

Plasmaspritzen mit einem kaskadierten Einzellichtbogen

Hendrik Heinemann

März 2024

Schriftenreihe Oberflächentechnik, Band 78

Hrsg.: Prof. Dr.-Ing. K. Bobzin

Partner im
LABORATORIUM
FÜGETECHNIK
OBERFLÄCHENTECHNIK



Plasmaspritzen mit einem kaskadierten Einzellichtbogen

Cascaded Single-Arc Plasma Spraying

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Hendrik Heinemann

Berichter/in: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Kirsten Bobzin
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dipl.-Wirt. Ing. Wolfgang Tillmann

Tag der mündlichen Prüfung: 05.09.2023

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.

Schriftenreihe Oberflächentechnik

Band 78

Hendrik Heinemann

**Plasmaspritzen mit einem kaskadierten
Einzellichtbogen**

Shaker Verlag
Düren 2024

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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

Zugl.: D 82 (Diss. RWTH Aachen University, 2023)

Copyright Shaker Verlag 2024

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 978-3-8440-9417-6

ISSN 1864-0796

Shaker Verlag GmbH • Am Langen Graben 15a • 52353 Düren

Telefon: 02421 / 99 0 11 - 0 • Telefax: 02421 / 99 0 11 - 9

Internet: www.shaker.de • E-Mail: info@shaker.de

Danksagung

Die Ergebnisse dieser Arbeit entstanden im Rahmen von zwei Projekten, die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft e. V. (DFG) gefördert und am Institut für Oberflächentechnik der RWTH Aachen University durchgeführt wurden. Dazu gehört das Projekt „Beeinflussung des Lichtbogenverhaltens im kaskadierten DC-Ein-Kathoden-Ein-Anoden-Plasma-Generator (DC-EKEAPG) zur Verbesserung der Prozessstabilität und der Schichteigenschaften“ mit der Projektnummer 336061514 und das Teilprojekt A10 im SFB1120-236616214 „Bauteilpräzision durch Beherrschung von Schmelze und Erstarrung in Produktionsprozessen“. Für die Förderung und Unterstützung sei an dieser Stelle gedankt. Für die Erstellung der Simulationsmodelle wurde von der Firma Oerlikon Metco, Wohlen, Schweiz die Geometrie des SinplexPro™-90 zur Verfügung gestellt. Ebenso hat A. B. Murphy von der Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation freundlicherweise die Eigenschaften des Plasmagases zur Verfügung gestellt. Für diese Unterstützung sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

An erster Stelle gilt mein besonderer Dank Prof. Kirsten Bobzin für die fachliche Betreuung dieser Arbeit, aber auch für die vertrauensvolle Zusammenarbeit, insbesondere während meiner Zeit als Oberingenieur am IOT. Für die Übernahme des Zweitgutachtens möchte ich mich herzlich bei Prof. Wolfgang Tillmann bedanken sowie bei Prof. Christian Hopmann für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Darüber hinaus möchte ich mich bei allen aktuellen sowie ehemaligen wissenschaftlichen, technischen sowie in der Verwaltung tätigen Kollegen und Kolleginnen am IOT bedanken, die mich während meiner Promotion nicht nur fachlich, technisch sowie administrativ unterstützt, sondern mich vor allem als Team begleitet haben. Mein außerordentlicher Dank gilt meinen ehemaligen Vorgesetzten Dr. Mehmet Öte, Dr. Wolfgang Wietheger sowie Dr. Martin Knoch, ebenso wie meiner Gruppenleiterin Elisa Olesch, meinem Gruppenleiter Marvin Erck und meinem ehemaligen Gruppenleiter Dr. Julian Hebing. Daneben möchte ich mich für die Unterstützung durch Anke Lück im Sekretariat, sowie bei meinen ehemaligen wissenschaftlichen Hilfskräften Augustinus Conrad Schütz und Andreas O'Brien für die Zusammenarbeit bedanken. Für den regen - fachlichen aber vor allem auch freundschaftlichen - Austausch danke ich Dennis Hoffmann und Marco Carlet. Neben den Kollegen am IOT

möchte ich mich auch herzlich bei meinem Projektpartner Dr. Stephan Zimmermann für die sehr herzliche Zusammenarbeit aber auch die Unterstützung durch sein Wissen zu Plasma-generatoren und der Diagnostik im Thermischen Spritzen bedanken.

Abschließend möchte ich meiner Familie und meinen Freunden herzlich danken: Insbesondere meinen Eltern und Geschwistern danke ich für ihre Unterstützung und das mir entgegengebrachte Verständnis. Zuletzt danke ich von ganzem Herzen meiner Frau Vanessa für ihre immerwährende Unterstützung, stetige Ermutigung und unverzichtbare Hilfe während dieser Zeit.

Das Atmosphärische Plasmaspritzen ist eine vielseitig einsetzbare Beschichtungstechnologie zur Applikation einer breiten Palette an Schichtwerkstoffen. Innerhalb des atmosphärischen Plasmaspritzens ist das kaskadierte Plasmaspritzen mit Einzellichtbogen eine industriell noch recht junge Verfahrensvariante. Die dabei genutzten Generatoren vereinen den Vorteil des vergleichsweise einfachen Aufbaus eines Einzellichtbogengenerators mit den erzeugten hohen Leistungen eines kaskadierten Generators. Allerdings sind die im kaskadierten Plasmaspritzen genutzten Generatoren noch recht unerforscht; insbesondere hinsichtlich der Bewegung des Lichtbogens und dem daraus resultierenden Stabilitätsverhalten des Plasmafreistrahls.

In dieser Arbeit wird daher anhand von Messungen der elektrischen Kenngrößen in Kombination mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen das Stabilitätsverhalten dieses Generators untersucht. Dazu wird eine neue Methodik entwickelt, die es ermöglicht, die Aufnahmen quantitativ zu analysieren und hinsichtlich ihres Einflusses auf die Partikel zu bewerten. Die Ergebnisse zeigen, dass die kaskadierten Einzellichtbogengeneratoren eine vergleichbare Prozessstabilität zu kaskadierten Mehrlichtbogensystemen aufweisen. Diese Untersuchungen werden durch Simulationen des Plasmagenerators und des partikelbeladenen Freistrahls zur Vorhersage der Partikelgeschwindigkeiten und -temperaturen ergänzt. Die Simulationen sind in der Lage, die am Plasmagenerator entstehenden Nettoleistungen und elektrischen Leistungen gut vorherzusagen. Darauf basierend können die Simulationen die Partikelgeschwindigkeiten mit hoher Genauigkeit abbilden, auch wenn die Partikeltemperaturen derzeit noch leicht überschätzt werden. Im dritten Teil der Arbeit werden die Anbindungspositionen des Lichtbogens im Plasmagenerator durch Simulationen und experimentelle Untersuchungen analysiert und durch externe Magnetfelder manipuliert. Dabei wird die grundsätzliche Möglichkeit der Manipulation unter Beweis gestellt und gezeigt, dass diese potenziell einen Einfluss auf den Auftragswirkungsgrad haben kann.

Die auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen basierende Stabilitätsanalyse ist eine neuartige Methode, welche im Rahmen dieser Arbeit erstmalig eingesetzt wurde. Gleiches gilt für die Vorhersage von Partikeleigenschaften eines kaskadierten Plasmagenerators. Die Methodik zur Beurteilung der Stabilität kann zukünftig zur Bewertung und Weiterentwicklung von Plasmageneratoren genutzt werden. Die Simulation der Partikeleigenschaften ermöglicht zudem eine schnellere Parameterentwicklung für neue Schichtsysteme.

Atmospheric plasma spraying is a versatile coating technology for the deposition of a wide range of coating materials. Cascaded plasma spraying with a single arc is a relatively new industrial process variant of atmospheric plasma spraying. The generators used in this process combine the advantages of incorporating the rather simple design of single-arc generator and of generating high power, characteristic for cascaded generators. However, the generators are still quite unknown, especially with regard to the movement of the arc and the resulting stability of the plasma jet.

In this work, the stability of generators used in cascaded plasma spraying are investigated by means of measurements of the electrical parameters in combination with high-speed recordings. For this purpose, a new methodology is developed which allows a quantitative analysis of the recordings and an evaluation of their influence on the particles. The results show that the cascaded single arc generators have a comparable process stability to cascaded multiple arc systems. These investigations are accompanied by simulations of the plasma generator and the particle-loaded free jet to predict the particle velocities and temperatures. The simulations are able to predict the net power and electrical power. Based on this, the simulations can model the particle velocities with good accuracy, even though the particle temperatures are currently slightly overestimated. In the third part of this thesis, the anode attachment positions of the arc in the plasma generator are analysed by simulations and experimental investigations and manipulated with external magnetic fields. The feasibility of the manipulation is demonstrated, and it is shown that it can have an influence on the deposition efficiency.

The stability analysis based on the high-speed images is a novel approach, which was used for the first time in this work. This also applies to the prediction of particle temperatures for a cascaded plasma generator, which has not been carried out before. The stability assessment methodology can be used in the future for the evaluation and further development of plasma generators. Further, the simulations of the particle properties of the CSA enable a faster development of parameters for new coating systems.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stand der Technik	4
2.1	Nicht-kaskadierte Plasmageneratoren	4
2.2	Kaskadierte Plasmageneratoren	5
2.3	Stabilität des Plasmaspritzens	7
2.4	Potentieller Einfluss der Instabilitäten	9
2.5	Simulationen des Plasmaspritzens	11
2.5.1	Simulationen des NCSA	12
2.5.2	Simulationen des CSA	13
2.5.3	Simulationen des CMA und historische Entwicklung dieser am IOT	13
3	Zielsetzung und Lösungsansatz	15
4	Untersuchung der Stabilität des Plasmaspritzens	18
4.1	Stand der Technik zu Untersuchung des Plasmaspritzens anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	19
4.2	Messaufbau zur Beurteilung des Stabilitätsverhaltens	20
4.3	Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	22
4.4	Vergleich der Plasmageneratoren	30
4.5	Zwischenfazit	39
5	Simulation des Plasmaspritzens	41
5.1	Modellierung des Plasmagenerators	41
5.1.1	Modellaufbau	41
5.1.2	Eigenschaften des Plasmagases	43
5.1.3	Randbedingungen	45
5.1.4	Konvergenzkriterien und Netzunabhängigkeitsstudie	47
5.1.5	Berechnete Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder	48
5.1.6	Vergleich mit ermittelten Leistungen	50
5.1.7	Zwischenfazit	51
5.2	Partikelinjektion	52
5.2.1	Simulation der Partikelinjektion	55
5.2.2	Messungen der Partikelgeschwindigkeit am Injektor	58
5.2.3	Vergleich der simulierten und gemessenen Geschwindigkeiten am Injektor	62

5.2.4	Zwischenfazit	68
5.3	Modellierung des Plasmafreistrahls	69
5.3.1	Spritzzusatzwerkstoff	70
5.3.2	Interaktionen des Fluids und der Partikel mit dem Injektor und Schlauchwand	74
5.3.3	Wärme- und Stofftransport der Partikel im Plasmafreistrah	80
5.3.4	Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten	86
5.3.5	Zwischenfazit	90
6	Position des Lichtbogens und die Auswirkungen	93
6.1	Modellierung des Lichtbogens	95
6.2	Experimentelle Manipulation der Lichtbogenposition und Untersuchung der Auswirkungen	105
6.2.1	Beobachtung der Lichtbogenposition	106
6.2.2	Auswirkung der Manipulation der Lichtbogenposition	109
6.3	Zwischenfazit	115
7	Zusammenfassung	116
8	Ausblick	118
9	Literaturverzeichnis	I
10	Anhang	XV
10.1	Matlab Code zur Auswertung des Plasmafreistrahls	XV
10.2	Python Codes zur Auswertung des Plasmafreistrahls	XVI
10.2.1	FlameLength	XVI
10.2.2	FlameIntensity	XVI
10.3	Frequenzspektren der Plasmaintensitäten für Parameter A und C	XVIII
10.4	Moody Diagramm	XX

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1:	Einteilung der TS-Verfahren nach kinetischer und thermischer Energie der Spritzpartikel nach [Bob13]; FS: Flamspritzen, HVOF: Hochgeschwindigkeitsflamspritzen, WAS: Lichtbogendrahtspritzen, CGS: Kaltgasspritzen.....	2
Abbildung 2.1:	a) Axiale und b) azimutale Bewegung des Lichtbogenfußpunktes in einem nicht kaskadierten Plasmagenerator.....	4
Abbildung 2.2:	Verschiedene Moden der Spannungsfluktuation im NCSA nach [DH02]	5
Abbildung 2.3:	Schematischer Aufbau eines NCSA und eines CSA.....	6
Abbildung 2.4:	Vergleich der Lichtbogen Spannung zwischen den Plasmageneratoren CSA und NCSA.....	7
Abbildung 2.5:	Bereiche des Plasmafreistrahls nach [PFS91], koloriert und leicht adaptiert	8
Abbildung 2.6:	Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Prozessschwankungen auf die Partikelinjektionen im Plasmaspritzen aus [BÖK+21]; das entsprechende Video zur Veranschaulichung kann dort ebenfalls abgerufen werden	10
Abbildung 2.7:	Einfluss von Lichtbogenfluktuationen im APS auf die DE und die Struktur einer Al_2O_3 -Schicht nach [BM03]	11
Abbildung 2.8:	Transiente Simulation eines NCSA aus Trelles et al. [Tre13]	12
Abbildung 4.1:	Versuchsaufbau zur Untersuchung der Stabilität des Lichtbogens und des Plasmafreistrahls	21
Abbildung 4.2:	Optischer Vergleich zwischen dem sichtbaren Plasmafreistrahls und den elektrischen Kenngrößen für den Parameter B.....	23
Abbildung 4.3:	Zeitliche Entwicklung des Plasmafreistrahls in den ersten 0,3 ms für alle drei Plasmageneratoren beim Prozessparameter A.....	24
Abbildung 4.4:	Einfluss des gewählten Schwellenwertes t_h der Funktion $\text{imbinarize}(t_h)$ auf das resultierende Binärbild; CMA, $I = 425 \text{ A}$, $V = 110 \text{ slpm Ar}$	25
Abbildung 4.5:	Größe des Plasmastrahls dargestellt durch die Anzahl der weißen Pixel über die Zeit und entsprechende Schwarz-Weiß-Bilder, NCSA, $I = 500 \text{ A}$, $V_I = 70 \text{ slpm Ar}$, $V_{II} = 10 \text{ slpm H}_2$, $t_h = 0,03125 \text{ aus [BÖK+21]}$	26

Abbildung 4.6:	Optischer Vergleich zwischen dem sichtbaren Plasmafreistrahls und der daraus ermittelten Intensität und Länge des NCSA bei Prozessparameter B	28
Abbildung 4.7:	Verlauf der gemessenen Intensität des Plasmafreistrahls und parallel die elektrische Spannung für den nicht kaskadierten Ein-Kathoden Plasmagenerator bei Prozessparameter B.....	29
Abbildung 4.8:	Gemessene Intensität des Plasmafreistrahls für alle drei Typen von Plasmageneratoren beim Parameter B	30
Abbildung 4.9:	Variationskoeffizient c_v für die drei Brenntypen und Prozessparameter..	33
Abbildung 4.10:	Frequenzspektren der drei unterschiedlichen Plasmageneratoren für den Prozessparameter B aufgetragen bis 20.000 Hz; Die Spektren wurden auf den jeweils höchsten Peak normiert	34
Abbildung 4.11:	Potentieller Einfluss von Schwankungen im Plasmafreistrahls mit unterschiedlichen Frequenzen auf ein Partikel mit einer Aufenthaltszeit von 1 ms bei unterschiedlichen Zeitpunkten der Injektion [BÖK+21]	36
Abbildung 4.12:	Um den relevanten Frequenzbereich korrigierter Variationskoeffizient $c_{v,fluct}$ für die drei Brenntypen und Prozessparameter	39
Abbildung 5.1:	Schematischer Aufbau des Simulationsmodells mit Ebenen zur Ausnutzung der Rotationssymmetrie	42
Abbildung 5.2:	Berechnete Strömungslinien für Parameter C zur Veranschaulichung des Gasflusses innerhalb der Plasmakammer des CSA.....	43
Abbildung 5.3:	Enthalpie unterschiedlicher Plasmagaszusammensetzungen bei 1 bar Umgebungsdruck, basierend auf den Daten von Murphy	44
Abbildung 5.4:	Einfluss der Elementgröße auf die elektrische Leistung und die Nettoleistung am Generatorausgang.....	48
Abbildung 5.5:	Berechnete Temperaturfelder im Plasmagenerator für die betrachteten Prozessparameter	49
Abbildung 5.6:	Berechnete Geschwindigkeitsfelder im Plasmagenerator für die betrachteten Prozessparameter	50
Abbildung 5.7:	Durch hohe Trägergasströme V_{inj} initiierte Turbulenz im Plasmafreistrahls aus [BÖK+20b], die entsprechenden Videos sind dort ebenso zu finden	54

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 5.8:	Simulationsumgebung des Fluids zur Berechnung der Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang [BÖK+19c]	56
Abbildung 5.9:	Höhenprofile der beiden Injektoren, links der kommerziell verfügbare Injektor, rechts der selbst gefertigte Injektor; die Höhen sind mit dem Faktor 2,5× überzeichnet	59
Abbildung 5.10:	Schematischer Aufbau zur Messung der Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang und resultierende Aufnahme der HiWatch CS mit Klassifizierung der Triplets [BÖK+19c]	60
Abbildung 5.11:	Datenpunkte einer Einzelmessung von v_p des Injektors $d_{inj} = 1,5$ mm und $l_{inj} = 40$ mm bei $V_{inj} = 8$ slpm; die graue Einfärbung der Datenpunkte markiert die herausgefilterten Werte [BÖK+20b]	62
Abbildung 5.12:	Simulierte Gasgeschwindigkeit und 25 exemplarische Partikeltrajektorien für den Injektor $d_{inj} = 2$ mm, $l_{inj} = 40$ mm bei einem Trägergasfluss von $V_{inj} = 6$ slpm [BÖK+20b]	63
Abbildung 5.13:	Gemessene und simulierte mittlere Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang für $d_{inj} = 2$ mm [BÖK+19c]	65
Abbildung 5.14:	Gemessene und simulierte mittlere Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang für $d_{inj} = 1,5$ mm [BÖK+19c]	66
Abbildung 5.15:	Gemessenen Partikelgeschwindigkeiten v_p für die unterschiedlichen Injektorgeometrien und ermittelte Mittenrauheit R_a [BÖK+20b]	67
Abbildung 5.16:	Aufbau des Modells zur Modellierung des Freistrahls	69
Abbildung 5.17:	Partikelform des Spritzzusatzwerkstoffes unter dem Rasterelektronenmikroskop	70
Abbildung 5.18:	Optisch ermittelte Partikelgrößenverteilung des Spritzzusatzwerkstoffes Al_2O_3 Amdry 6062	71
Abbildung 5.19:	XRD-Messung des Spritzzusatzwerkstoffes Al_2O_3 zum Nachweis der Phasenzusammensetzung aus $\alpha-Al_2O_3$	72
Abbildung 5.20:	Gemessene Partikelgrößenverteilung des Spritzzusatzwerkstoffes Amdry 6062 im Vergleich mit den simulierten Partikelgrößenverteilung	73
Abbildung 5.21:	Simulierte v_p und T_p des Prozessparameters D im Spritzabstand $y = 100$ mm für die ursprüngliche und neue Partikelgrößenverteilung	74
Abbildung 5.22:	Geschwindigkeitsverhältnisse beim Stoß der Partikel mit der Injektorwand [BÖK+20b]	75

