sich an für eine Weiterentwicklung und einen Einsatz im nuklearen Rückbau. An der TU Dresden wurden laserbasierte Verfahren für den Abtrag von radioaktiv kontaminierten und mit Polychlorierten Biphenylen (PCB) kontaminierten Betonoberflächen entwickelt. Dazu wird ein 10 kW – Hochleistungsdiolenlaser im kontinuierlichen Leistungsmodus verwendet. Radioaktive Nuklide werden beim Laserabtrag in der sich ausbildenden Betonschmelze gebunden und gleichzeitig konditioniert. Die PCB werden mittels Laser zersetzt, sodass der chemisch-toxische Abfall signifikant reduziert wird. Dies geschieht mit einer Flächenabtragsleistung von ca. 7 m²/h, einer Dekontamination der Oberfläche von 97 % und einer PCB-Zersetzung von 89 %.

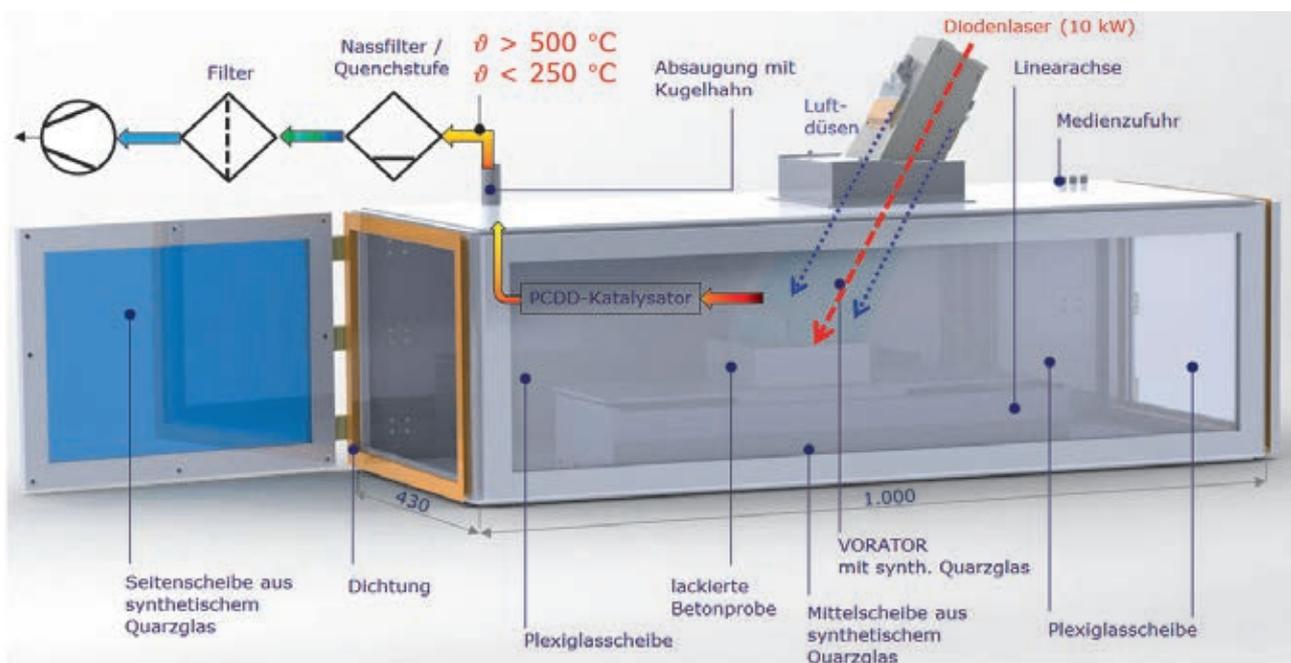


Abbildung: Versuchsaufbau zur Laserdekontamination chemisch-toxisch belasteter Betonoberflächen

SYSTEMENTWICKLUNG UND UNTERSUCHUNGEN ZUR MIKROBEARBEITUNG MIT FEMTOSEKUNDEN LASERIMPULSEN

Jürgen Müller, Christian Schindler, Jens Bliedtner
Ernst-Abbe-Hochschule Jena, Carl Zeiss Promenade 2, 07745 Jena

Die vorgestellten Arbeiten setzen sich mit der Entwicklung und dem Aufbau eines Anlagenkonzeptes für die Mikrobearbeitung mit ultrakurzen Laserimpulsen auseinander. Mit dem realisierten System sollen Parameterstudien sowie Forschungs- und Entwicklungsaufgaben durchgeführt werden, welche die Grundlage für den industriellen Fertigungsprozess bilden.

Auf Basis der gegebenen Anlagentechnik erfolgt die Entwicklung und Bewertung verschiedener Anlagenkonzepte sowie die konstruktive Umsetzung der favorisierten Variante. Mit der Charakterisierung der Lasermaterialbearbeitungsanlage werden die signifikanten Parameter wie Strahldurchmesser, Leistung in der Bearbeitungsebene sowie Strahlparameter ermittelt. Für die beiden Scan-Köpfe erfolgt eine Korrektur und Anpassung der Scanebene an die justierte Strahlführung und vorliegende Bearbeitungsebene. Als Nachweis für einen gleichmäßigen Materialabtrag über das gesamte Scanfeld werden Untersuchungen an optischen Gläsern durchgeführt.

Einleitung

Das im folgenden vorgestellte System für die Mikrobearbeitung von sprödharten Glaswerkstoffen bis hin zu thermisch sensiblen Werkstücken mit ultrakurzen Laserimpulsen soll die Möglichkeit bieten, Machbarkeitsstudien sowie Parameterstudien durchzuführen. Weiterhin sollen Forschungs- und Entwicklungsarbeiten mit dem Anlagensystem möglich sein. Anhand des zu entwickelten Anlagenkonzeptes sollen die konstruktive Umsetzung sowie die Auswahl der mechanischen und optischen Bauteile erfolgen. Nach Installation der Komponenten und Charakterisierung der Strahlparameter soll der Aufbau in seinen Parametergrenzen als statisches System beschrieben und als Werkzeug zur Prozessentwicklung genutzt werden. Die Anordnung der Systemkomponenten ist so zu entwickeln, dass zu einem späteren Zeitpunkt die Erweiterung des Aufbaus mit optischen Elementen möglich ist. Abschließend soll der gezielte Materialabtrag an einem Glaswerkstoff untersucht und auf diese Weise die Funktionsfähigkeit des Systems nachgewiesen werden.

Systementwicklung

Die vorhandene Geräteperipherie setzt sich aus einem Ultrakurzpulslaser "Satsuma HP2" mit einem externen Frequenzkonversionsmodul (FKM) der Fa. *Amplitude Systemes* und zwei Scan-Köpfen "intel-iSCAN III 14" der Fa. *SCANLAB* zusammen.



Abbildung 1: fs-Laser Satsuma HP2 mit Frequenzkonversionsmodul von Fa. *Amplitude Systemes*

Das Lasersystem mit den drei verschiedenen Strahlausgängen kann nicht direkt an die Bearbeitungsstation bzw. die Ablensysteme gekoppelt werden. Zur Übertragung der Energie wird ein optisches System für die gezielte Führung der Laserstrahlung benötigt.



Abbildung 2: Übertragungssystem für die Laserstrahlung

Das optische und mechanische Konzept orientiert sich an Vorgaben und Bedingungen, wie die Wellenlängen, Brennweiten der Objektive, Größe und Distanzangaben für die Strahlanalysesysteme sowie die geforderte z-Positionierung für unterschiedlichste Materialdicken. Das entwickelte Konzept sieht für die drei Wellenlängen je eine separate Strahlführung vor, um Leistungsverluste auf Grund optischer Elemente gering zu halten. Spiegel und Optiken benötigen demzufolge nur für einen schmalen spektralen Bereich ausgelegt sein und erreichen dadurch eine hohe Reflexion bzw. Transmission für die Arbeitswellenlänge.