Abbildung 5.23: Schematische Darstellung der Interaktion Partikel-Wand nach Sommerfeld-Frank.....	76
Abbildung 5.24: Schematische Darstellung der Sand-Grain-Roughness	77
Abbildung 5.25: Einfluss der Rauheit des Schlauchs und des Injektors auf die Partikelflugbahn bei Parameter D	79
Abbildung 5.26: Einfluss der zwei Modelle zur Abbildung der Rauheit des Schlauchs und des Injektors auf die Partikelpositionen im Freistrahlfür Prozessparameter D.....	80
Abbildung 5.27: Schematische Darstellung des Wärme- und Stofftransports eines Partikels im Thermischen Spritzen, adaptiert von [WPW+99].....	83
Abbildung 5.28: Vergleich der Partikeltemperaturen und Durchmesser zwischen den zwei unterschiedlichen Ansätzen zur Bestimmung der effektiven Gaseigenschaften am Interface Partikel-Plasma.....	85
Abbildung 5.29: Einfluss der Strahlung auf die Partikeltemperaturen von Parameter D in einem Spritzabstand von $d_s = 100$ mm.....	86
Abbildung 5.30: Vergleich der berechnet Partikeltemperaturen mit den Messungen der Partikeltemperaturen beim Spritzabstand $d_s = 100$ mm.....	88
Abbildung 5.31: Vergleich der berechnet Partikelgeschwindigkeiten v_p mit den Messungen der Partikeltemperaturen beim Spritzabstand $d_s = 100$ mm	89
Abbildung 6.1: a) Einseitig geschädigte Anode des CSA nach 9 Stunden Betriebszeit bei verschiedenen Parameter b)-e) Querschnitte der Anode unter dem REM..	93
Abbildung 6.2: Aufbau des Simulationsmodells zur Modellierung des Lichtbogenverhaltens	96
Abbildung 6.3: Beweglicher Bereich der künstlich erhöhten elektrischen Leitfähigkeit an der Anode	99
Abbildung 6.4: Simulierte und gemessene Lichtbogen Spannung für Parameter C im Vergleich	100
Abbildung 6.5: Vergleich der Leistungen zwischen Simulation und Messungen	101
Abbildung 6.6: Darstellung des Lichtbogens als Bereich der elektrischen Stromdichte $i > 1 \cdot 10^7$ A/mm ² und zeitlicher Verlauf der Lichtbogenposition in den ersten $t = 0,25$ ms für Parameter C.....	102
Abbildung 6.7: Bewegung des Lichtbogenfußpunktes nach Manipulation durch ein Magnetfeld	103

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 6.8:	a) Gastemperaturen am Ausgang des CSA b) Wandtemperatur der Anode im Bereich der Lichtbogenanbindung für den Parameter C	104
Abbildung 6.9:	Übertragende Wärmestromdichte zwischen dem Plasmagas und der Anodenwand für den Parameter C.....	105
Abbildung 6.10:	Ausrichtung des Magnetfelds zur Manipulation des Lichtbogens.....	106
Abbildung 6.11:	a) Messaufbau zur Bestimmung der Lichtbogenposition; b) Referenzaufnahme mit eingezeichnetem Umriss der Anode; c) Aufnahme während des laufenden Prozesses mit Punkt maximaler Intensität	107
Abbildung 6.12:	Punkte maximaler Lichtintensität der Parameter A, B und C vor und nach der Manipulation durch externe Magnetfelder	108
Abbildung 6.13:	Einfluss der Manipulation auf die Beschichtungen von Parameter A und B	110
Abbildung 6.14:	Mikrohärte HV 0,1 der manipulierten Parameter A und B	112
Abbildung 6.15:	Röntgendiffraktogramm der Beschichtungen für Prozessparameter A und B und deren manipulierten Varianten	113
Abbildung 6.16:	Einfluss der Manipulation durch Magnetfelder auf das Spritzbild des Parameter A.....	114
Abbildung 10.1:	Frequenzspektren der drei unterschiedlichen Plasmageneratoren für den Prozessparameter A aufgetragen bis 20.000 Hz; Die Spektren wurden auf den jeweils höchsten Peak normiert.....	XVIII
Abbildung 10.2:	Frequenzspektren der drei unterschiedlichen Plasmageneratoren für den Prozessparameter C aufgetragen bis 20.000 Hz; Die Spektren wurden auf den jeweils höchsten Peak normiert.....	XIX
Abbildung 10.3:	Moody Diagramm [McG11]	XX

Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1:	Untersuchte Prozessparameter für die drei Plasmageneratoren	18
Tabelle 4.2:	Statistische Auswertung der gemessenen Intensitätsverläufe	31
Tabelle 4.3:	f_{peak} des Intensitätssignals, das Verhältnis der Fluktuationen unter 10.000 Hz δ_{fluct} und daran adaptierter Variationskoeffizient $c_{v,\text{fluct}}$	38
Tabelle 5.1:	Simulierte Prozessparameter	41
Tabelle 5.2:	Simulierte und gemessene Leistungen am CSA	51
Tabelle 5.3:	Berechnete mittlere Partikelgeschwindigkeiten und die theoretische Gasgeschwindigkeit am Injektorausgang	64
Tabelle 5.4:	Verwendete Partikeldurchmesser in den Simulationen	73
Tabelle 5.5:	Rauheitskennwerte des Pulverschlauchs und des Injektors	77
Tabelle 6.1:	Eigenschaften der Berechnungsdomänen	97
Tabelle 6.2:	Parameter und resultierende Schichtdicke und Porosität der Beschichtungen	111

Abkürzungsverzeichnis

APS	Atmosphärisches Plasmaspritzen
CGS	Kaltgasspritzen (<i>cold gas spraying</i>)
CMA	Kaskadierter Mehrlichtbogengenerator (<i>cascaded multi arc</i>)
CSA	Kaskadierter Einzellichtbogengenerator (<i>cascaded single arc</i>)
DC	Gleichstrom (<i>direct current</i>)
FFT	Schnelle Fourier-Transformation (<i>Fast Fourier Transform</i>)
FOV	Bildbereich (<i>field of view</i>)
fps	Bilder pro Sekunde (<i>frames per second</i>)
HS	Hochgeschwindigkeit (<i>high-speed</i>)
HVOF	Hochgeschwindigkeitsflammspritzen mit Sauerstoff (<i>high-velocity oxygen fuel</i>)
IOT	Institut für Oberflächentechnik
LCE	Lokales chemisches Gleichgewicht (<i>local chemical equilibrium</i>)
LPT	Labor für Plasmatechnologie
LTE	Lokales thermisches Gleichgewicht (<i>local thermal equilibrium</i>)
NCSA	Nicht-kaskadierter Einzellichtbogengenerator (<i>non-cascaded single arc</i>)
NLTE	Nicht-lokale thermische Gleichgewicht (<i>non-local thermal equilibrium</i>)
RMS	Mittlerer quadratischer Fehler (<i>root-mean square</i>)
SST	Shear-Stress-Transport Turbulenzmodell
TS	Thermisches Spritzen
WAS	Lichtbogendrahtspritzen (<i>wire arc spraying</i>)

Formelzeichenverzeichnis

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A	Fläche	mm^2
\vec{A}	Magnetisches Vektorpotential	$\text{T}\cdot\text{m}$
A_{Cathode}	Oberfläche der Kathodenrückseite	mm^2
A_p	Oberfläche der Partikel	μm^2
α	Winkel von v_p zur Injektorachse	$^\circ$
α_{cond}	Winkel der Zone erhöhter Leitfähigkeit	$^\circ$
$\alpha_{i,\text{center}}$	Schwerpunkt der Stromdichte	$^\circ$
Bi	Biot-Zahl	a.u.
\vec{B}	Magnetische Flussdichte	T
c_v	Variationskoeffizient	a.u.
$c_{v,\text{fluct}}$	Adaptierter Variationskoeffizient	a.u.
$c_{p,g}$	Wärmekapazität des Plasmagases	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$
C_{10k}	Integral des Frequenzspektrums bis 10.000 Hz	a.u.
C_{total}	Integral über das gesamte Frequenzspektrums	a.u.
C_D	Strömungswiderstandskoeffizient	a.u.
DE	Auftragswirkungsgrad (DE: Deposition Efficiency)	%
d_{inj}	Innendurchmesser des Injektors	mm
d_{mean}	Mittlerer Partikeldurchmesser	μm
d_{nozzle}	Düsendurchmesser	mm
d_p	Partikeldurchmesser	μm
d_m	Mäanderabstand	mm
d_{min}	Minimaler Durchmesser	μm
d_{mean}	Mittlerer Durchmesser	μm
d_{max}	Maximaler Durchmesser	μm
d_{rec}	Messabstand der HS-Kamera	m
d_s	Spritzabstand	mm
$d_{v,5}$	d_p bis zu dem 5 % des Volumens vorliegen	μm
$d_{v,50}$	d_p bis zu dem 50 % des Volumens vorliegen	μm
$d_{v,75}$	d_p bis zu dem 75 % des Volumens vorliegen	μm
$d_{v,95}$	d_p bis zu dem 90 % des Volumens vorliegen	μm

Formelzeichenverzeichnis

Δ	Fehler	%
δ_{fluct}	Maß für Größe der Fluktuationen unter 10.000 Hz	a.u.
e	Restitutionskoeffizient	a.u.
e_{\perp}	Senkrechter Restitutionskoeffizient	a.u.
e_{\parallel}	Paralleler Restitutionskoeffizient	a.u.
ε	Emissionskoeffizient	a.u.
ε	Sand-Grain Roughness	μm
ε_{inj}	Sand-Grain Roughness des Injektors	μm
ε_{net}	Nettoemissionskoeffizient	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
$\varepsilon_{\text{hose}}$	Sand-Grain Roughness des Schlauchs	μm
f	Frequenz	Hz
f_{rec}	Aufnahmefrequenz der HS-Kamera	Hz
f_{U}	Aufnahmefrequenz der elektrischen Spannung	Hz
f_{peak}	Frequenz der Peaks im FFT-Spektrum	Hz
γ	Neigungswinkel bei Auftreffen eines Partikel	$^{\circ}$
$\Delta\gamma$	Standardabweichung des Neigungswinkels	$^{\circ}$
h	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
h_{c}	h der Generatorwand	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
H_{r}	Mittlere Rauheitshöhe	μm
ΔH_{r}	Standardabweichung von H_{r}	μm
I	Elektrische Stromstärke	A
i	Stromdichte	$\text{A}\cdot\text{mm}^{-2}$
κ_{p}	Wärmeleitfähigkeit des Partikels	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
κ_{g}	Wärmeleitfähigkeit des Plasmagases	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
l_{inj}	Länge des Injektors	mm
l_{cond}	Länge der Zone erhöhter Leitfähigkeit	mm
L_{c}	Charakteristische Länge	m
L_{r}	Abstand zwischen Rauheitsspitzen	μm
λ	Wellenlänge	nm
n	Anzahl der Brennerübergänge	a.u.
n_{i}	Anzahl der Härteeindrücke	a.u.
n_{particle}	Partikelanzahl	a.u.
n_{p}	Anzahl der Partikel	a.u.

n_{sample}	Probenanzahl	a.u.
Nu_p	Nußelt-Zahl des Partikels	a.u.
m_i	Last der Härteeindrücke	kg
\dot{m}_p	Pulverförderrate	$\text{g}\cdot\text{min}^{-1}$
$m_{p,i}$	Masse des Partikel i	kg
M	Gesamtmasse der Partikel	kg
μ	Mittelwert	a.u.
μ_g	Dynamische Viskosität des Gases	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
p	Druck	MPa
p_{tot}	Absoluter Druck	MPa
P	Porosität	%
ΔP	Fehler der Vorhersage der Leistung	%
P_{el}	Elektrische Leistung	kW
P_n	Nettoleistung	kW
P_{Mess}	Gemessene Leistung	kW
P_{Sim}	Simulierte Leistung	kW
Pr_g	Prandtl-Zahl des Plasmagases	a.u.
Φ	Elektrisches Potential	V
φ	Eigenschaften des Plasmagases	a.u.
\dot{q}	Strahlungsdichte	$\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$
\dot{q}_w	Wärmestromdichte Wand/Fluid	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$
\dot{Q}_c	Konvektiver Wärmetransport	W
\dot{Q}_r	Wärmetransport durch die Strahlung	W
\dot{Q}_{total}	Wärmetransport zwischen Partikel und Gas	W
ρ_g	Dichte des Gases	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ρ_p	Dichte der Partikel	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
R_a	Arithmetischer Mittenrauwert	μm
R_p	Absorptionslänge	mm
Re_p	Reynolds-Zahl	a.u.
s	Schichtdicke	μm
σ	Standardabweichung	a.u.
σ	Stefan-Boltzmann Konstante	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$
σ	Elektrische Leitfähigkeit	$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$

Formelzeichenverzeichnis

σ_p	Standardabweichung der Partikelgrößenverteilung	μm
t	Zeit	s
t_{cond}	Dicke der Zone erhöhter Leitfähigkeit	mm
t_{delay}	Zeitverzug	s
t_i	Indentationszeit	s
t_{jet}	Aufenthaltszeit der Partikel im Freistrah	ms
th	Schwellenwert	a.u.
th_{length}	Schwellenwert zur Festlegung der Länge des Plasmafreistrahls	a.u.
T	Temperatur	K
T_f	Temperatur der Zwischenschicht	K
T_{inlet}	Gastemperatur am Einlass	K
T_n	Hilfstemperatur zur Mittelung der Plasmagaseigenschaften	K
T_{nw}	Temperatur des wandnächsten Elements	K
T_{melt}	Schmelztemperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_p	Partikeltemperatur	$^{\circ}\text{C}$
\bar{T}_p	Massenbezogene mittlere Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
$T_{p,i}$	Temperatur des Partikel i	$^{\circ}\text{C}$
T_{surf}	Temperatur an der Partikeloberfläche	$^{\circ}\text{C}$
T_w	Wandtemperatur	K
T_{vapour}	Siedetemperatur	$^{\circ}\text{C}$
U	Elektrische Spannung	V
v_t	Transversale Geschwindigkeit	mm/s
v_{axial}	Axiale Komponente der Partikelgeschwindigkeit	m/s
v_g	Gasgeschwindigkeit	m/s
v_p	Partikelgeschwindigkeit	m/s
\bar{v}_p	Massenbezogene mittlere Geschwindigkeit	m/s
$v_{p,i}$	Geschwindigkeit des Partikel i	m/s
v_{radial}	Radiale Komponente der Partikelgeschwindigkeit	m/s
\dot{V}_I	Primärgasstrom	slpm
\dot{V}_{II}	Sekundärgasstrom	slpm
\dot{V}_{Inj}	Trärgasstrom	slpm

1 Einleitung

Angesichts der zunehmenden globalen Umweltprobleme haben sich Regierungen weltweit ehrgeizige Ziele zur Verringerung der CO₂-Emissionen gesetzt, um so die Entwicklung effizienter und umweltfreundlicher Technologien auf dem Weg zu einer nachhaltigen Zukunft voranzutreiben. Die Oberflächentechnik spielt dabei in zahlreichen technischen Branchen eine zentrale Rolle bei der Verbesserung der Leistungsfähigkeit, Langlebigkeit und Energieeffizienz von Werkstoffen und Produkten.

Seit Erfindung zu Beginn des 20. Jahrhunderts [Sch09] hat sich das Thermische Spritzen (TS) zu einer vielseitigen und ökonomisch interessanten Beschichtungstechnologie entwickelt [VMA+16]. Das Thermische Spritzen, mit einem Umsatz von ca. 11,1 Mrd. \$ ($\approx 10,3$ Mrd. €) im Jahre 2022 und einem antizipierten Wachstum auf 15,4 Mrd. \$ ($\approx 14,3$ Mrd. €) bis 2030, stellt einen schnell wachsenden Markt im Bereich der Oberflächen- und Beschichtungstechnik mit jährlichen Wachstumsraten von ca. 5 % dar [GVR21].

Das Plasmaspritzen gilt dabei als eine der wichtigsten Varianten dieser Technologie [FMV+06] mit einem Umsatzanteil am Markt des TS von mehr als 32 % [GVR21]. Aufgrund dessen findet für das seit den 1960iger Jahren industriell genutzte Verfahren trotz seiner technischen Reife eine stetige Weiterentwicklung statt. Beim Plasmaspritzen wird ein Plasma zum Aufschmelzen und Beschleunigen eines Pulverwerkstoffes genutzt, welcher zur Bildung einer Beschichtung auf ein Substratwerkstoff geschleudert wird. In den meisten Fällen wird das Plasma dabei durch einen Gleichstrom-Plasmagenerator bei atmosphärischem Umgebungsdruck erzeugt. Das dementsprechend Atmosphärische Plasmaspritzen (APS) genannte Beschichtungsverfahren ermöglicht, aufgrund der hohen Temperaturen von bis zu 20.000 K, auch die Applikation von hochschmelzenden Werkstoffen auf einer Vielzahl von Substratwerkstoffen [Bob13]. Voraussetzung zur Verarbeitung ist eine ausreichend große Differenz zwischen der Schmelz- und Siedetemperatur von mindestens 300 K, da ein Verdampfen des Werkstoffes zu niedrigen Auftragswirkungsgraden führt [Fau04].

Ursächlich für den häufigen Einsatz des APS im Vergleich zu anderen thermischen Spritzprozessen ist die hohe Flexibilität dieser Verfahrensvariante [FHB14]. Durch die Prozessparameter Stromstärke, Durchflussrate des Plasmagases und Variation der Gaszusammensetzung kann ein weiter Bereich an thermischer und kinetischer Energie durch das thermische

Plasma abgedeckt werden. Dies äußert sich in einer großen Bandbreite von möglichen Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten, Abbildung 1.1.