Der erste Abschnitt der Strahlenführung wird in der waagerechten Ebene in Form einer z-Anordnung gefaltet, um ein einfaches Justieren zu realisieren. Die beiden eingesetzten Spiegel ermöglichen durch diesen Aufbau eine waagerechte und senkrechte Veränderung der Strahlen [1]. Im weiteren Strahlverlauf wird der Rohstrahl mit einem Teleskop auf einen größeren Strahldurchmesser aufgeweitet. Nachfolgend verlaufen die Strahlen seitlich am Bearbeitungs- und Bewegungsbereich des Ablensystems entlang. Somit bleibt der Raum unter den Scan-Köpfen frei für ein x-y-Achssystem zur exakten Positionierung der Proben oder eine einfache Werkstückaufnahme. Die zur Charakterisierung der Anlage erforderlichen Messsysteme benötigen ebenfalls eine gewisse Freifläche und Distanz zu den Scan-Köpfen.

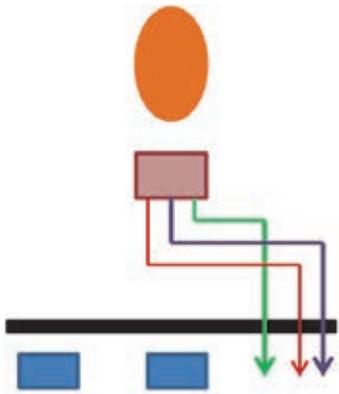


Abbildung 3: Strahlführung in der waagerechten Ebene

Die Eintrittsapertur der Scan-Köpfe gibt mit dem Abstand zum Breadboard die Position und Lage der Spiegel unterhalb vom Breadboard an. In der senkrechten Ebene erfolgt die Strahlführung seitlich sowie oberhalb der Scan-Köpfe und entspricht einem U-Profil. Der letzte Spiegel lenkt die Strahlen in die Scan-Köpfe, wobei ein Scan-Kopf für zwei Wellenlängen ausgelegt ist.

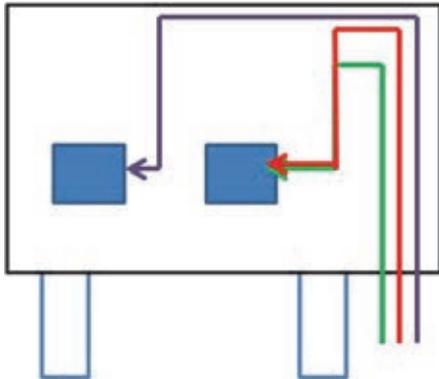


Abbildung 4: Strahlführung in der senkrechten Ebene

Bei der Bearbeitung von Materialien und Strukturen, die eine Materialdicke besitzen, welche größer als die Rayleighlänge ist, muss die Fokusebene nachgeführt werden. Die neue Position ist abhängig von der jeweiligen Abtragtiefe und der Fokusslage. Mit einer Verschiebung des Scansystems oder dem Werkstück kann die Anpassung der Fokusposition erfolgen. Um flexibel auf unterschiedliche Bauteilstrukturen und Spannelemente reagieren zu können, ist das Scansystem beweglich ausgelegt. Dies wurde bereits im Konzept für die Strahlführung diskutiert und berücksichtigt. Als Tragkonstruktion wird eine Grundplatte ("Breadboard") in Portalbauweise genutzt. An ihr werden die Achse mit den beiden Scan-Köpfen und die optischen Elemente für die Strahlführung befestigt. Aus den zugewiesenen Anforderungen leiten sich die notwendigen Eigenschaften ab. Durch die Kopplung der einzelnen Elemente wird zum einen der statische Aufbau realisiert und zum anderen die anpassungsfähige Position der Fokus- sowie der Bearbeitungsebene umgesetzt. Die Anordnung der beiden Scan-Köpfe wird durch die Größe der Scansysteme, den benötigten Raum für die Strahlführung und eine ausgeglichene Gewichtsver-

teilung an der Achse vorgegeben. Die Befestigungspunkte für die Justiereinheit sind so angeordnet, dass an der Achse eine gleichmäßige Kraft und ein geringes Moment angreift. Mit einer FEM-Analyse konnte die optimale Gewichtsverteilung sowie die geringe Bauteilverformung von $3,7 \mu\text{m}$ bei einer Belastung von 50 N nachgewiesen werden.

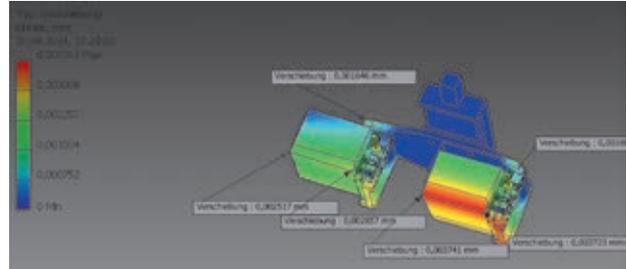


Abbildung 5: FEM-Simulation der mechanischen Komponenten

Abbildung 6 zeigt den realisierten Aufbau der Laseranlage mit Einhausung.

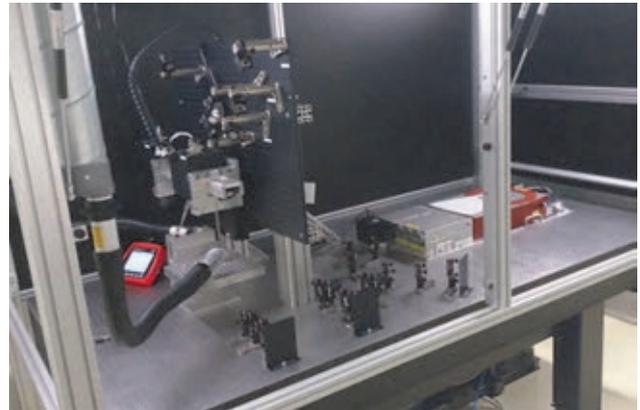


Abbildung 6: fs-Lasermaterialbearbeitungsanlage mit Einhausung

Charakterisierung

Zur Charakterisierung der realisierten Laseranlage wird eine Strahlanalyse an verschiedenen Positionen durchgeführt. Die Abbildung 7 zeigt die wichtigsten Messpositionen im Aufbau.

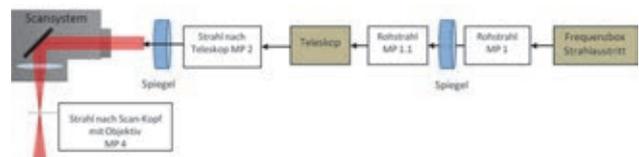


Abbildung 7: Schematischer Aufbau des Ultrakurzimpuls Lasersystems

Die Strahldurchmesser werden mit einem kamera-basierten Strahlprofilmessgerät der Fa. Ophir Photonics gemessen und mit der Software "Beam Gage" ausgewertet. Das Messsystem bietet verschiedene ISO-Methoden zur Strahlanalyse und -auswertung an. Für die Bestimmung der Strahldurchmesser findet die "Knife Edge" Methode nach ISO 11146 Anwendung [2]. Die in Tabelle 1 aufgeführten Strahldurchmesser werden bei einer Modulationsef-

fizienz des akusto-optischen Modulators (MOD Efficiency bzw. was einer bestimmten Leistung entspricht) von 100 %, einer Repetitionsrate von 500 kHz und einer Pulslänge $\tau_p = 350$ fs ermittelt.

Tabelle 1: Gemessene und simulierte Strahldurchmesser an verschiedenen Punkten im System

	343 nm	515 nm	1030 nm
Rohstrahldurchmesser [mm] Messpunkt 1	x: 2,45 y: 2,26	x: 1,69 y: 1,64	x: 2,20 y: 2,06
Strahldurchmesser vor Strahlaufweitung [mm] Messpunkt 1.1	x: 2,33 y: 2,23	x: 1,72 y: 1,65	x: 1,96 y: 1,97
Strahlaufweitung 4x			
Strahldurchmesser [mm] (simuliert) (Zemax Blackbox)	x: 9,33 y: 8,92	x: 6,88 y: 6,63	x: 7,86 y: 7,88

Abbildung 8 stellt einen aufgenommenen Strahldurchmesser im IR als zwei und dreidimensionales Gauß-Profil TEM₀₀ dar. Alle Strahldurchmesser nach dem Teleskop sind aufgrund der begrenzten Detektorfläche des Kamerasystems in Zemax mit einer entsprechenden Blackbox für die Teleskope simuliert.