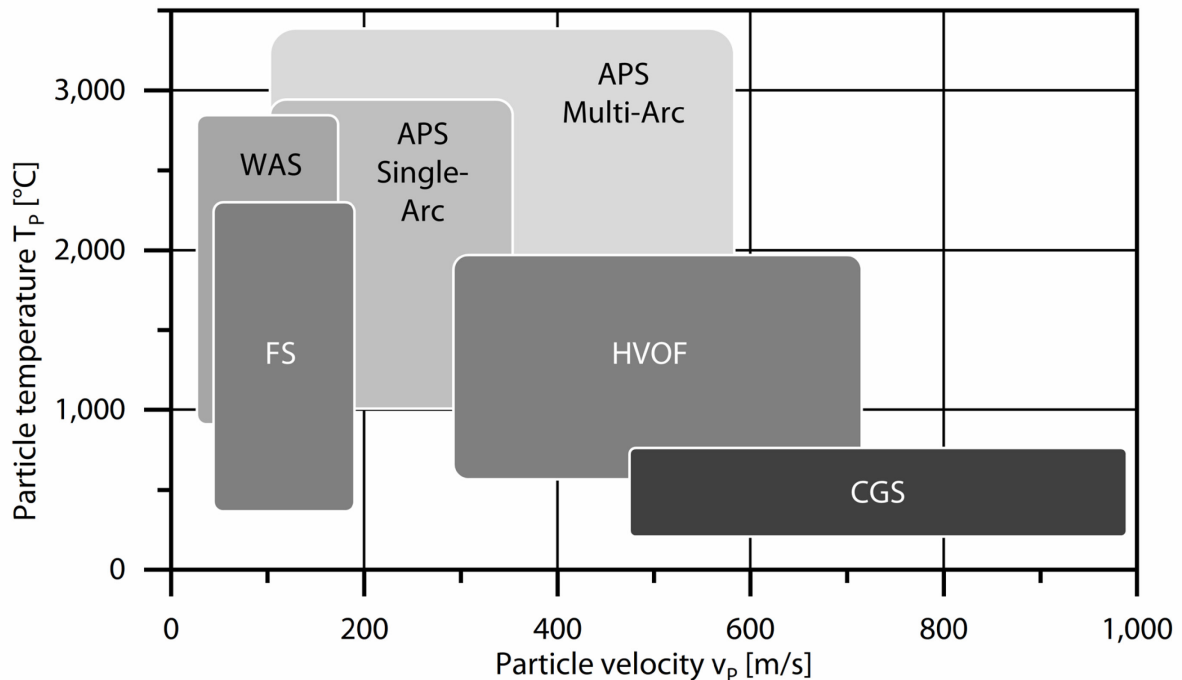


Abbildung 1.1: Einteilung der TS-Verfahren nach kinetischer und thermischer Energie der Spritzpartikel nach [Bob13]; FS: Flamspritzen, HVOF: Hochgeschwindigkeitsflamspritzen, WAS: Lichtbogendrahtspritzen, CGS: Kaltgasspritzen

Nicht-kaskadierte Plasmageneratoren mit Einzellichtbogen (NCSA)¹ sind die bisher am häufigsten industriell eingesetzte Variante des APS. Dieser Generatortyp führt zu einem instabilen Verhalten des Lichtbogens [EPW67] und damit des Plasmafreistrahls [DH02]. Neuere Plasmageneratoren nutzen eine kaskadierte Neutrode zwischen der Kathode und der Anode, um den Lichtbogen zu verlängern und damit seine Spannung zu erhöhen und gleichzeitig in seiner Bewegung einzuschränken. Dies erhöht die Enthalpie und damit die Leistung des entstehenden thermischen Plasmas und verringert gleichzeitig Prozessschwankungen [MFS09, VMT+15]. Beispiele solcher Generatoren sind die kaskadierten Mehrlichtbogen-generatoren (CMA)² wie der TriplexPro[™], Oerlikon Metco, und der Delta, GTV Verschleiß-

¹ Engl.: *Non-Cascaded Single Arc*

² Engl.: *Cascaded Multi Arc*

schutz GmbH, mit drei Lichtbögen oder auch kaskadierte Einzellichtbogengeneratoren (CSA)³ wie der KK, AMT AG, und der SinplexPro™, Oerlikon Metco [HMC12]. Die beiden Letztgenannten haben nur eine Anode und eine Kathode und sollen dadurch die Vorteile des einfachen Aufbaus von Einzellichtbogengeneratoren mit den Vorteilen des kaskadierten Aufbaus kombinieren.

Für den Generortypen CSA ist das Stabilitätsverhalten bisher nicht abschließend untersucht worden. So existieren zwar bereits Untersuchungen von Oerlikon Metco [HMC12] und Seshadri und Sampath [SS19], welche zeigen, dass der Lichtbogen ein deutlich stabileres Spannungssignal als der NCSA aufweist; allerdings wurde bisher noch nicht untersucht, ob sich dieses Verhalten direkt auf den Freistrahle übertragen lässt. Darüber hinaus wird vereinzelt berichtet, dass der CSA für einzelne Prozessparameter eine Vorzugsposition des Lichtbogens an der Anode aufweist [GSZ+18]. Dies könnte dann zu einem erhöhten Anodenverschleiß im Vergleich zu den anderen Plasmageneratoren führen.

Hier setzt die vorliegende Arbeit an und zielt darauf ab, das Verständnis über diesen noch relativ neuen Generortypen zu erhöhen. Dabei soll die Stabilität des CSA analysiert und ein Modell zur Vorhersage der Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten entwickelt werden. Zuletzt sollen die Beobachtungen zu möglichen Vorzugsposition tiefergehend untersucht werden.

³ Engl.: *Cascaded Single Arc*

2 Stand der Technik

In diesem Kapitel werden Grundlagen zu den unterschiedlichen Plasmageneratorotypen erklärt. Daraus abgeleitet wird das Bewegungsverhalten des Lichtbogens und die daraus resultierenden Auswirkungen auf die Stabilität des Plasmafreistrahls. Zudem wird erläutert, wie die Strömungsbedingungen am Düsenausgang zu weiteren Instabilitäten führen. Zuletzt wird ein kurzer Überblick über bestehende Simulationsarbeiten zum Plasmaspritzen gegeben.

2.1 Nicht-kaskadierte Plasmageneratoren

Die derzeit verwendeten Plasmageneratoren unterscheiden sich in ihrem Aufbau und dem daraus resultierenden Bereich der typischen Betriebsparameter stark voneinander. Dabei sind die verwendete Stromart, die Lichtbogenführung, die Elektrodenformen und -anordnungen, sowie die Führung und Zusammensetzung des Primär- und Sekundärgases von entscheidender Bedeutung für das erzeugte Plasma [ZZ07]. Für das Plasmaspritzen werden dabei die Plasmageneratoren üblicherweise mit Gleichstrom (DC) betrieben [Har10].

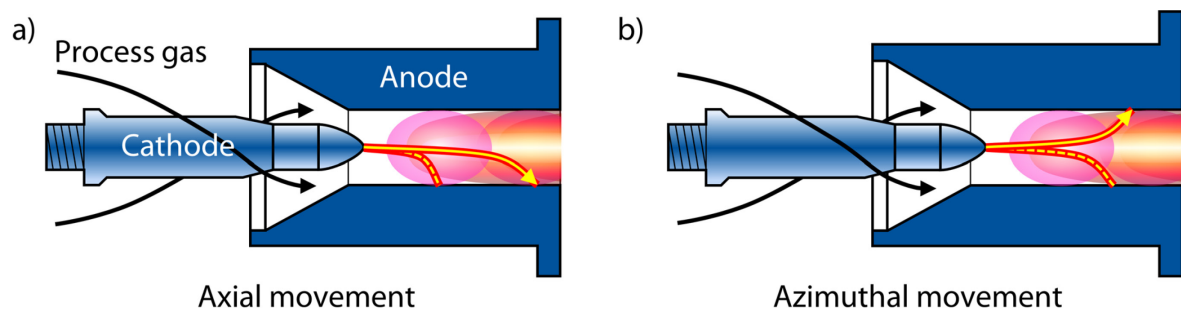


Abbildung 2.1: a) Axiale und b) azimuthale Bewegung des Lichtbogenfußpunktes in einem nicht kaskadierten Plasmagenerator

Der Lichtbogen bindet senkrecht zur Flussrichtung des Gases auf der Anode an und ist damit starken, dynamischen Kräften ausgesetzt, die sich aus den hydrodynamischen Kräften des Fluids und den elektromagnetischen Kräften des Lichtbogens ergeben. Die Spannung variiert dabei proportional zu der Fluktuation der Lichtbogenlänge, und damit auch die übertragene Leistung, da grundsätzlich mit einer Stromquelle, die eine konstante Stromstärke bereitstellt, gearbeitet wird.

NCSA werden seit langem eingesetzt und sind dementsprechend gut untersucht. Es lassen sich drei charakteristische Zustände unterscheiden, welche 1967 erstmals von Eckert et al.

[EPW67] beobachtet und beschrieben wurden. Die Spannungsverläufe dieser Moden sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Geringe vernachlässigbare Bewegungen des Lichtbogens werden im Steady-Modus beobachtet, die Spannung ist hierbei niedrig und die übertragene Energiemenge gering; daher ist dieser Modus für die NCSA nicht von technischer Relevanz. Im Takeover-Modus bewegt sich der Lichtbogen quasiperiodisch. Dieser Zustand wird angestrebt, da der Gasstrom relativ vorhersehbar ist und durch die kontinuierliche axiale Bewegung des Lichtbogens eine lokale Überhitzung der Anode vermieden wird. Wenn es zu einem unkontrollierten Abreißen und Neuzünden des Lichtbogens mit einhergehender hoher Fluktuation der Spannung kommt, handelt es sich um den Restrike-Modus [DH02].

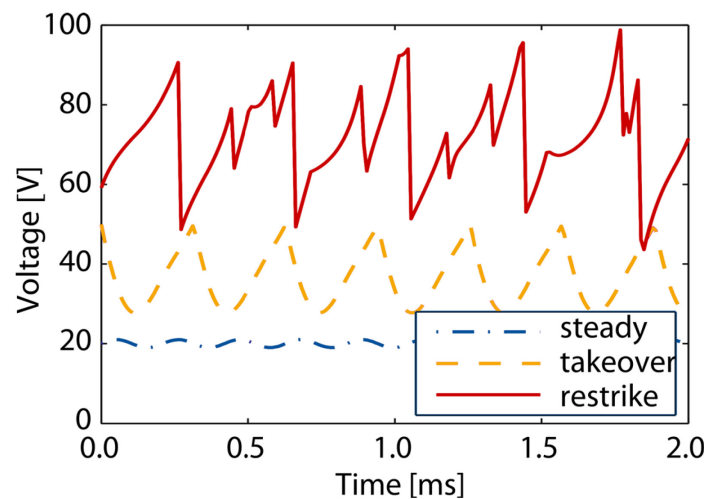


Abbildung 2.2: Verschiedene Moden der Spannungsfluktuation im NCSA nach [DH02]

Bewegungen des Lichtbogens haben somit direkte und auch messbare Auswirkungen auf die Geschwindigkeit, die Temperaturen und die Ausdehnung des Plasmafreistrahls. Die Aufgabe des Plasmafreistrahls ist es, die injizierten Partikel aufzuheizen und zu beschleunigen. Variieren die oben genannten Eigenschaften des Plasmafreistrahls über die Zeit, variieren auch die Partikeltrajektorien, sowie Temperaturen und die Geschwindigkeiten der Partikel mit der Zeit. Dies konnte bereits von Park et al. [PHP+99] mithilfe von Simulationen und von Bisson et al. [BGM03] durch experimentelle Messungen gezeigt werden.

2.2 Kaskadierte Plasmageneratoren

In Abbildung 2.3 ist links der klassische nicht-kaskadierte Plasmagenerator mit Einzellichtbogen, NCSA, und im Vergleich dazu rechts die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte

kaskadierte Variante, CSA, dargestellt. In letztgenanntem sind zwischen der Anode und der Kathode mehrere gegeneinander isolierte Neutrodenringe eingefügt. Dieser kaskadierte Neutrodenblock führt zu der Verlängerung des Lichtbogens. Die dadurch steigende Spannung ermöglicht, im Vergleich zum NCSA, einen Betrieb mit höheren Leistungen bei Vorgabe der gleichen Stromstärke [HMC12]. Gleichzeitig wird in der Abbildung deutlich, wie die Bewegungsfreiheit des Lichtbogens eingeschränkt ist: Während der Lichtbogenfußpunkt im Fall des NCSA entlang der gesamten Anode anbinden und rotieren kann, ist dies im Fall des CSA nur auf dem kürzeren Anodensegment möglich. Die azimuthale Bewegungsfreiheit ist hingegen in der Theorie identisch zum NCSA. Allerdings liegen erste Untersuchungen vor, welche für einen CSA unter bestimmten Prozessparametern eine Vorzugsposition des Lichtbogens an der Anode feststellen konnten [GSZ+18]. Daher ist noch nicht klar, ob diese theoretische Bewegungsfreiheit praktisch auch wirklich so vorliegt.

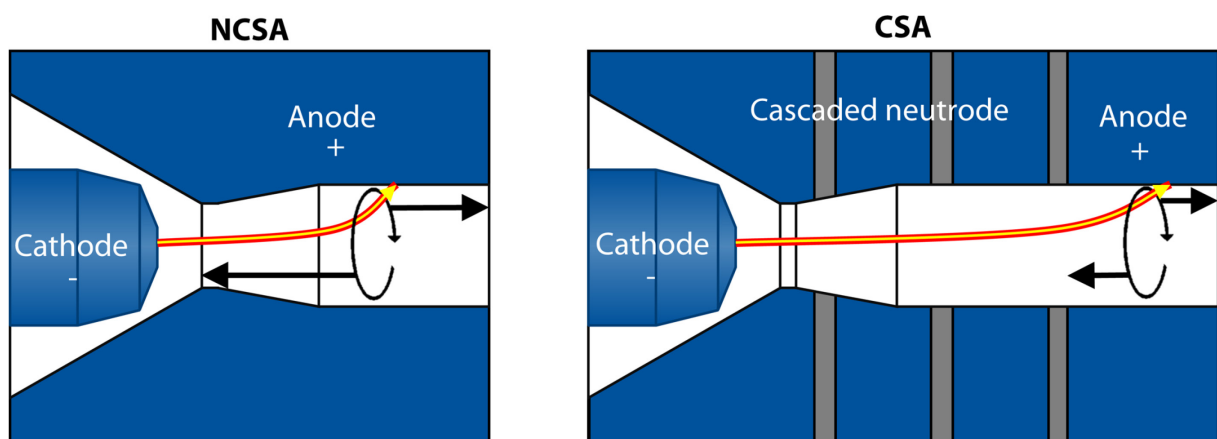


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines NCSA und eines CSA

In Abbildung 2.4 sind die Auswirkungen dieser Bewegungseinschränkungen auf die Spannung des CSA im Vergleich zum NCSA dargestellt. Die Lichtbogen-Spannung des CSA, hier in schwarz abgebildet, weist eine deutlich geringere Schwankung im Vergleich zur Spannung des NCSA auf. Ähnliche Messungen zum stabileren Spannungsverlauf des Lichtbogens gegenüber einem NCSA wurden bereits von Mitarbeitern von Oerlikon Metco [HMC12] und von Seshadri und Sampath [SS19] durchgeführt, um die höhere Lichtbogenstabilität, des in diesem Fall betrachteten SinplexPro™, zu zeigen. Letztere konnten zudem die höhere Leistung in Bezug auf die maximal verarbeitbare Pulverförderate des CSA gegenüber dem NCSA zeigen.

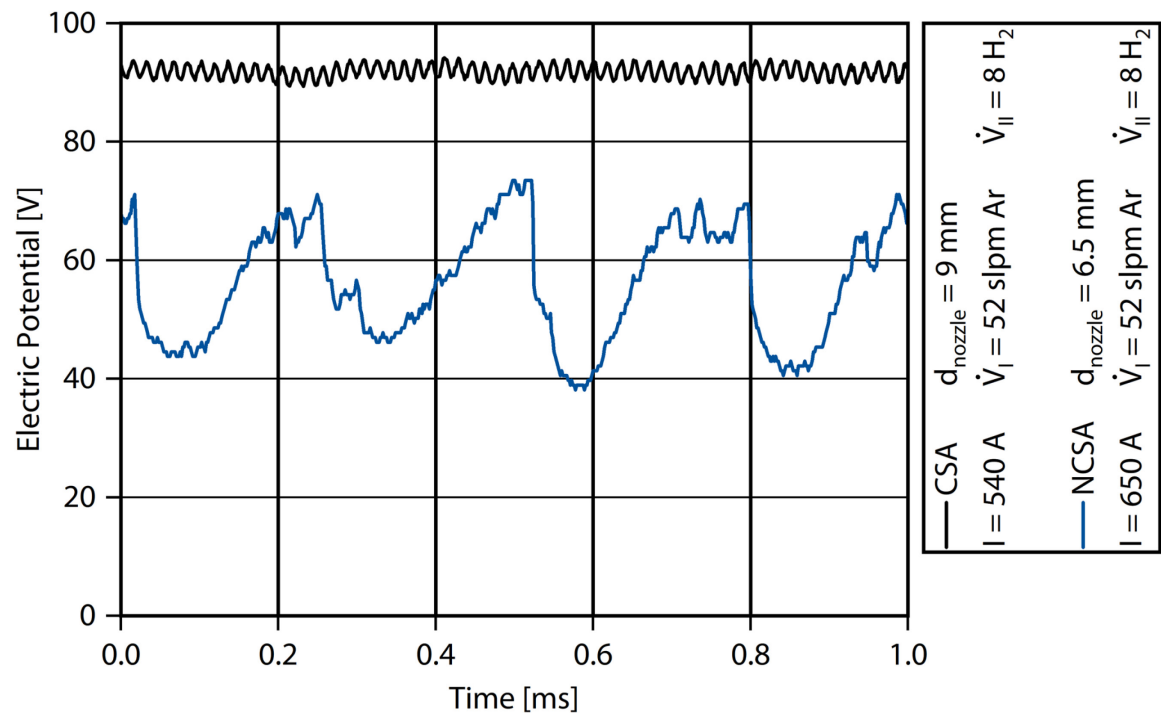


Abbildung 2.4: Vergleich der Lichtbogenspannung zwischen den Plasmageneratoren CSA und NCSA

Neben den kaskadierten Plasmageneratoren mit einem Lichtbogen existieren auch kaskadierte Plasmageneratoren mit mehreren Lichtbögen. Prominente Vertreter dieses Generatortyps sind die auf Landes [Lan91] zurückgehenden Generatoren TriplexPro™ von Oerlikon Metco und der Delta der Firma GTV Verschleißschutz GmbH mit jeweils drei Lichtbögen. Diese werden dabei im Falle des TriplexPro™ durch drei Kathoden erzeugt und binden an einer Anode an. Im Fall des Delta gehen diese von einer Kathode aus und werden auf drei Einzelanodensegmente aufgeteilt. Ziel der Erhöhung der Anzahl an Lichtbögen ist neben der Leistungssteigerung auch die Reduzierung der auf die Elektroden wirkenden Ströme. Durch die geringeren Stromdichten kann auch die Erosion der Elektroden reduziert werden. Dieser Trend hat sich fortgesetzt und neuerdings existieren auch kommerziell erhältliche kaskadierte Mehrlichtbogensysteme mit fünf oder sechs Lichtbögen wie der PENTA und der SIX-XT, beide GTV Verschleißschutz GmbH.