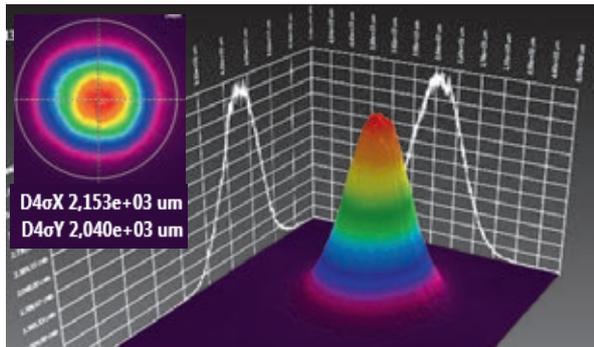


Abbildung 8: Zwei und dreidimensionales Strahlprofil

Wichtig für die Mikrobearbeitung mit ultrakurzen Laserimpulsen ist die in der Bearbeitungsebene zur Verfügung stehende Leistung bzw. Pulsenergie. Der "Satsuma HP2" besitzt eine maximale Ausgangsleistung von 20 Watt. In Abhängigkeit der Frequenzkonversion bzw. der Wellenlänge verringert sich die vorhandene Ausgangsleistung. Die im Aufbau verwendeten Spiegel und transmittierenden Optiken und deren teilweise absorbierenden sowie reflektierenden Eigenschaften reduzieren die am Ende in der Scanebene zur Verfügung stehende Leistung. Damit nicht nur die nutzbare Leistung bekannt ist, sondern auftretende Verluste einer Komponente zugeordnet werden können, wird an signifikanten Stellen im System gemessen. Dabei zeigen sich unterschiedliche Ursachen und Leistungsverluste für die drei Wellenlängen. Abbildung 9 zeigt die Gesamtverluste zwischen Lasersystem und Bearbeitungsebene.

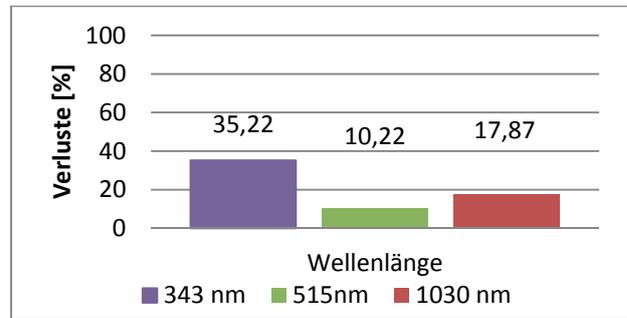


Abbildung 9: Leistungsverluste für den Laseraufbau

Somit steht für die Lasermaterialbearbeitung in der Bearbeitungsebene eine nutzbare Leistung für IR von 16,1 W, VIS von 7,8 W und für UV von 2 W zur Verfügung.

Die Fokusslage und der Fokussdurchmesser sind bedeutende Parameter für die Lasermaterialbearbeitung. Die Position und der Durchmesser der fokussierten Strahlen müssen bei der Prozessplanung und Festlegung der Zielgrößen bekannt sein. Für die Analyse der Fokussdurchmesser kommen drei verschiedene Methoden zum Einsatz. Zum einen wird das auf Wechselwirkung basierende Verfahren eingesetzt und zum anderen zwei kamerabasierte Systeme. Alle Verfahren basieren auf das Durchfahren der Strahlkaustik zur Bestimmung der kleinsten Strahleinschnürung, wie in Abbildung 10 dargestellt.

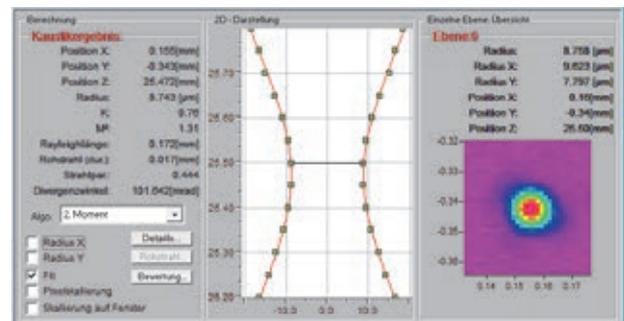


Abbildung 10: Kaustikdarstellung mit dem MicroSpotMonitor nach ISO 11146

Die aus den unterschiedlichen Analysemethoden ermittelten Fokussdurchmesser und Strahlparameter sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Tabelle 2: Strahlparameter