2.3 Stabilität des Plasmaspritzens

Im Plasmaspritzen gibt es eine Vielzahl von sich gegenseitig beeinflussenden Einflussgrößen [BL02] sowie extrinsischen Faktoren [Hei19], die Einfluss auf die Partikeleigenschaften und

damit auf das Beschichtungsergebnis nehmen können. Die Bewegungen des Lichtbogenfußpunktes sind dabei die Hauptursache für Instabilitäten des Plasmafreistrahls. Da diese vergleichsweise einfach über die Spannungsschwankungen beobachtet werden können, wurden sie bereits in zahlreichen Studien untersucht, um die Stabilität des Plasmaspritzprozesses zu beurteilen [CRR07, LM02, JVC+99, DHS+01].

Neben der Plasmaversorgung haben jedoch weitere Faktoren einen Einfluss auf die Gesamtstabilität. In Abbildung 2.5 ist eine Modellvorstellung des Plasmafreistrahls bei Austritt aus der Düse eines Plasmagenerators nach Pfender et al. zu sehen [PFS91]. Die hohen Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen dem Plasmafreistrahls und der Umgebung führen zu hohen Scherkräften, welche kalte Luftwirbel direkt am Düsenausgang bilden. Diese kalten Luftwirbel werden stromabwärts getragen und bilden sich am Düsenausgang kontinuierlich neu. Sie tragen dabei ständig kalte Umgebungsluft in den Plasmafreistahl hinein. Stromabwärts findet eine Auflösung dieser Wirbel statt, die in kalte Lufteinschlüsse innerhalb des Plasmafreistrahls resultiert. Im weiteren Verlauf durchmischen sich diese Lufteinschlüsse mit dem Plasmagas.

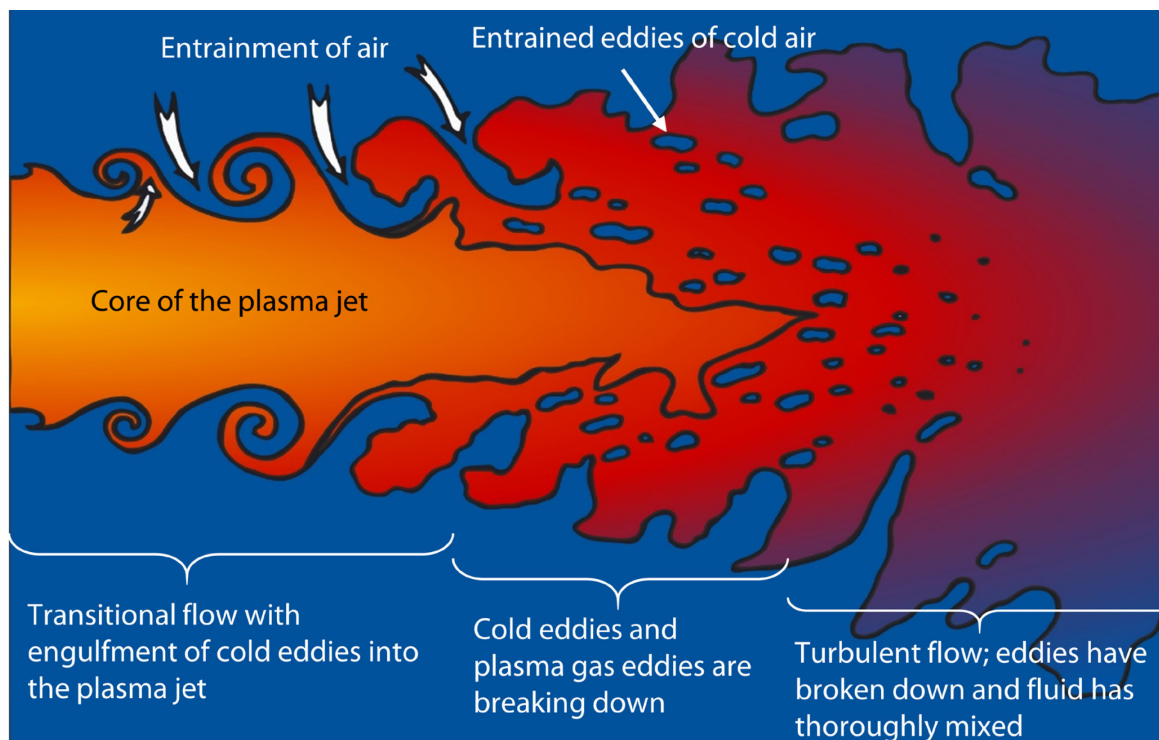
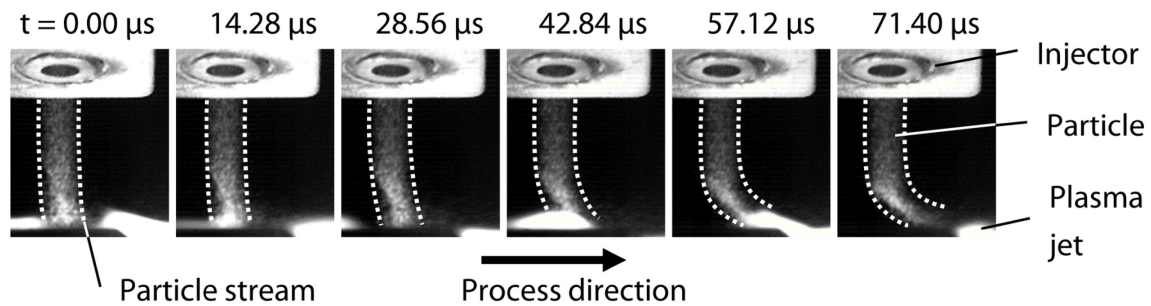


Abbildung 2.5: Bereiche des Plasmafreistrahls nach [PFS91], koloriert und leicht adaptiert

Für einen Argon-Plasmafreistrahler konnten Pfender et al. beobachten, dass bereits 30 mm hinter dem Düsenausgang das Zentrum des Freistrahls nur noch zu 50 % aus dem eigentlichen Plasmagas Argon besteht. Gemittelt über den gesamten Freistrahler sinkt dieser Wert auf 30 % ab [PFS91]. Zusammengenommen führt die Natur der turbulenten Strömung zu einem sich stetig verändernden Geschwindigkeitsfeld [Her16] - und somit auch zu einem sich verändernden Temperaturfeld. Für das Plasmaspritzen bedeutet dies, dass neben der Bewegung des Lichtbogens, die Turbulenzeffekte einen Effekt auf die Stabilität des Prozesses haben. Letztere lassen sich jedoch nicht durch die Messung der Lichtbogenstabilität ermitteln, weshalb neue Methoden zur Beobachtung und vor allem zur Quantifizierung solcher Effekte notwendig sind.

2.4 Potentieller Einfluss der Instabilitäten

Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Abbildung 2.6 verdeutlichen, wie sich die Instabilitäten des Plasmafreistrahls auf die Partikelinjektion auswirken können. Der obere Bildbereich zeigt den Ausgang des Partikelinjektors, von dem Al_2O_3 -Partikel in den Plasmafreistrahler injiziert werden. Im unteren Bereich ist von links kommend zudem ein Teilbereich des Plasmafreistrahls zu sehen. Zum Zeitpunkt $t = 0,00 \mu\text{s}$ dringen die Partikel noch senkrecht in den Plasmafreistrahler ein. In den nächsten Aufnahmen wird der Partikelstrahl von einer Welle des Plasmafreistrahls deutlich beeinflusst und nach rechts ausgelenkt. Dadurch ist ersichtlich, dass auch Schwankungen des Plasmafreistrahls im Zeitraum von wenigen Mikrosekunden Einfluss auf die Partikelinjektion haben. Eine derartige Ablenkung der Partikel hat große Auswirkungen auf die Partikelflugbahn und damit auf das Aufheiz- und Beschleunigungsverhalten. In der Folge können ursprüngliche Lichtbogenschwankungen direkt in Schwankungen der Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten resultieren [BGM03]. Gleichzeitig wird anhand der Aufnahmen auch verdeutlicht, welchen entscheidenden Einfluss die Partikelinjektion im Plasmaspritzen haben kann.



Plasma torch TriplexPro™-210 $I = 200 \text{ A}$ $d_{inj} = 2 \text{ mm}$ $\dot{V}_{inj} = 5.5 \text{ slpm Ar}$		Measurement Fastcam SA5 1000K ED AF Mirco NIKKOR 200mm 1:4 D + ND 8 $d_{rec} = 0.5 \text{ m}$ $f = 210,000 \text{ Hz}$
$\dot{V}_l = 50 \text{ slpm Ar}$ $\dot{m}_p = 10 \text{ g/min}$ $\text{Al}_2\text{O}_3 (+45-22\mu\text{m})$		

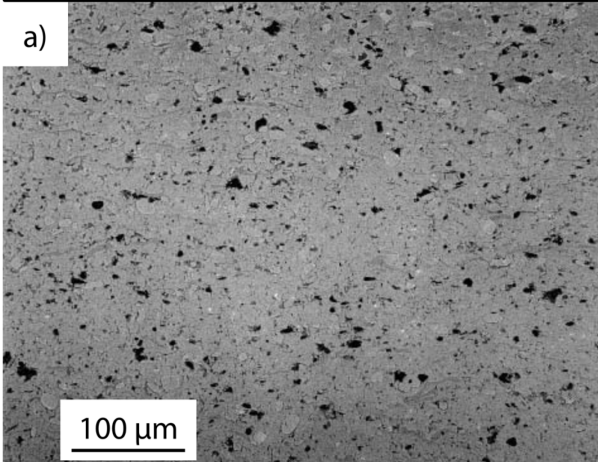
Abbildung 2.6: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Prozessschwankungen auf die Partikelinjektionen im Plasmaspritzen aus [BÖK+21]; das entsprechende Video zur Veranschaulichung kann dort ebenfalls abgerufen werden

Die schwankenden Partikeleigenschaften können sich in der Folge auch auf die Schichteigenschaften auswirken. Dies konnte bereits von Bisson und Moreau [BM03] gezeigt werden, wie in Abbildung 2.7 dargestellt. Hier werden zwei Al_2O_3 -Schichten für unterschiedliche Parameter desselben Plasmagenerators mit ähnlichen Nettoleistungen P_n verglichen. Der Parameter in a) weist dabei eine deutlich höhere Lichtbogenfluktuation, erkennbar an der Standardabweichung der elektrischen Spannung, als der Parameter in b) auf. Diese Schwankungen führen trotz der gleichen Nettoleistung zu sehr unterschiedlichen Auftragswirkungsgraden (DE)⁴ und Schichtstrukturen. Der Unterschied kann jedoch nicht ausschließlich auf die Schwankungen zurückgeführt werden, da die Parameter auch bei vergleichbaren Nettoleistungen zu unterschiedlichen mittleren Partikelgeschwindigkeiten und -temperaturen führen.

⁴ Engl.: *Deposition Efficiency*

Plasma torch: F4-MB		Spray material: Al_2O_3 -35+15 μm	
$I = 300 \text{ A}$		$I = 700 \text{ A}$	
$\dot{V}_I = 35 \text{ slpm Ar}$	$\dot{V}_{II} = 10 \text{ slpm H}_2$	$\dot{V}_I = 35 \text{ slpm Ar}$	$\dot{V}_{II} = 3 \text{ slpm H}_2$
$P_n = 10 \text{ kW}$	$U = 66.4 \pm 16.4 \text{ V}$	$P_n = 11 \text{ kW}$	$U = 44.0 \pm 2.7 \text{ V}$
$\text{DE} = 48 \%$		$\text{DE} = 73 \%$	

a)



b)

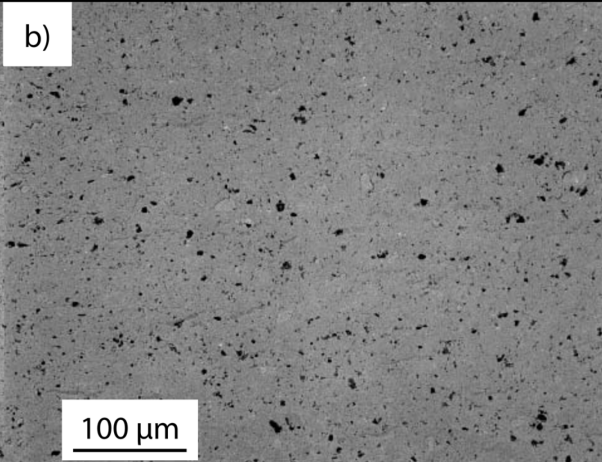


Abbildung 2.7: Einfluss von Lichtbogenfluktuationen im APS auf die DE und die Struktur einer Al_2O_3 -Schicht nach [BM03]

Der hier adressierte potentielle Einfluss der Stabilität des Plasmafreistrahls auf die Partikelinjektion verdeutlicht die Notwendigkeit zur Entwicklung einer neuen Methode zur Quantifizierung der Stabilität des Plasmafreistrahls. Dabei ist nicht nur entscheidend, dass dieser allgemein ein stabileres Verhalten aufweist. Entscheidend ist, ob und welchen Einfluss diesen Instabilitäten auf die Partikel haben.

2.5 Simulationen des Plasmaspritzens

Erste Simulationen von thermischen Plasmen wurden bereits in den 1990er Jahren durchgeführt. Dabei wurden zunächst allgemein frei brennende oder übertragene Lichtbögen betrachtet [GGP+93, HEP83, GBR+97, BPB03]. Diese Simulationen wurden anschließend auf Anwendungen wie das Plasmaspritzen übertragen. Hier wird kurz ein Überblick über die Simulationen, gebündelt nach den Generatortypen NCSA, CSA und CMA gegeben. Im Fall des CMA finden sich in der Literatur hauptsächlich Simulationen des Institutes für Oberflächentechnik (IOT). Da die in dieser Arbeit genutzten Modelle auf diesen CMA-Simulationen beruhen wird auch deren historische Entwicklung dargestellt.

2.5.1 Simulationen des NCSA

In der Literatur existieren eine Vielzahl von Untersuchungen zur Simulation des Plasmaspritzens, die sich in den meisten Fällen auf den NCSA konzentrieren [MV05, BVM+05, RMV+06, MCM+06, LC01, LPC03]. Einem Großteil der in der Literatur beschriebenen Modellen ist gemein, dass sie das Plasma als Fluid mit geltenden Navier-Stokes-Gleichungen behandeln. Aufgrund der oben genannten Vielzahl der Modelle wird hier beispielhaft das Modell von Trelles et al. beschrieben, da dieses eine der am weitesten entwickelten Simulationen des NCSA darstellt. In den Untersuchungen werden transiente Simulationen eines SG-100 der Firma Praxair Surface Technology durchgeführt, um die Lichtbogenfluktuationen nachzustellen [TPH06]. Dieses Modell wurde um einen Ansatz für das nicht lokale thermodynamische Gleichgewicht (NLTE)⁵ erweitert [THP07, TCV+09]. Ebenso wurde es mit Plasmafreistrahlsimulationen gekoppelt, welche zudem den Einfluss eines Substrates berücksichtigen [Tre13]. In Abbildung 2.8 ist ein Auszug aus der Arbeit von Trelles et al. zu sehen.

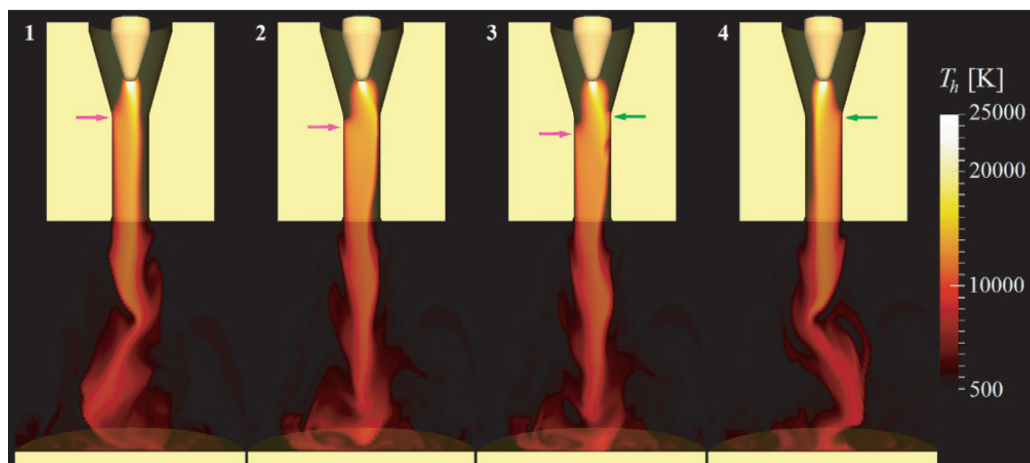


Abbildung 2.8: Transiente Simulation eines NCSA aus Trelles et al. [Tre13]

Insgesamt sind diese Arbeiten als sehr fortgeschritten zu beurteilen, da sie bereits viele Aspekte der Realität erfassen. Allerdings berücksichtigen sie ausschließlich die Ausbildung des Lichtbogens und des daraus resultierenden Plasmafreistrahls. Eine Interaktion des entstehenden Plasmas mit injizierten Partikeln wird nicht berücksichtigt. Die Arbeiten zeigen jedoch, dass die korrekte Abbildung des Lichtbogens mit hohen numerischen Kosten

⁵ Engl.: *Non-Local Thermal Equilibrium*

verbunden ist. Derartige Modell eignen sich in der Regel nicht zur schnellen Vorhersage der Auswirkung von Änderungen wie beispielsweise der Prozessparameter.

2.5.2 Simulationen des CSA

In weiteren Untersuchungen haben sich Zhukovskii, Chazelas und Vardelle intensiv mit der Simulation der Plasmakammer eines CSA, dem SinplexPro™ der Firma Oerlikon Metco, auseinandergesetzt. Dabei haben sie zunächst zur Beschreibung des Plasmas im NLTE ein Modell mit zwei unterschiedlichen Temperaturen (2-T-Modell) für Elektronen und die Ionen umgesetzt [ZCV+19] und dann den Einfluss unterschiedlicher elektromagnetischer Randbedingungen auf den Lichtbogen untersucht [ZCV+20]. Darüber hinaus wurde dieses 2-T-Modell mit einem LTE-Ansatz verglichen [ZCR+22b]. Dabei haben die Autoren festgestellt, dass der LTE-Ansatz die Lichtbogenspannung in den transienten Simulationen überschätzt und die Vorhersagen mit dem 2-T-Modell näher an den experimentellen Messungen der Lichtbogenspannung liegen. Darauf aufbauend haben sie das 2-T-Modell in seiner Formulierung überarbeitet [ZCR+22a] und um präzise Modelle für die Kathoden- und Anodenfallgebiete ergänzt [ZCR+23]. Die Arbeiten geben das Verhalten des Plasmas und des Lichtbogens sehr gut für ein reines Ar-Plasma wieder. Auch hier beschränken sich die Modelle jedoch auf die reine Vorhersage des Plasmas innerhalb des Plasmagenerators. Für die in dieser Arbeit geplanten Modellierungen des CSA sind vor allem die Wichtigkeit der korrekten elektromagnetischen Randbedingungen und die mögliche Überschätzung der Lichtbogenspannung durch den LTE-Ansatz von großem Interesse.