	343 nm	515 nm	1030 nm
Fokussdurchmesser [μm]	11,9	13,6	15,7
Rayleighlänge [μm]	230	235,1	156,6
Divergenz [mrad]	47,8	57,8	100,3
Beugungsmaßzahl M ²	1,2	1,2	1,2

Die Betrachtung der Fokusbereichs und Strahlkaustik erfolgt ausschließlich im Mittelpunkt des Scanfeldes. Aus dieser Betrachtung lassen sich keine Rückschlüsse auf die Lage der Scanebene in Bezug auf die Bearbeitungsebene ziehen. Für eine gleichmäßig flächige Bearbeitung ist es wichtig, dass die Probenoberfläche in einer Ebene mit der Scan- bzw. Fokusebene liegt. Anhand der Achspositionen z und den dazugehörigen Punkten im Scanfeld kann auf die Lage der Scanebene geschlossen werden. Die Auswertung ergibt eine Verschiebung Δz der Eckpunkte bezogen auf den Mittelpunkt von $180 \mu\text{m}$ bis $360 \mu\text{m}$, wie in Abbildung 11 schematisch gezeigt wird.

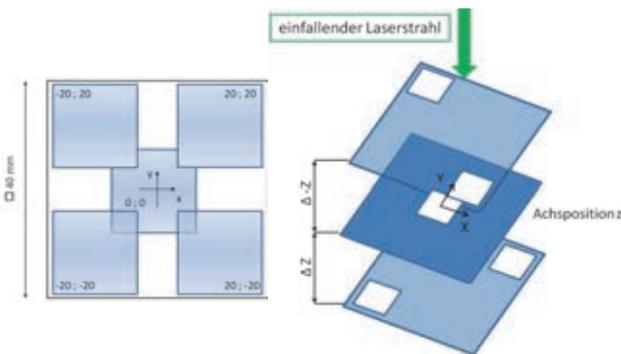


Abbildung 11: Position und Verschiebung der Messpunkte im Scanfeld

Mit der Software "correXion pro" kann eine Korrektur der Scanebene aus den bisherigen Korrekturdaten und den real auf einen Objektträger gemessenen Positionswerten erfolgen. Die Bestimmung der Positionsmarken erfolgt über ein digitales Messmikroskop von der Fa. Keyence. Die folgenden Diagramme geben den gemessenen Startfehler, den vom Programm angegebenen Restfehler sowie den gemessenen Restfehler für die erste und zweite Korrektur an.

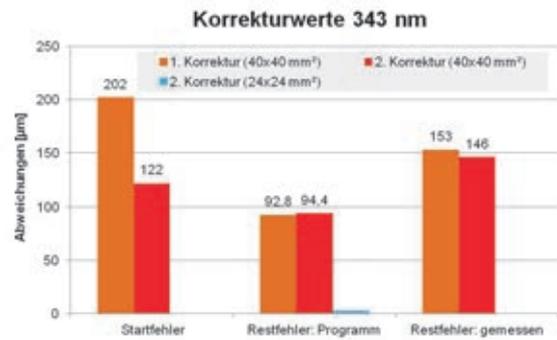
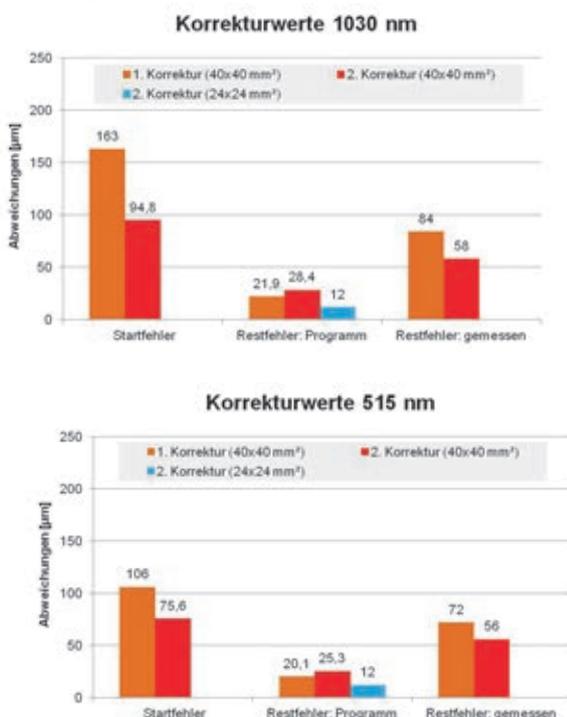