2.5.3 Simulationen des CMA und historische Entwicklung dieser am IOT

Bereits in den ersten Simulationen, noch im Lehr- und Forschungsgebiet der Werkstoffwissenschaften, wurde mithilfe von sehr simplen Modellen der Schichtaufbau durch den Partikelaufrall modelliert [LBE+96]. Später folgte die Modellierung des Freistrahls, um den Einfluss der Prozessparameter auf die Partikeleigenschaften zu untersuchen. Dabei wurde der Plasmagenerator durch eine Rohrströmung mit enthaltener Heizquelle dargestellt, wobei die Nettoleistung am Düsenausgang an die Messungen der Steuereinheit der Plasmageneratoren angepasst wurde [LP02]. Ebenso wurden die Schichtbildung auf einer Turbinenschaufel nachgebildet [LN03, LBN06]. Andere Untersuchungen der Simulationen am IOT konzentrierten sich auf die Homogenisierung der Werkstoffeigenschaften [BLN+06].

Neuere numerische Simulationen im Bereich des Plasmaspritzens am IOT haben sich vor allem mit dem Drei-Kathoden-Plasmaspritzbrenner TriplexPro™, Modell 200 und 210, beschäftigt. Zunächst wurde der TriplexPro™-200 modelliert [BBZ+11]. Dabei wurde von Anfang an zur Lösung der magnethydrodynamischen Gleichungen das Softwarepaket Ansys CFX eingesetzt. Die verwendeten Prozessgaseigenschaften, wie die Dichte, die spez. Wärmekapazität, die Viskosität, die spez. Wärmeleitfähigkeit und die elektrische Leitfähigkeit werden dabei zunächst nur in Abhängigkeit der Temperatur eingespeist [BBP11, Pet14]. Die Beschreibung der Turbulenz erfolgte zu Beginn noch über das k- ϵ -Turbulenzmodell nach [LS74].

Anschließend wurde der TriplexPro™-210 modelliert. Dabei wurde die Beschreibung der Turbulenz überarbeitet und durch die Kombination des k- ϵ - und k- ω -Turbulenzmodells im Shear-Stress-Transport (SST)-Turbulenzmodell abgebildet [BÖ15]. Im nächsten Schritt wurde für die Eigenschaften des Plasmagases zusätzlich zur Temperaturabhängigkeit auch eine Druckabhängigkeit eingefügt und die Ausbreitung der Magnetfelder in den Elektroden berücksichtigt [BÖ16]. Durch diese Ansätze konnten gute Übereinstimmungen zwischen den numerischen Simulationen und den elektrischen sowie Nettoleistungen des TriplexPro™-210 erzielt werden [Öte16].

Neben diesen Untersuchungen zum Plasmagenerator haben auch Simulationen des Plasmafreistrahls stattgefunden [BKW+13b]. Durch Computertomographische Messungen der Plasmatemperaturen konnten diese Freistrahlsimulationen, sowie auch indirekt die Simulationen des Plasmagenerators, validiert werden [BÖS+16]. Anschließend wurden in diesem Modell die Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten berechnet, welche die Tendenzen entsprechender Messungen gut abbilden konnten [BÖS+17]. Sie sind jedoch noch nicht in der Lage, die absoluten Werte präzise vorherzusagen. Darüber hinaus wurden in allen Simulationen reine Ar-Gaszusammensetzungen betrachtet. Die fertigungstechnische relevanteren binäre Gaszusammensetzungen mit Ar und H₂ oder N₂ fanden bisher keine Berücksichtigung. Die in dieser Arbeit eingesetzten Simulationen knüpfen direkt an die vorangegangenen Simulationen an und übertragen diese auf den CSA.

3 Zielsetzung und Lösungsansatz

In dem vorangegangenen Kapitel ist deutlich geworden, dass die Stabilität des Lichtbogens im Vergleich zum NCSA zwar deutlich höher ist. Entscheidend für den Prozess ist allerdings die Stabilität des Plasmafreistrahls, welche neben dem Lichtbogen auch durch die Strömungsbedingungen beeinflusst wird. Diese wurde bisher weder für den CSA noch für den CMA quantitativ bewertet.

Die in Abschnitt 2.5 dargestellten Simulationen von Plasmageneratoren, insbesondere die des CMA, beschränken sich in den meisten Fällen auf reine Ar-Plasmagaszusammensetzung. Technisch relevanter sind jedoch die binären Gaszusammensetzungen mit Ar und H₂ oder N₂. Bisher ist unklar, ob diese auf Basis des LTE-Ansatzes zu guten Vorhersagen führen können. Ein Kernergebnis aus den Simulationen von [Öte16] ist die Vorhersage von besseren Injektionsbedingungen durch den Einsatz längerer Injektoren. Daher soll der Ansatz in diesen Arbeiten aufgegriffen und untersucht werden, ob diese auch in Experimenten zu höheren Partikelgeschwindigkeiten führen. Die bestehenden partikelbeladenen Freistrahlsimulationen des CMA sind in der Lage, die Tendenzen der Prozessparameter auf die Partikeleigenschaften korrekt vorherzusagen, führen aktuell jedoch zu einer Überschätzung der Partikeltemperaturen. Bei der Übertragung der Modellierungsansätze vom CMA auf den CSA ist daher eine Überprüfung und ggf. Anpassung der den Simulationen zugrundeliegenden Annahmen notwendig.

Zuletzt ist für den CSA bisher nicht geklärt, ob der Lichtbogen an der Anode frei rotiert. Untersuchungen zu möglichen Vorzugspositionen sowie deren Auswirkungen sind daher notwendig. Ist die Rotation eingeschränkt, so sollten zudem Möglichkeiten zur Bewegung des Lichtbogenansatzpunktes analysiert werden.

Zusammengefasst ist daher das übergeordnete Ziel den CSA hinsichtlich seines Stabilitätsverhaltens zu charakterisieren und mit anhand von Simulationen die Partikelgeschwindigkeiten und -temperaturen möglichst präzise vorherzusagen. Die dabei zugrundeliegende Forschungshypothese lautet daher folgendermaßen: Der Freistrahls des CSA weist aufgrund der Kaskadierung des Lichtbogens ein ähnliches Stabilitätsverhalten zum CMA auf, weshalb die bisherigen Simulationsansätze des CMA direkt auf den CSA übertragen werden können.

Aus dem Ziel und der Hypothese leiten sich die folgenden Forschungsfragen ab:

- Weist der Freistrahls des CSA ein vergleichbares Stabilitätsverhalten zum CMA auf?
- Können die binären Gaszusammensetzungen aus Ar und H₂ unter Annahme des LTE in die Plasmageneratorsimulationen integriert werden?
- Führt der Einsatz von längeren Injektoren zu einer Erhöhung der Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang und damit zu besseren Injektionsbedingungen?
- Können durch die Berücksichtigung weiterer Effekte wie die Rauheit und die Strahlung der Partikel die Vorhersagegenauigkeit der Simulationen des partikelbeladenen Freistrahls weiter gesteigert werden, um die Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten des CSA präziser vorherzusagen?
- Liegen für den CSA Vorzugspositionen des Lichtbogens vor und haben diese einen Einfluss auf die Partikelinjektion?
- Kann die Position des Lichtbogens durch externe Magnetfelder manipuliert und verschoben werden?

Zur Untersuchung dieser Fragen wird in Kapitel 4 zunächst eine Methode zur quantifizierbaren Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entwickelt. Mit dieser wird der Plasmafreistrahls des CSA untersucht und ein Vergleich zu den Generatortypen NCSA und CMA gezogen.

Anschließend wird in Kapitel 5 ein Simulationsmodell für die Vorhersage der Partikelgeschwindigkeiten und -temperaturen entwickelt. Durch entsprechende Datensätze für die Plasmaeigenschaften im LTE werden binäre Gaszusammensetzungen mit Ar und H₂ in die Simulationen integriert und die Vorhersagegenauigkeit in Bezug auf die Leistungen am Generatorausgang bewertet. Zur Untersuchung des Einflusses der Länge der Partikelinjektoren werden Simulationen der Injektoren mit unterschiedlichen Geometrien durchgeführt und mit experimentellen Messungen der Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang abgeglichen. Aufbauend auf diesen Erkenntnissen werden die Simulationen des partikelbeladenen Freistrahls um weitere Simulationsansätze erweitert, um die Vorhersagegenauigkeit zu steigern.

Im 6. Kapitel wird abschließend die Lichtbogenposition im CSA untersucht. Ausgehend von Verschleißerscheinungen an der Anode werden Simulationen zur Nachbildung der Licht-

bogenposition erstellt. Ebenso wird der Einfluss von statischen Magnetfeldern zur Manipulation der Lichtbogenposition untersucht. Diese Simulationen werden mit experimentellen Untersuchungen verknüpft, in denen die Lichtbogenposition anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen abgeschätzt und die Auswirkung der Manipulation beobachtet wird. Abschließend werden die potentiellen Auswirkungen einer solchen Manipulation auf die Schichteigenschaften untersucht.

4 Untersuchung der Stabilität des Plasmaspritzens

Um die zuvor genannten Probleme bei der Beurteilung der Stabilität zu adressieren, soll in dieser Arbeit eine neue Methodik entwickelt werden. Diese soll anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen die Instabilitäten im Plasmafreistrahle beurteilen. In diesem Kapitel werden drei Ansätze zur Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen beschrieben. Die Methodik und die Ergebnisse zum ersten Ansatz wurden bereits in einer vorausgehenden Publikation [BÖK+21] veröffentlicht. Diese Methodik wird hier weiterentwickelt und durch zwei weitere Ansätze zur Quantifizierung ergänzt.

Ziel ist es, die Prozessstabilität der verschiedenen Typen von Plasmageneratoren zu vergleichen. Dabei werden zwischen dem Einfluss des Lichtbogens und dem Einfluss der Turbulenzeffekten auf die beobachteten Instabilitäten unterschieden. Dazu werden eine Hochgeschwindigkeitskamera und ein Oszilloskop gemeinsam ausgelöst, um sicherzustellen, dass sie parallel aufzeichnen. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen wurden drei verschiedene Varianten von Plasmageneratoren betrachtet: Ein NCSA, ein CSA und ein CMA - alle von der Firma Oerlikon Metco, Wohlen, Schweiz. Die in dieser Untersuchung verwendeten Modelle sind der F4MB-XL als NCSA, der SinplexPro™-90 als CSA, und der TriplexPro™-210 als CMA. Alle drei Plasmageneratoren wurden mit einer 9 mm Düse ausgestattet, um vergleichbare Ergebnisse hinsichtlich der vorherrschenden Strömungsbedingungen zu erzielen. Da keine handelsübliche 9 mm Düse für den F4MB-XL existiert, wurde in diesem Fall eine maßgeschneiderte Düse verwendet, welche vom Labor für Plasmatechnologie (LPT) der Bundeswehruniversität München zur Verfügung gestellt wurde.

Die auf allen drei Plasmageneratoren untersuchten Prozessparameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Parameter A und B stellen aufgrund der binären Gaszusammensetzung Prozessparameter dar, die sich auch zur Beschichtung von hochschmelzenden Keramiken eignen. Darüber hinaus wurde mit C ein Prozessparameter mit einem reinen Ar-Plasma hinzugefügt.

Tabelle 4.1: Untersuchte Prozessparameter für die drei Plasmageneratoren

Bezeichnung	Strom [A]	Primärgasfluss Ar \dot{V}_I [slpm]	Sekundärgasfluss H ₂ \dot{V}_{II} [slpm]
A	540	52	8
B	360	52	8
C	540	60	0

4.1 Stand der Technik zu Untersuchung des Plasmaspritzens anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Grundsätzlich ist die Untersuchung des Plasmaspritzens durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen kein neues Konzept. Einzelne Aufnahmen des Prozesses inkl. Momentaufnahmen von Partikeln im Flug wurden bereits in den 90igern von Agapakis und Hoffman durchgeführt [AH92]. Ebenso wurde von Fauchais et al. festgestellt, dass der augenscheinlich stabile Plasmafreistrahle in Hochgeschwindigkeitsaufnahmen seine Form und Größe verändert [FCV+92]. Ähnliche Untersuchungen wurden auch von Brogan et al. durchgeführt, die durch den Einsatz von gepulsten Lasern die Injektion der Partikel in den Plasmafreistrahle beobachten konnten [BBS+95]. Raghu et al. haben dies zusätzlich mit einer Schlierenoptik kombiniert, um auch die Verwirbelungen des Plasmafreistrahls zu beobachten [RGG95]. Auch Fincke et al. haben diese Methodik genutzt, um die Strömungsbedingungen und die Verwirbelung mit der Umgebungsluft zu beobachten [FCS+03]. All diesen Untersuchungen ist jedoch gemein, dass zu dem jeweiligen Zeitpunkt eine quantitative Auswertung der Bildaufnahmen nicht möglich war, da die vorhandenen Kameras lediglich wenige Bilder hintereinander schießen konnten.

Die Arbeit von Russ et al. ist eine der ersten, in der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Plasmafreistrahls qualitativ mit Messungen der Lichtbogenstreuung verglichen werden [RSP94]. Sie können dabei beobachten, dass sich die Schwankungen in der Streuung direkt in Schwankungen der Größe des Plasmafreistrahls widerspiegeln. Ähnliche Arbeiten wurden von Tiwari et al. durchgeführt, die einen zeitlichen Versatz zwischen der Lichtbogenstreuung und der Veränderung der Größe des Plasmafreistrahls beobachten können [TSJ+10].

Hlína et al. haben die örtliche Verteilung der Schwankungen innerhalb des Plasmafreistrahls untersucht [HSN04]. Dazu haben sie die schnelle Fourier-Transformation (FFT)⁶ auf die erfassten Bilder angewandt und diese Methode später durch die Anwendung einer Wavelet-Transformation erweitert [HGŠ06]. Aufgrund der zu dem Zeitpunkt verfügbaren Hardware konnten alle bisher genannten Untersuchungen jedoch mit Frequenzen von bis zu maximal 8.000 Hz bei der Beobachtung des Plasmafreistrahls durchgeführt werden.

⁶ Engl.: *Fast Fourier Transform*

Eine partielle Ausnahme bildet die Arbeit von Dorier et al., in der hochfrequente Messungen der Lichtemissionen des Plasmafreistrahls untersucht werden [DHS+01]. Dorier et al. messen punktuell die Lichtemission mithilfe von Leuchtdioden und ermöglichen so neue Einblicke zur Auswertung des Plasmafreistrahls. Allerdings kann durch die punktuelle Erfassung der Plasmafreistrahls nicht in seiner Gesamtheit betrachtet werden. Heutzutage ist jedoch Equipment vorhanden, welches in der Lage ist, den gesamten Plasmafreistrahls mit hohen Aufnahmerate zu erfassen. Dies wurde beispielsweise von Ondac et al. demonstriert, die sich jedoch auf eine qualitative Auswertung beschränken [OMH19]. Daher ist das Ziel dieses Kapitels, eine neue Methode zu entwickeln, welche eine quantitative Analyse des gesamten Plasmafreistrahls ermöglicht.

Die Erfassung des Plasmafreistrahls mit hohen Bildraten sind durch die jüngsten Fortschritte der Hochgeschwindigkeitsvideographie möglich geworden: Die seitliche Abbildung des Plasmastrahls erfasst die Veränderung des Plasmastrahls während er sich von dem Düsenausgang entfernt. Dies ist von besonderem Interesse, da dies der Weg ist, den auch die Partikel nehmen, wenn sie in Richtung des Substrats beschleunigt werden.

4.2 Messaufbau zur Beurteilung des Stabilitätsverhaltens

Um identische Bedingungen bei der Aufnahme zu schaffen, wurden die Aufnahmen aus der gleichen Perspektive aufgenommen, wobei die Düse nach rechts gerichtet ist, so dass auf jeden Parametersatz die gleiche Bildverarbeitung angewendet werden konnte. Der Abstand zwischen der Kamera und dem Plasmabrenner betrug 1 m, um die Kamera vor den hohen Temperaturen des Plasmafreistrahls zu schützen. In Abbildung 4.1 ist der allgemeine Versuchsaufbau dargestellt. Dazu gehören die Hochgeschwindigkeitskamera zur Erfassung des Plasmafreistrahls, ein Oszilloskop mit angeschlossenen Sonden zur Erfassung der Spannung U und der Stromstärke I , und der Auslöser zum Starten der parallelen Messung. Die unterschiedlichen Ausführungen der Plasmabrenner sind in diesem Diagramm nicht berücksichtigt.

Zur Aufnahme des Plasmastrahls wurde die Hochgeschwindigkeitskamera Fastcam SA-Z von Photron, Tokio, Japan, verwendet. Diese Kamera kann bis zu 2,1 Millionen Bilder pro Sekunde (fps) aufzeichnen; dann allerdings nur mit einem reduzierten Bildbereich (FOV)⁷. Für die hier ausgewählten Aufnahmen war es notwendig, die Aufnahmerate einzuschränken, um das Sichtfeld so weit zu vergrößern, dass der gesamte Plasmafreistrahls erfasst werden konnte. Daher wurde eine Aufnahmerate von 100.000 fps gewählt; mit einem FOV von 50 mm × 114 mm und einer Auflösung von 640 × 280 Bildpunkten. Dieser FOV ist groß genug, um die gesamte Länge des Plasmafreistrahls für jeden Generatortyp und alle Parameter zu erfassen und gleichzeitig die Aufnahmerate zu maximieren.

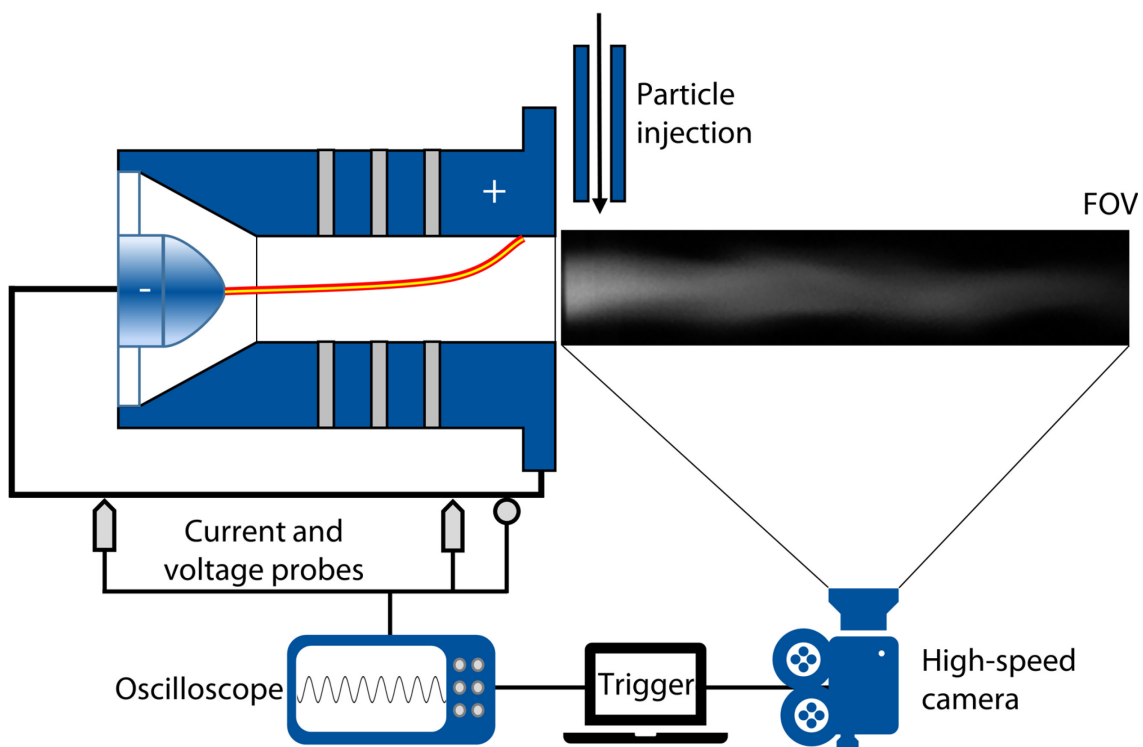


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau zur Untersuchung der Stabilität des Lichtbogens und des Plasmafreistrahls

Für die Aufnahmen wurde das Makroobjektiv Irix 150 mm f/2.8 der Firma TH Swiss AG, Baar, Schweiz, verwendet. Um die Intensität des Strahls zu reduzieren, wurde ein Neutral-dichtefilter vom Typ ND64 genutzt. Dieser Filter reduziert die Intensität des in die Kamera einfallenden Lichts auf 1,5 % des ursprünglichen Wertes. Die Anwendung eines solchen

⁷ Engl.: *Field of View*

Filters ist notwendig, da andernfalls die Emissionen des Plasmafreistrahls die Kamera permanent überbelichten würde. Dies hätte einen Verlust von Informationen zur Folge, da es nicht mehr möglich wäre, die unterschiedlichen Intensitäten in den Teilbereichen des Plasmafreistrahls zu erkennen. Zum Schutz des Objektivs wurde außerdem ein UV-Filter vor die Linse gesetzt.