Abbildung 12: Start- und Restfehler der erzeugten Korrekturfiles

Die Abweichungen zwischen den vom Programm ausgegebenen Restfehler und den gemessenen Restfehler entstehen durch die Ungenauigkeiten beim Auswerten der Positionsmarken.

Untersuchung der Abtragscharakteristik über das Scanfeld

Die Charakterisierung der Strahl- und Fokusparameter bildet die Grundlage für die Planung von Bearbeitungsstrategien. Mit der Scanfeldkalibrierung erfolgte die Anpassung der Scanebene vom Scan-Kopf an die Ebene der Werkstückaufnahme. Aufgrund verschiedener Einschränkungen und Toleranzen der Messsysteme ergeben sich bei der Auswertung unterschiedliche Werte für den Restfehler über die gesamte Scanfläche. Anhand der Untersuchung soll ein gleichmäßiger Abtrag über das definierte Scanfeld unter Berücksichtigung der Restfehler des optischen Systems nachgewiesen werden. Für die Analyse werden Testfelder von der Größe $3 \times 3 \text{ mm}^2$ in den Eckpunkten, auf der Hälfte der Diagonalen und im Mittelpunkt abgetragen.

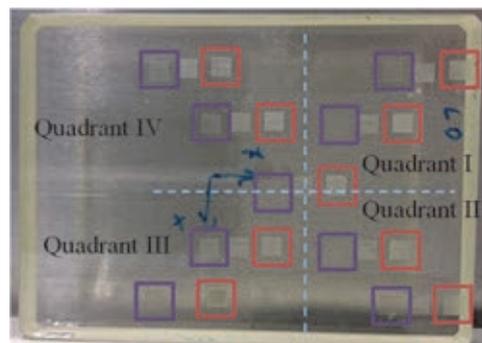


Abbildung 13: Glasprobe mit Testfeldern für alle Wellenlängen (UV-, VIS-, und IR-Abtrag)

Für die Auswertung der Abtragtiefe wird das Tastschnittgerät "Form Talysurf Serie 2" genutzt. Eine Übersicht der Abtragstiefen über das gesamte Scanfeld ist in den folgenden Diagrammen für jede Wellenlänge abgebildet. Die Anordnung gibt die Position der Testfelder im Scanfeld und die dazugehörige Abtragtiefe an.

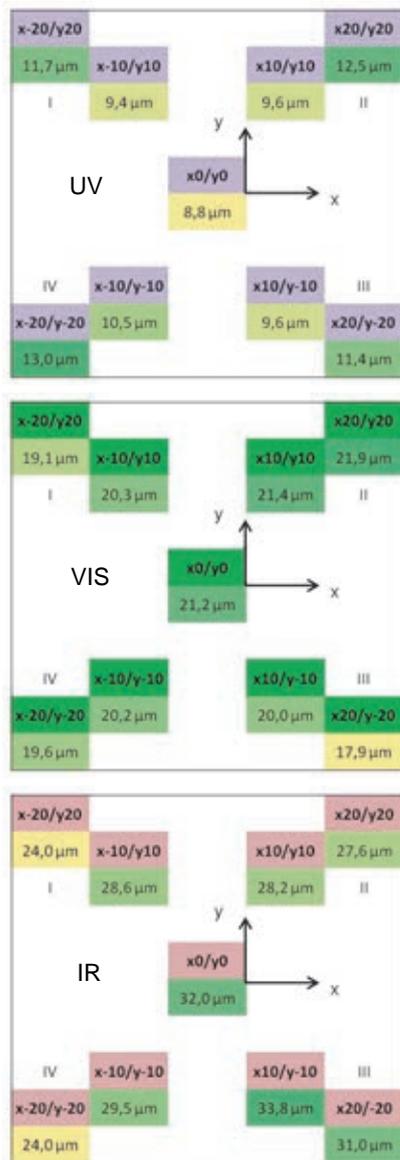


Abbildung 14: Abtragstiefen mit Positionen im Scanfeld für UV, VIS und IR

Für eine Anwendung zeigt sich, dass ein Bauteil über die Scanfeldgröße von 40 x 40 mm² mit der IR-Wellenlänge und den verwendeten Prozessparametern bis auf eine Genauigkeit von ca. 10 µm für den Tiefenabtrag gefertigt werden kann. Bei der VIS- und UV-Wellenlänge wird eine Genauigkeit von ca. 4 µm für den Tiefenabtrag erreicht. Ist für eine Applikation eine höhere Genauigkeit gefordert, kann die Scanfeldgröße und das Korrekturfile angepasst werden. Mit einem Scanbereich von 20 x 20 mm² reduzieren sich die Bearbeitungstoleranzen für den Tiefenabtrag auf ca. die Hälfte, wie das Diagramm in Abbildung 15 zeigt.

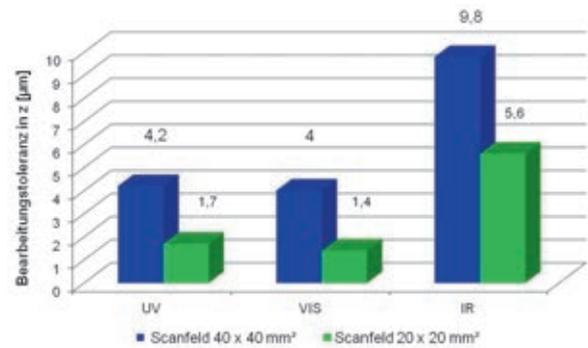


Abbildung 15: Erreichbare Genauigkeit über das Scanfeld

Zusammenfassung

Die Laseranlage für die Mikrobearbeitung mit ultrakurzen Laserimpulsen wurde unter Berücksichtigung der Anforderungen entwickelt und realisiert. Mit der Charakterisierung konnten alle relevanten Faktoren wie Strahlparameter, Strahl-durchmesser und Fokuspositionen, für das Lasersystem ermittelt werden. Die Parameter der Laseranlage bilden somit die Grundlage für die Planung der Bearbeitungsstrategien und der späteren Prozessentwicklung. Durch den Materialabtrag an einer Glasprobe konnte die Funktion des Systems nachgewiesen und die erreichbare Genauigkeit für die verwendeten Parameter bestimmt werden.

Danksagung

Der vorgestellte Aufbau einer Laseranlage für die Mikrobearbeitung mit femtosekunden Laserimpulsen wurde gefördert und unterstützt durch das Thüringer Zentrum für Maschinenbau (ThZM), den europäischen Sozialfond (ESF), das Ultrakurzpuls-Anwendungszentrum sowie von der Carl Zeiss AG.

Literaturangabe

- [1] S. Wächter: Interview Strahlengänge Justieren [Interview]. 17 April 2014.
- [2] Deutsches Institut für Normung DIN: Laser und Laseranlagen Prüfverfahren für Laserstrahl-abmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen, Beuth Verlag GmbH 10772 Berlin. 2014

SCIENTIFIC REPORTS

WISSENSCHAFTLICHE BERICHTE

The main aspect of the Scientific Reports is to promote the discussion of modern developments in research and production and to stimulate the interdisciplinary cooperation by information about conferences, workshops, promotion of partnerships and statistical information on annual work of the Hochschule Mittweida (FH) University of Applied Sciences. This issue will be published sporadically. Contributors are requested to present results of current research, transfer activities in the field of technology and applied modern techniques to support the discussion among engineers, mathematicians, experts in material science and technology, business and economy and social work.

Journal of the University of Applied Sciences Mittweida
Wissenschaftliche Zeitschrift der Hochschule Mittweida

Hochschule Mittweida
University of Applied Sciences
Referat Forschung
PF 1457
D-09644 Mittweida

Tel: +49 (0) 3727 / 58 1264
Fax +49 (0) 3727 / 58 21264

© Hochschule Mittweida
University of Applied Sciences
Technikumplatz 17
D-09648 Mittweida