Die am Plasmagenerator anliegenden elektrischen Kenngrößen werden mit einer Hochspannungssonde, P5210A, und einer Stromzange, TCP404XL, beides von der Firma Tektronix, Beaverton, USA, gemessen. Diese wurden in Verbindung mit dem Oszilloskop InfiniiVision DSOX 3024A der Firma Keysight Technologies, Inc., Colorado Springs, USA, betrieben. Die Abtastrate der Spannung und des Stroms betrug 500.000 Hz. Die Messungen der drei Spannungen und drei Ströme des CMA wurden hingegen mit dem Datenerfassungsgerät SIRIUS des Unternehmens Dewesoft in Trbovlje, Slowenien, durchgeführt.

4.3 Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Für eine Auswertung des Stabilitätsverhaltens können die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zunächst auch rein qualitativ analysiert werden. In Abbildung 4.2 sind die Aufnahmen für den Prozessparameter B untereinander abgebildet. Es ist ersichtlich, dass die kaskadierten Plasmageneratoren CSA und CMA aufgrund der höheren elektrischen Leistungen in größeren Ausmessungen des jeweiligen Plasmafreistrahls resultieren. Zwischen den beiden kaskadierten Plasmageneratoren ist kaum ein Unterschied erkennbar. Der CMA hat einen größeren Abstand zwischen Kathode und Anode. Die daraus resultierende höhere Spannung des Lichtbogens führt bei identischer Stromstärke zwar zu einer größeren elektrischen Leistung. In der optisch erkennbaren Intensität scheint sich dies hier jedoch zumindest für den Parameter B noch nicht wieder zu finden.

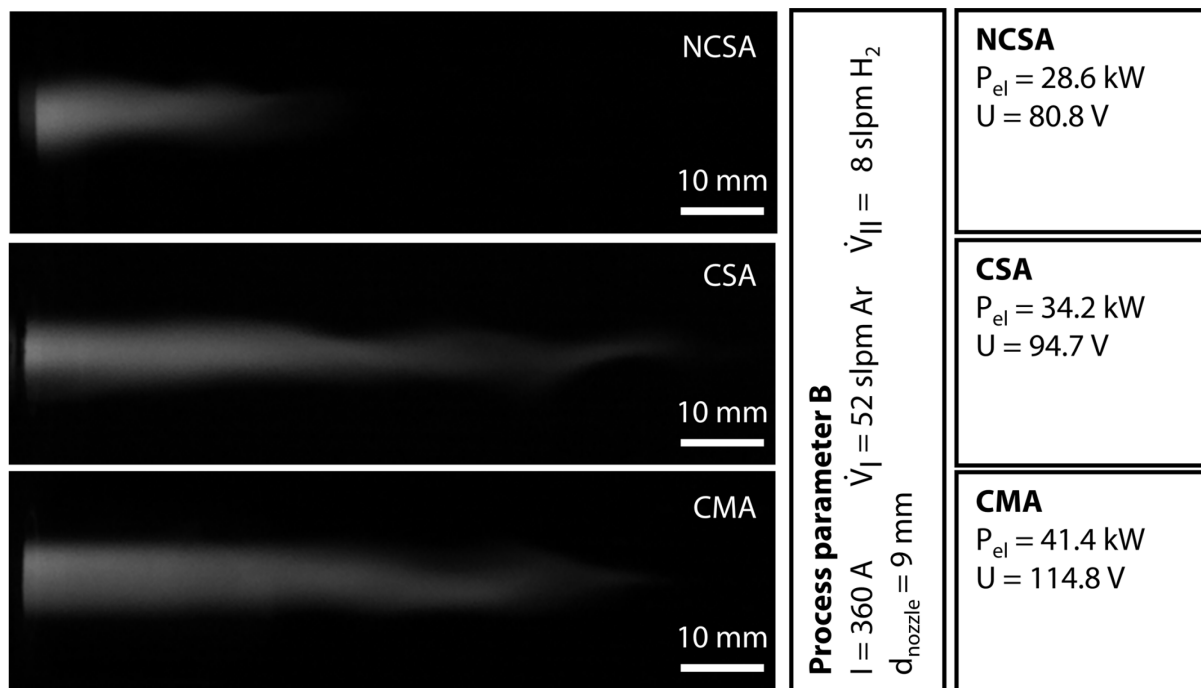


Abbildung 4.2: Optischer Vergleich zwischen dem sichtbaren Plasmafreistrahls und den elektrischen Kenngrößen für den Parameter B

In Abbildung 4.3 ist der zeitliche Verlauf des Plasmafreistrahls bei Prozessparameter A der drei untersuchten Plasmageneratoren in den ersten 0,3 ms abgebildet. Bereits in dieser kurzen Abfolge von vier Bildern ist ersichtlich, dass der Plasmafreistrahls des nicht-kaskadierten Plasmagenerators NCSA deutlichen Schwankungen unterliegt. Dabei verändert sich der Freistrahls nicht nur in seiner Größe. Auch die Position des Kerns des Freistrahls scheint sich in Relation zur Düsenachse zu bewegen. Demgegenüber erscheint der Freistrahls des CMA und des CSA deutlich stabiler. Im ersten Bereich von ca. 40 mm nach dem Düsenausgang sind für beide Generatoren keine großen Veränderungen über der Zeit erkennbar. Im Bereich der Spitze des Freistrahls sind jedoch für die beiden kaskadierten Plasmageneratoren leichte Bewegungen zu beobachten. Aufgrund der allgemein größeren Ausdehnung des Freistrahls scheint dieser Bereich im Fall des CMA weiter entfernt von dem Düsenausgang zu liegen als im Fall des CSA. Ursache für diese Schwankungen scheinen in beiden Fällen die turbulenten Verwirbelungen des Plasmafreistrahls mit der Umgebungsluft zu sein.


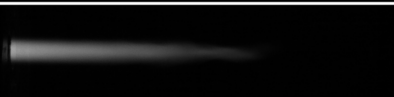


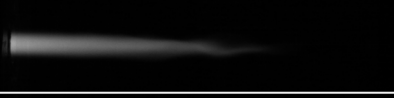

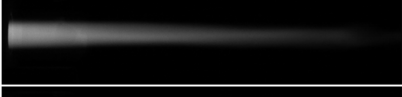
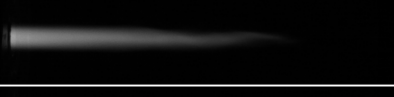




Process parameter A		
$I = 540 \text{ A}$	$\dot{V}_I = 52 \text{ slpm Ar}$	$\dot{V}_{II} = 8 \text{ slpm H}_2$
CMA	CSA	NCSA
$d_{\text{nozzle}} = 9 \text{ mm}$		
		
		
		
		

Abbildung 4.3: Zeitliche Entwicklung des Plasmafreistrahls in den ersten 0,3 ms für alle drei Plasmageneratoren beim Prozessparameter A

Für eine grobe Einschätzung des Verhaltens des Freistrahls sind diese optischen Auswertungen ausreichend. Allerdings können nur optisch große Unterschiede, wie die zwischen den kaskadierten und nicht-kaskadierten Generatoren, direkt erkannt werden. Kleinere Unterschiede können nur erahnt und vor allem nicht quantifiziert werden. Um daher quantitativ aussagekräftige Aussagen zu erhalten, müssen die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera nachbearbeitet werden. Dafür werden nachfolgend drei unterschiedliche Methoden zur Umwandlung der Bilder in zahlenbasierte Werte vorgestellt.

Die erste Methode basiert darauf, dass die Bilder des Plasmafreistrahls mithilfe eines Schwellenwertverfahrens in Binärbilder umgewandelt werden. In diesen nur aus schwarzen und weißen Bildpunkten bestehenden Bildern sind der Umriss und damit die Größe des Plasmafreistrahls klar zu erkennen. Dem zugrunde liegt die Idee, dass der Umriss den potentiell heißen Kern des Plasmafreistrahls widerspiegelt, welcher in der Lage ist, die Partikel aufzuheizen. Wenn dieser zeitlich quantifiziert wird, kann dadurch die Stabilität des Plasmafreistrahls ermittelt werden. Das Schwellenwertverfahren wurde in MATLAB umgesetzt⁸. Die Funktion *imbinarize()* wandelt alle Bildpunkte in Abhängigkeit eines Schwellenwertes th ⁹ entweder in weiße oder schwarze Bildpunkte um. Der Grenzwert kann dabei zwischen 0 und

⁸ Auf die genaue Darstellung des Berechnungscodes soll hier im Sinne einer besseren Lesbarkeit verzichtet werden. Dieser ist im Anhang im Abschnitt 10.1 auf S. XIV zu finden.

⁹ Engl.: *threshold*

1 liegen, wobei $th = 0$ den niedrigsten möglichen Wert des Bildpunktes widerspiegelt und $th = 1$ den höchsten. Für eine Bilddatei mit einer Farbtiefe von 12 Bit würde dies dem Wert $2^{12} = 4.096$ entsprechen. Je nach Wahl der Schwellenwertes th werden nun größere oder kleinere Bereiche als Kern des Plasmafreistrahls ausgewertet. In Abbildung 4.4 ist dargestellt, welchen Einfluss die Wahl des Schwellenwertes hat. Wird dieser zu niedrig gewählt, werden auch einzelne Bildpunkte um den Freistrah herum fehlerhaft erkannt - es ist nur ein kleiner Kern des Plasmafreistrahls sichtbar. Zur Bestimmung eines sinnvollen Schwellenwertes können Algorithmen genutzt werden. Hier ist vor allem das Verfahren nach Otsu als Standardverfahren zur Bestimmung des Schwellenwertes zu nennen [Ots79]. Dies führt für die in Abbildung 4.4 gezeigte Aufnahme eines Plasmafreistrahls beispielsweise zu dem Wert $th = 0,0574$ und einer annahmegemäß ausgeglichenen Wahl eines Schwellenwertes.

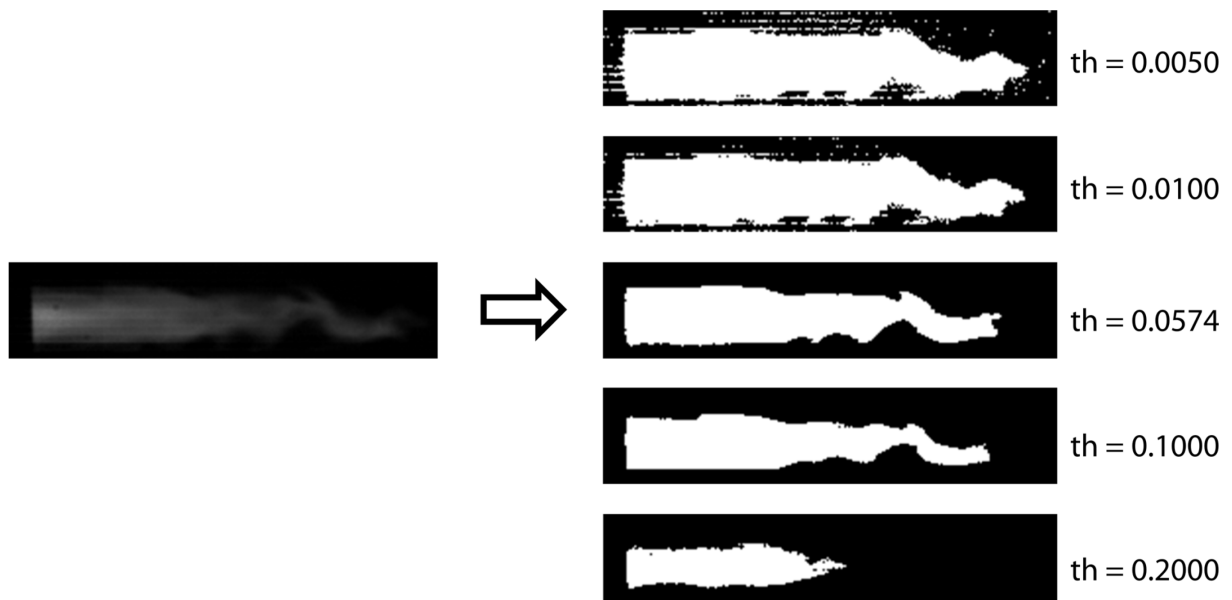


Abbildung 4.4: Einfluss des gewählten Schwellenwertes th der Funktion $imbinarize(th)$ auf das resultierende Binärbild; CMA, $I = 425 \text{ A}$, $\dot{V} = 110 \text{ slpm Ar}$

Diese verarbeiteten Bilder werden genutzt, um die Größe des Plasmafreistrahls durch ein Aufsummieren der weißen Bildpunkte mit einem quantitativen Wert zu belegen. So wird anhand der Aufnahmezeitpunkte ein zeitlicher Verlauf der Größe¹⁰ des Plasmafreistrahls ermittelt und kann analysiert werden. In Abbildung 4.5 ist beispielhaft der zeitliche Verlauf der Größe

¹⁰ Die Größe spiegelt in diesem Fall aufgrund der Projektion die sichtbare Fläche des Plasmafreistrahls wider.

des Plasmafreistrahls und die dazugehörigen verarbeiteten Binärbilder zu Zeitpunkten in einem Abstand von 100 μs dargestellt. Es ist ersichtlich, dass der Verlauf die Entwicklung des Plasmafreistrahls gut wiedergeben kann. In [BÖK+21] konnte die Leistungsfähigkeit dieser Methodik bereits unter Beweis gestellt werden: Der bekannte Unterschied im Stabilitätsverhalten zwischen dem CMA und NCSA konnte mithilfe der Methode gemessen und für verschiedene Parameter quantifiziert werden. Im Bereich von $t = 400 \mu\text{s}$ ist jedoch auch ein Nachteil der hier vorgestellten Schwellenwertmethode ersichtlich: Zur Gewährleistung einer gleichbleibenden Auswertung muss ein einheitlicher Schwellenwert für alle Bilder genutzt werden. Dies kann jedoch im Fall eines sehr stark fluktuierenden Plasmafreistrahls – wie er hier dargestellt ist – dazu führen, dass die Größe des Freistrahls als null detektiert wird.

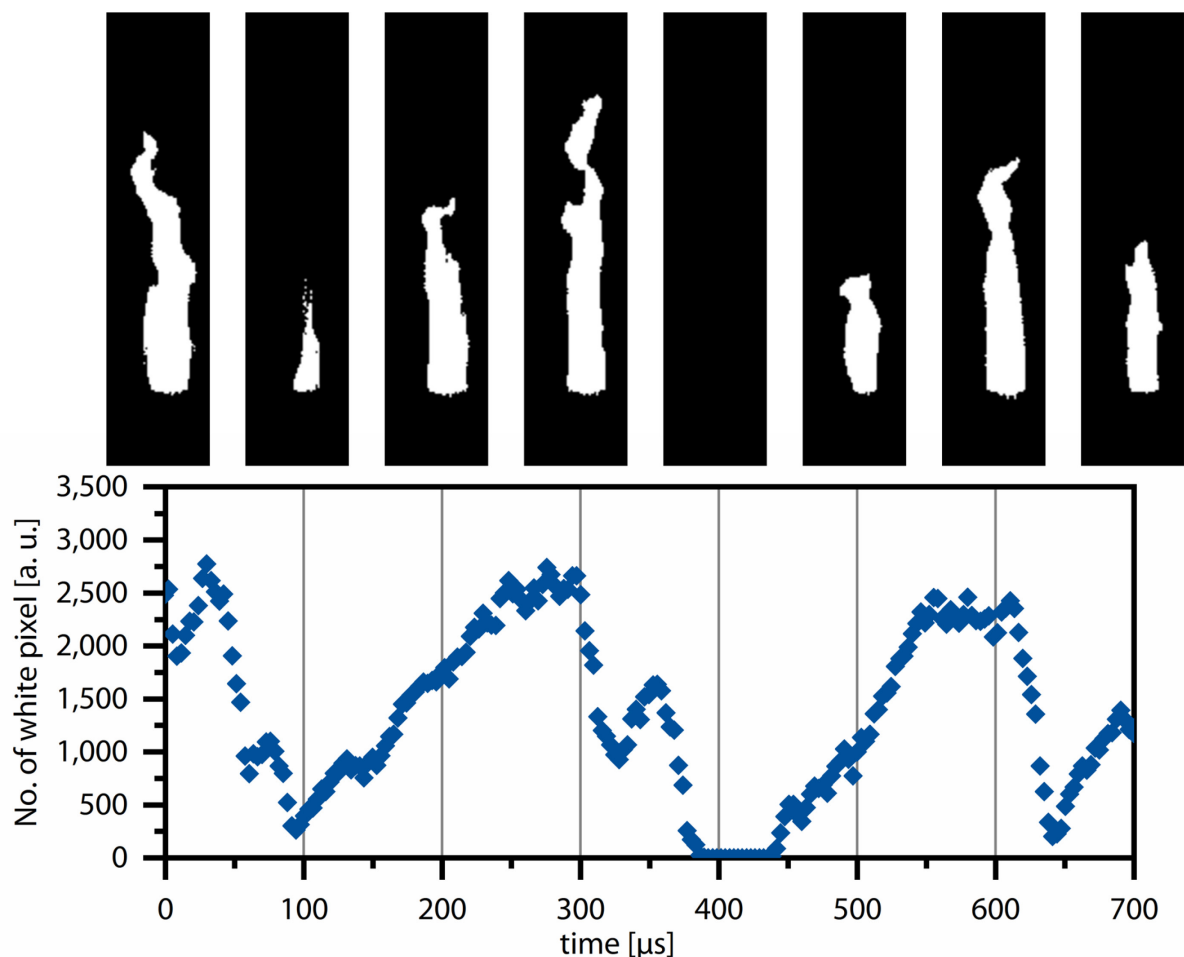


Abbildung 4.5: Größe des Plasmastrahls dargestellt durch die Anzahl der weißen Pixel über die Zeit und entsprechende Schwarz-Weiß-Bilder, NCSA, $I = 500 \text{ A}$, $\dot{V}_I = 70 \text{ slpm Ar}$, $\dot{V}_{II} = 10 \text{ slpm H}_2$, $th = 0,03125 \text{ aus [BÖK+21]}$

Aufgrund der beschriebenen Problematik zur Wahl des Schwellenwertes und der daraus resultierenden Einschränkungen zur Auswertung, wurden zwei weitere Methoden zur Auswertung des Plasmafreistrahls erarbeitet: Die Berechnungscodes wurden im Gegensatz zu der vorherigen Methode in Python umgesetzt, da dies eine wesentlich schnellere Verarbeitung großer Datenmengen ermöglicht.

Bei der zweiten Methode *FlameLength.py*¹¹ wird die Länge des Plasmafreistrahls ermittelt, indem die Bilder von der Düse kommend in Richtung der Plasmaspitze abgerastert werden. Unterschreitet der Wert aller Bildpunkte in dieser Bildspalte einen festgelegten Schwellenwert th_{length} , wird dort die Länge des Plasmafreistrahls festgelegt.

Darüber hinaus wurde eine dritte Methode *FlameIntensity.py*¹² zur Umwandlung der Freistrahlbilder in ein quantitatives Signal entwickelt. In diesem werden für jedes Einzelbild die Helligkeitswerte der einzelnen Bildpunkte des gesamten Bildes aufsummiert. Die Summe bildet dann einen Wert, welcher die Intensität des Plasmafreistrahls wiedergibt.

In Abbildung 4.6 sind die aus den beiden beschriebenen Methoden resultierenden zeitlichen Verläufe für die Länge und die Intensität des Plasmafreistrahls über einen Zeitraum von $t = 0,5 \mu s$ dargestellt. Zudem sind im oberen Bereich die Originalbilder im Abstand von $0,1 \mu s$ abgebildet. Beide Verläufe geben die Veränderung des Plasmafreistrahls gut wieder. Bei genauer Betrachtung wird jedoch deutlich, dass die Methode *FlameIntensity.py* den zeitlichen Verlauf des Freistrahls besser zu erfassen scheint. So wird durch diese Methode bei $t \approx 0,05 \mu s$ und bei $t \approx 0,15 \mu s$ ein Anstieg der Intensität des Plasmafreistrahls abgebildet, welcher durch die reine Auswertung der Länge des Plasmafreistrahls nicht erfasst wird. Aus diesem Grund wird im weiteren Verlauf der Arbeit ausschließlich die Methode *FlameIntensity.py* zur Auswertung des Plasmafreistrahls genutzt.

¹¹ Auch hier wird auf eine ausführliche Darstellung des Berechnungscodes verzichtet. Dieser ist im Anhang im Abschnitt 10.2.1 auf S. XV zu finden.

¹² Der Berechnungscode ist im Anhang im Abschnitt 10.2.2 auf S. XV zu finden.

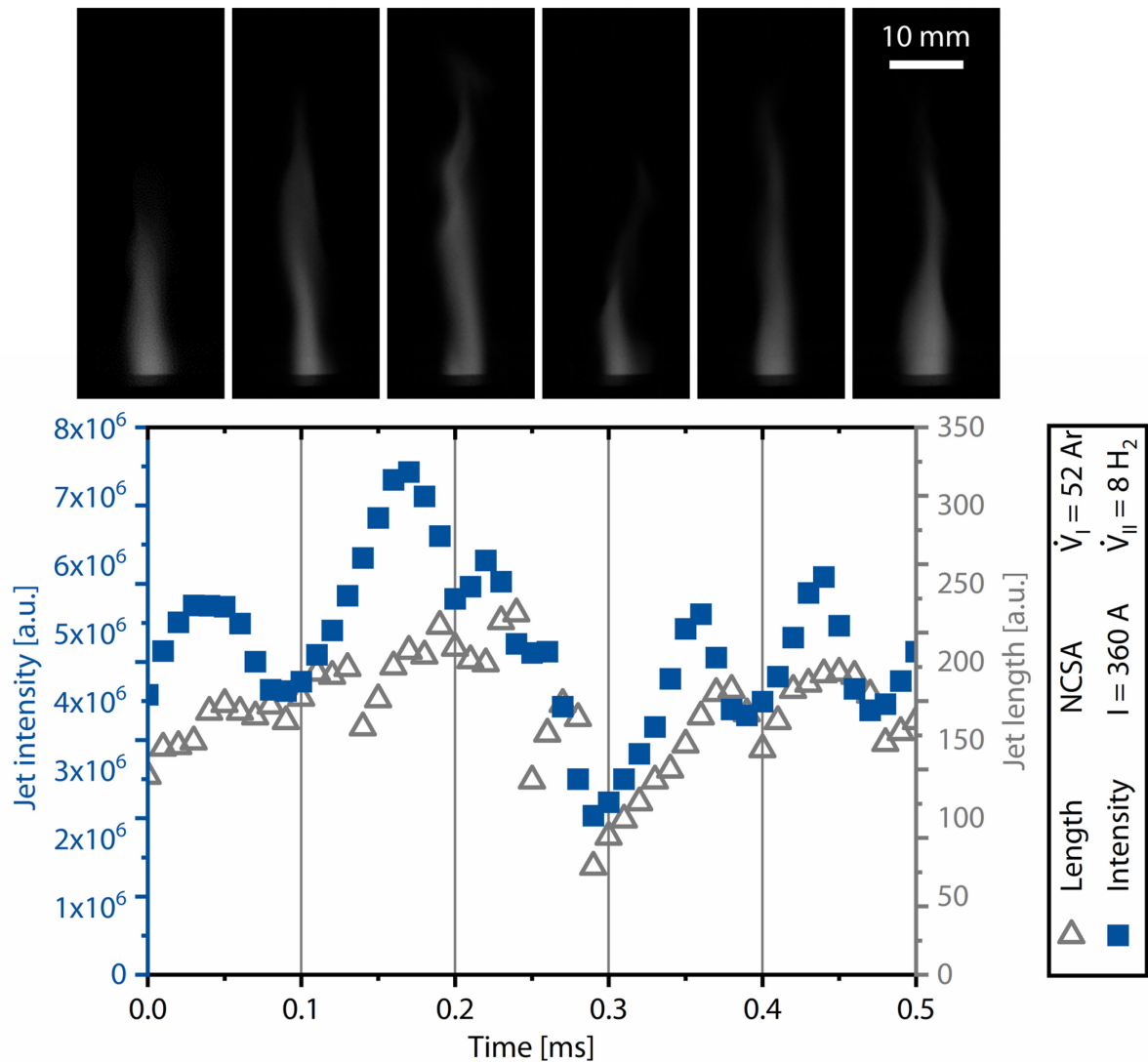


Abbildung 4.6: Optischer Vergleich zwischen dem sichtbaren Plasmafreistrah und der daraus ermittelten Intensität und Länge des NCSA bei Prozessparameter B

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, hat das Verhalten des Lichtbogens in erster Linie Einfluss auf die Leistungseinbringung in das Plasma. Aus diesem Grund wirken sich Bewegungen des Lichtbogenfußpunktes direkt auf die Stabilität des Plasmafreistrahls aus. Die Bewegungen des Lichtbogenfußpunktes lassen sich über die Messung der elektrischen Spannung ermitteln. In Abbildung 4.7 werden die elektrische Spannung und die Intensität des Plasmafreistrahls für den Plasmagenerator NCSA miteinander verglichen. Die ermittelte Intensität folgt dabei dem Verlauf der Spannung. Zwischen der elektrischen Spannung und dem Intensitätssignal des Plasmafreistrahls liegt hier ein zeitlicher Versatz von etwa $t_{\text{delay}} = 0,1 \mu\text{s}$. Dies ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen aus [DHS+01], die einen Versatz von $t = 0,15 \mu\text{s}$ zwischen dem

Spannungssignal und der mit einer Fotodiode gemessenen Lichtintensität für den gleichen Generatortyp feststellen konnten.

Der erkennbare Anstieg und Abfall der Spannung in der zeitlichen Größenordnung von etwa $t \approx 0,4 \text{ ms}$ finden sich dabei im Intensitätssignal wieder. Die auch vorhandenen höherfrequenten Spannungsschwankungen finden sich jedoch nicht im Intensitätssignal des Plasmafreistrahls wieder. Grund hierfür könnte sein, dass diese entweder nicht erfasst werden, da die Erfassungsrate von $f = 100.000 \text{ Hz}$ zu niedrig ist. Ebenso plausibel ist jedoch, dass diese hochfrequenten Spannungsänderungen keine größeren Auswirkungen auf den Plasmafreistrahls haben, da sie sich im Mittel ausgleichen und somit keinen oder einen nur geringen Einfluss auf die Erhitzung und Beschleunigung des Plasmagases haben. Im Intensitätssignal des Plasmafreistrahls sind zudem Schwankungen im Bereich von ca. $t \approx 0,1 \text{ ms}$ zu erkennen, welche nicht im Spannungssignal vorhanden sind. Diese Schwankungen könnten ggf. durch die Turbulenzen und Verwirbelungen mit der Umgebungsluft entstanden sein.

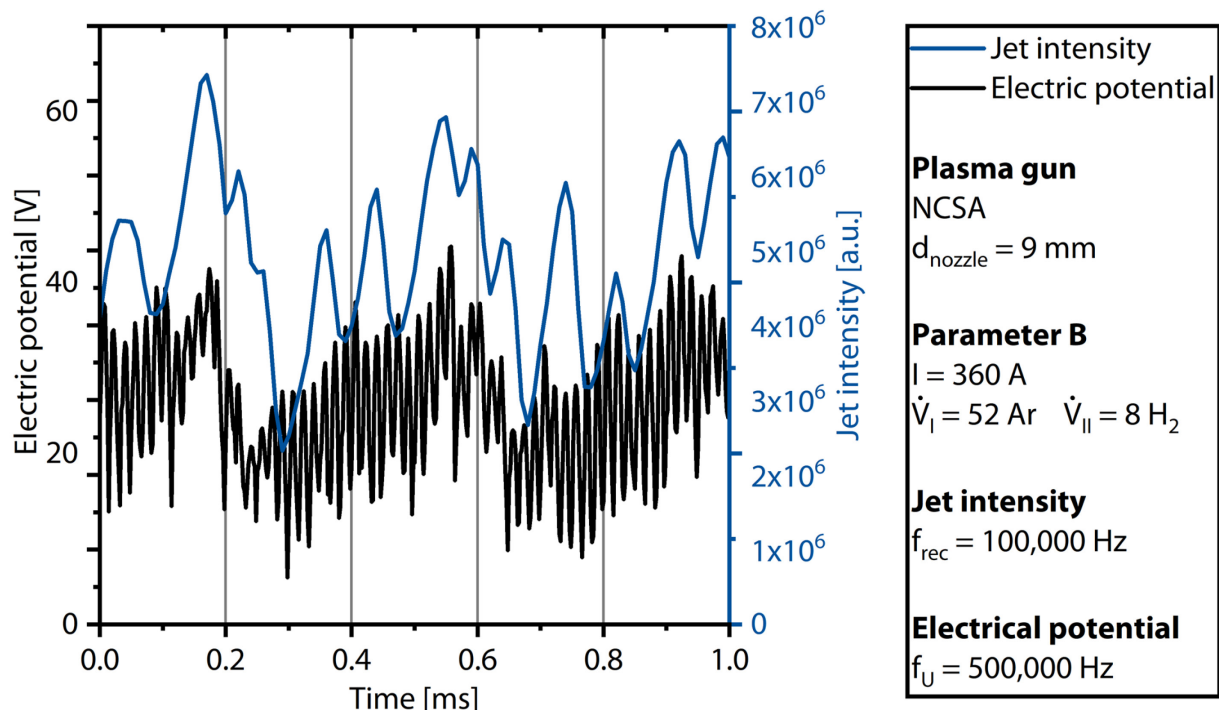


Abbildung 4.7: Verlauf der gemessenen Intensität des Plasmafreistrahls und parallel die elektrische Spannung für den nicht kaskadierten Ein-Kathoden Plasma-generator bei Prozessparameter B

4.4 Vergleich der Plasmageneratoren

Grundsätzlich lässt sich aus den Beobachtungen des vorangegangenen Abschnitts schließen, dass der Ansatz zur Ermittlung der Plasmaintensität aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen geeignet ist, die Stabilität des Plasmafreistrahls zu beurteilen. Daher wird diese im Folgenden eingesetzt, um die die Plasmageneratortypen NCSA, CSA und CMA für die Parameter A, B und C miteinander zu vergleichen.

In Abbildung 4.8 sind für den Parameter B die Verläufe der Intensitäten über 10 ms dargestellt. Durch die Darstellung der zeitlichen Verläufe im direkten Vergleich können nun bereits deutlich einfacher die Unterschiede im Stabilitätsverhalten zwischen den Plasmageneratoren beurteilt werden. Die Intensitäten des nicht-kaskadierten NCSA, hier in grau dargestellt, zeigen deutliche Schwankungen auf. Die Stabilität der beiden kaskadierten Plasmageneratoren, CMA in Rot und CSA in Blau dargestellt, ist wie erwartet deutlich besser. Beide zeigen deutlich höhere Plasmaintensitäten als der NCSA, der CSA sogar für diesen Parameter leicht höhere Werte als der CMA. Zudem schwanken die Intensitäten des Freistrahls deutlich weniger um ihren Mittelwert.

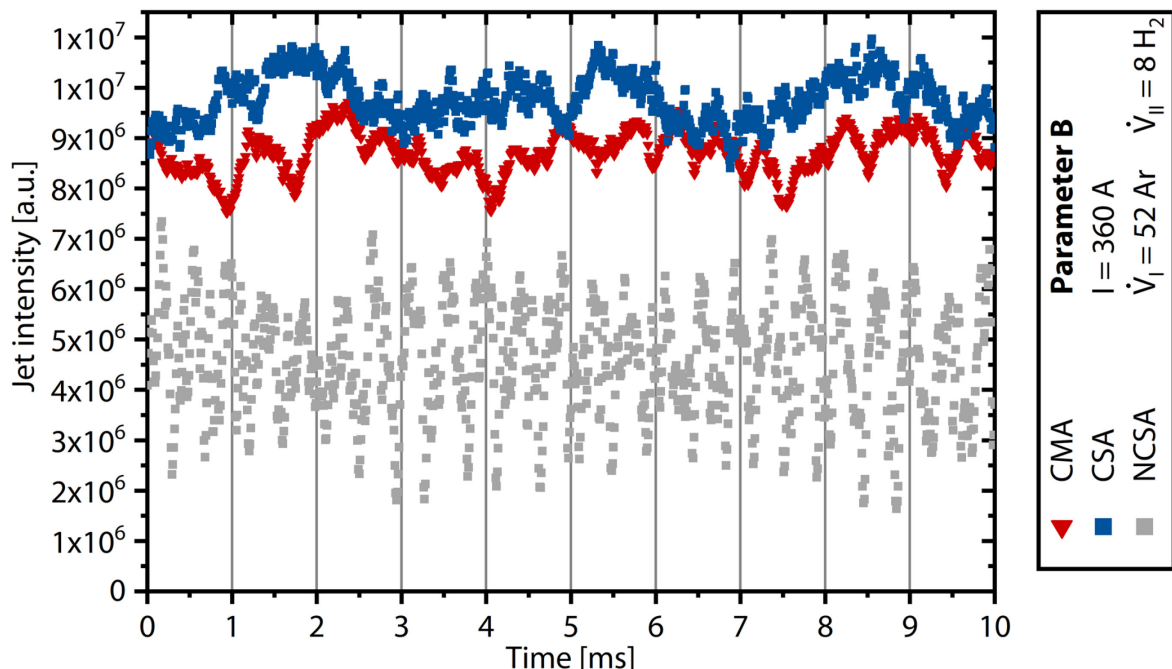


Abbildung 4.8: Gemessene Intensität des Plasmafreistrahls für alle drei Typen von Plasmageneratoren beim Parameter B

Anhand dieser Intensitätsverläufe kann nun eine statistische Auswertung vorgenommen werden. Die Ergebnisse dieser sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Der Mittelwert μ gibt die mittlere beobachtete Intensität des Plasmafreistrahls an. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Prozessparameter mit unterschiedlichen Gaszusammensetzungen arbeiten. Der Emissionskoeffizient eines reinen Ar-Plasmas unterscheidet sich von dem eines Plasmas mit einer binären Ar/H₂-Zusammensetzung. Mit steigendem H₂-Gehalt erhöht sich der Emissionskoeffizient des Plasmagases und somit auch die scheinbare Leuchtintensität des Plasmafreistrahls. Daher können die hier beobachteten Mittelwerte nur mit Einschränkungen miteinander verglichen werden. Grundsätzlich ist jedoch ersichtlich, dass der NCSA aufgrund seines geringeren Leistungsniveaus auch deutlich kleinere mittlere Intensitäten des Plasmafreistrahls aufweist. Ebenso liegen die Werte des CMA leicht über denen des CSA.

Tabelle 4.2: Statistische Auswertung der gemessenen Intensitätsverläufe

		Mittelwert μ [a.u. 1×10^3]	P_{el} [kW]	Standard- abweichung σ [a.u. 1×10^3]	Variations- koeffizient c_v [a.u.]
NCSA	A	6.869	40,0	2.472	0,3598
	B	4.555	28,6	1.132	0,2485
	C	3.441	21,0	503	0,1463
CSA	A	17.172	52,3	588	0,0342
	B	9.798	34,2	449	0,0458
	C	15.779	42,2	511	0,0324
CMA	A	20.183	64,3	663	0,0329
	B	8.687	41,4	427	0,0492
	C	16.842	54,4	822	0,0488

Eine Ausnahme bildet der Parameter B im Vergleich zwischen dem CMA und dem CSA. Hier liegt die beobachtete Intensität des CSA trotz geringerer Leistung bei dem gleichen Parametersatz über der Intensität des CMA. Ursächlich für die höhere Intensität könnte in diesem Fall ein heißerer Plasmakern des CSA im Vergleich zum CMA sein. Durch die Aufteilung der Leistung auf die drei Lichtbögen weist der CMA einen Plasmafreistrahls mit dreifacher Symmetrie und somit drei heißen Plasmakerne statt einem gebündelten auf. Diese müssen daher, bei gleicher Leistung, eine niedrigere Temperatur aufweisen. Da die

Temperatur mit der vierten Potenz in die abgegebenen Strahlungsleistung eingeht, könnte dies die hier beobachtete stärkere Strahlungsintensität trotz der geringeren Leistung erklären. Die Auswirkungen der Parametersätze auf die mittlere Intensität scheinen daher nur innerhalb der Plasmageneratoren in Übereinstimmung mit den elektrischen Leistungen des Parameters zu sein.

Obwohl Mittelwerte einen gewissen Einblick in den Einfluss der Prozessparameter auf die Größe des Plasmastrahls geben können, sind sie für die Bewertung der Stabilität des Plasmastrahls wenig aussagekräftig. Für die Stabilität des Prozesses sind die Schwankungen entscheidend. Diese können quantifiziert werden, indem die Abweichungen der Intensität vom Mittelwert betrachtet werden. Folglich könnte die Standardabweichung σ ein Maß für die Stabilität des Plasmastrahls sein. Diese liefert jedoch einen Wert für die absoluten Schwankungen. Da die Größe des Plasmafreistrahls in Abhängigkeit des Generatortyps und des Prozessparameters unterschiedlich ist, kann σ nicht für einen relativen Vergleich dieser Werte genutzt werden.

Daher ist es notwendig entweder das Intensitätssignal selbst oder die Abweichungen zu normalisieren. Letzteres kann durch die Berechnung des Variationskoeffizient c_v durchgeführt werden. Dieser beschreibt das Verhältnis zwischen der Standardabweichung und dem Mittelwert des Intensitätssignals und ist folgendermaßen definiert: $c_v = \frac{\sigma}{\mu}$. Dies gleicht die Auswirkungen unterschiedlicher Emissionskoeffizienten aus und ermöglicht einen Vergleich der Signale für verschiedene Generatortypen und Parametersätze. Dies ist jedoch nur möglich, da alle Aufnahmen unter identischen Bedingungen durchgeführt wurden.

In Abbildung 4.9 sind die Variationskoeffizienten der drei Plasmageneratoren für die unterschiedlichen Parameter abgebildet. Hier wird erneut deutlich, dass der Freistrahls der kaskadierten Plasmageneratoren CMA und CSA ein deutlich stabileres Verhalten als der Plasmafreistrahls des nicht-kaskadierten NCSA aufweist. Für den NCSA ist zudem ersichtlich, dass der Parameter B mit verringerter Stromstärke bereits ein stabileres Verhalten aufweist und dies im Fall des Parameter C mit reinem Argon noch verstärkt. Grund hierfür könnte eine diffusere Anbindung des Lichtbogens aufgrund des reinen Argonplasmas sein.

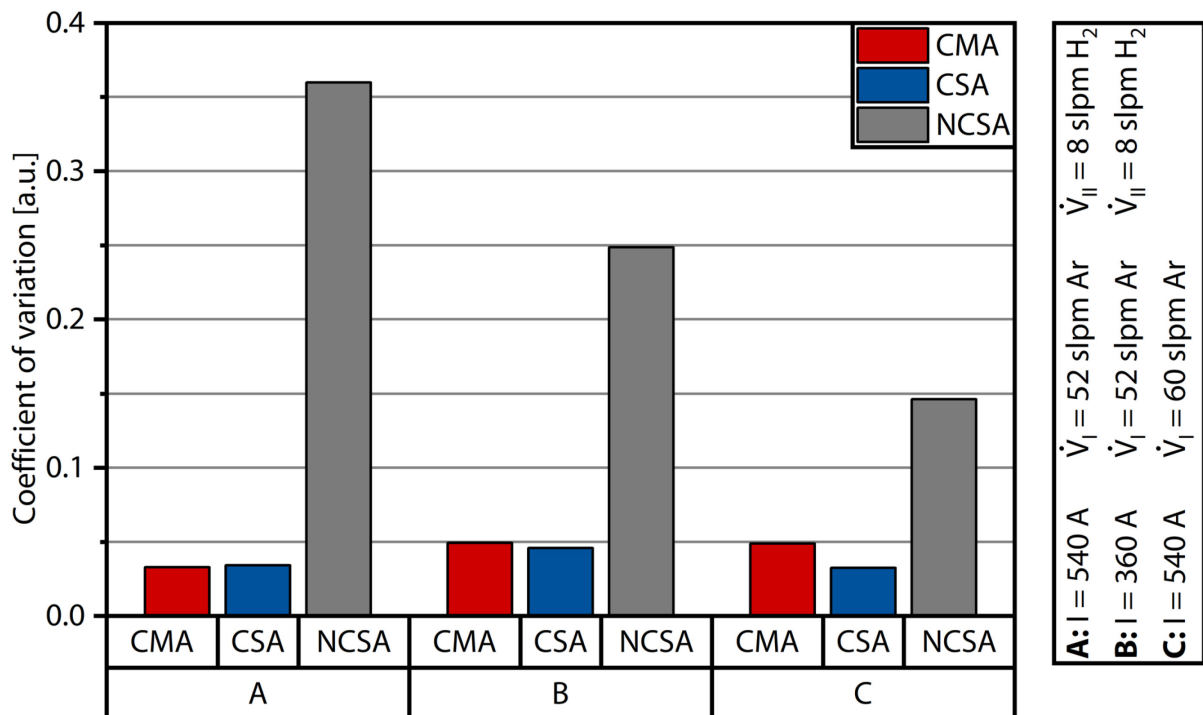


Abbildung 4.9: Variationskoeffizient c_v für die drei Brenntypen und Prozessparameter

Die bis hier hin gezeigten Ergebnisse veranschaulichen lediglich das Vorhandensein von Schwankungen und deren Größe. Deren Ursprung ist jedoch nicht aus den Mittelwerten und Variationskoeffizienten erkennbar. Anhand der in den Zeitsignalen vorherrschenden Frequenzen können diese jedoch eingegrenzt werden. Zur Ermittlung werden die Zeitsignale mithilfe der FFT in den Frequenzbereich transformiert. Durch das Vorgehen können vorherrschende Frequenzen und ihre Größenordnungen bestimmt und in einem Frequenzspektrum dargestellt werden.

In Abbildung 4.10 sind beispielhaft die Frequenzspektren für alle drei Plasmageneratoren bei Prozessparameter B dargestellt¹³. Die Spektren sind alle auf den höchsten Peak normiert, um eine einfache Vergleichbarkeit zu ermöglichen. Daher gibt die Höhe der Peaks nur die relative Größe der Schwankungen für den jeweiligen Prozessparameter und Plasmagenerator wieder.

¹³ Die Spektren der Prozessparameter A und C sind im Anhang auf S. XVII und S. XVIII zu finden.

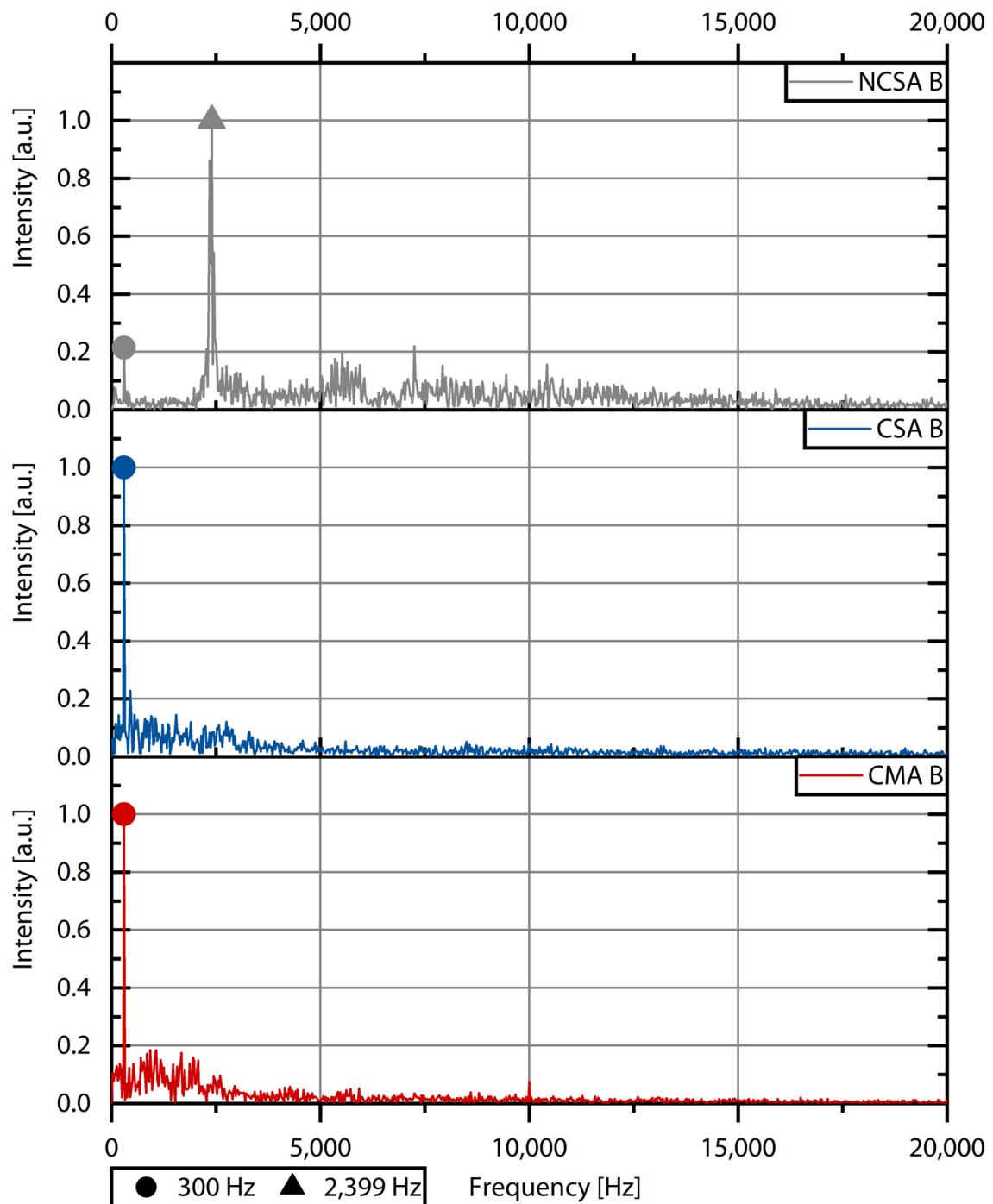


Abbildung 4.10: Frequenzspektren der drei unterschiedlichen Plasmageneratoren für den Prozessparameter B aufgetragen bis 20.000 Hz; Die Spektren wurden auf den jeweils höchsten Peak normiert

Für den NCSA können im Fall der Parameter A und B anhand der Spektren starke Fluktuationen im Bereich zwischen 2.399 Hz und 2.749 Hz ausgemacht werden. Diese

entsprechen dem typischen Frequenzbereich für einen Lichtbogen, der im Restrike-Modus fungiert, wie es zuerst von Eckert et al. [EPW67] in 1967 beschrieben und später in zahlreichen Untersuchungen zum NCSA z. B. von Duan und Heberlein [DH02] sowie Rat et al. [RMC17] bestätigt wurde. Die periodische Bewegung eines Lichtbogens im binären Ar/H₂-Plasma führt zu einer sehr stark schwankenden Spannung. Die daraus folgende ungleichmäßige Leistungsübertragung in das Plasma schlägt sich entsprechend im Plasmafreistrahls nieder und ist daher auch die dominierende Ursache für die Instabilitäten des Plasmafreistrahls in diesen Fällen.

Darüber hinaus kann für alle Parameter und Generatoren ein Peak bei 300 Hz im Frequenzspektrum gefunden werden. Dieser Peak wird durch die Gleichrichtung des Wechselstroms in Gleichstrom erzeugt. Die Frequenz des Stromnetzes beträgt 50 Hz. Nach Gleichrichtung und Überlagerung der drei Phasen des Wechselstroms verbleibt eine Restwelligkeit von 300 Hz im Gleichstromsignal. Dies wurde so auch bereits im Spannungssignal eines NCSA beobachtet [CVM+10]. Diese Restwelligkeit findet sich offenbar in den Fluktuationen des Plasmafreistrahls wieder. Im Falle der kaskadierten Plasmageneratoren CSA und CMA sind die Peaks bei 300 Hz die einzigen vorhandenen distinktiven Peaks im gesamten Spektrum. Allerdings sind die Peaks in allen Fällen relativ schmal, weshalb ihr Einfluss auf die Gesamtstabilität des Plasmafreistrahls als eher klein einzuschätzen ist. Die Detektion dieser Peaks ist jedoch von Interesse, da sie die Sensitivität der neu entwickelten Methode unter Beweis stellt.

Aufgabe des Plasmafreistrahls ist es die Partikel zu beschleunigen und zu erhitzen. Daher sind nur die Fluktuationen von größerem Interesse, welche auch Einfluss auf diesen Prozess haben. Um diesen Einfluss zu bestimmen, ist es daher zunächst erforderlich die Aufenthaltszeiten der injizierten Partikel im Plasmafreistrahls zu kennen. Für den CMA können diese aus den Ergebnissen früherer Simulationen abgeschätzt werden [BÖS+16, BÖS+17]. Die dort ermittelten Zeiten sind nur für den dort eingesetzten Generatortypen CMA gültig. Es kann jedoch angenommen werden, dass für den CSA und NCSA die Zeiten in einer ähnlichen Größenordnung liegen. Für Aluminiumoxid mit einem mittleren Partikeldurchmesser von $d_{\text{mean}} = 38 \mu\text{m}$ liegen diese in einem Bereich von $t_{\text{jet}} = 1 \text{ ms}$. Dies ist auch in Übereinstimmung mit der Literatur: Fincke und Swank [FS91] berichten hier von Zeiten im Bereich von wenigen Mikrosekunden, Fauchais et al. geben für Zirkonoxid einen Bereich von 0,25 – 1,25 ms [FVV+96] und Vardelle et al. einen Bereich von 0,4 – 1,4 ms für Aluminiumoxid [VVF+01].

In Abbildung 4.11 ist der mögliche Effekt von Fluktuationen im Plasmafreistrahls auf die Partikel illustriert. Die drei blauen Linien repräsentieren jeweils angenommene Intensitäten eines Plasmafreistrahls, welche durch drei reine Sinusschwingungen mit einer Frequenz von 500 Hz, 1.000 Hz und 10.000 Hz dargestellt sind. Die oberen Balken stellen dabei beispielhaft die Aufenthaltszeit von einem Partikel dar, welcher zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten injiziert wurde. Im Fall einer Fluktuation von 500 Hz wird deutlich, dass die Injektion zu unterschiedlichen Zeitpunkten einen erheblichen Einfluss auf einen Partikel hat. Der erste Partikel würde zeitlich genau von einer Phase des Plasmafreistrahls mit hoher Intensität beeinflusst werden. Der dritte Partikel hingegen, welcher genau 1 ms später injiziert wird, würde nun eine Phase besonders niedriger Intensität durchlaufen. Diese unterschiedlichen Intensitäten würden sich entsprechend auch auf die Temperatur der Partikel auswirken. Damit wird verdeutlicht, dass eine Fluktuation von ca. 500 Hz einen erheblichen Einfluss auf die Partikel haben würde. Für Fluktuationen von ca. 1.000 Hz würde dieser Effekt bereits etwas reduziert, da die Partikel bereits etwas gleichmäßiger von besonders hohen und besonders niedrigen Plasmafreistrahlintensitäten betroffen wären.

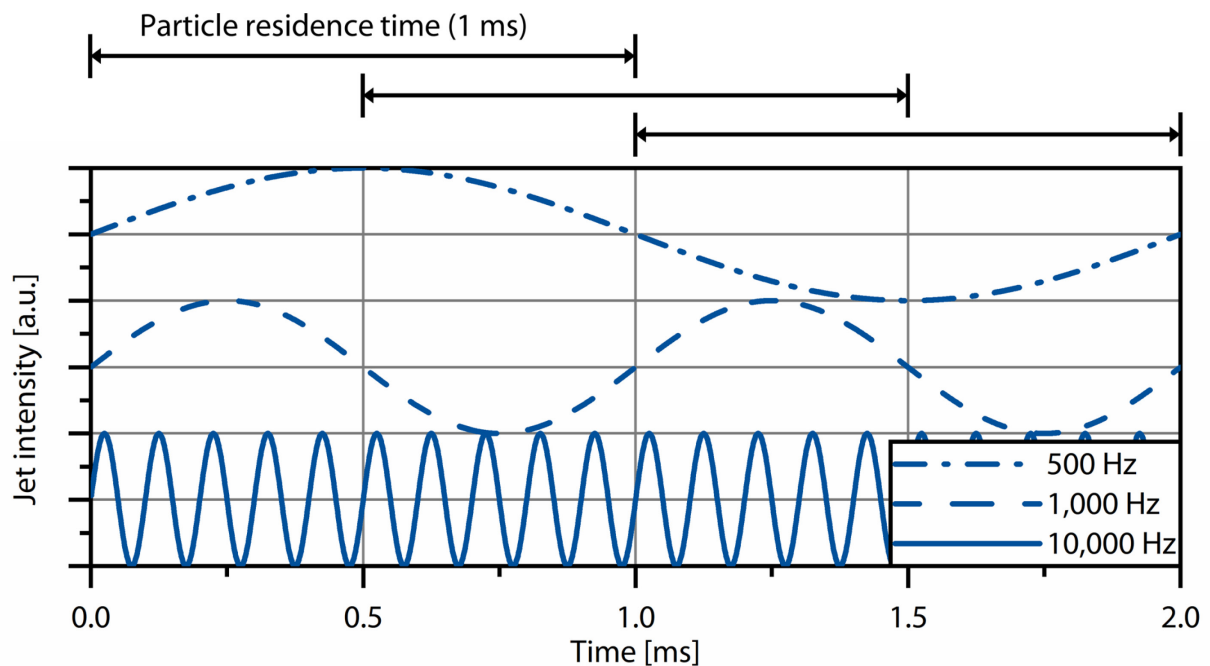


Abbildung 4.11: Potentieller Einfluss von Schwankungen im Plasmafreistrahls mit unterschiedlichen Frequenzen auf ein Partikel mit einer Aufenthaltszeit von 1 ms bei unterschiedlichen Zeitpunkten der Injektion [BÖK+21]

Es handelt sich allerdings um eine reine Modellvorstellung. Zum einen wird die relative Bewegung des Partikels zum Plasmafreistrahls vernachlässigt. Zum anderen wird die Gesamtintensität des Plasmafreistrahls auf den im Vergleich dazu doch eher punktförmigen Partikel bezogen. Dennoch verdeutlicht die Modellvorstellung, dass mit steigender Fluktuationsfrequenz die Partikel mehrere Maxima und Minima erfahren und dadurch der Einfluss der Fluktuationen gesenkt wird. Ab einer bestimmten Grenzfrequenz werden die Fluktuationen kaum Einfluss auf die Partikel nehmen. Eine mögliche Grenze sollte dabei jedoch noch Partikel mit kürzeren Aufenthaltszeiten aufgrund anderer Partikeldurchmesser, -dichten oder geänderter Prozessparameter berücksichtigen. Um solche Effekte zu berücksichtigen, wird im Rahmen dieser Arbeit vereinfacht angenommen, dass Fluktuationen einer Größenordnung über der zuvor ermittelten Aufenthaltszeit von $t_{\text{jet}} \approx 1 \text{ ms}$ keinen nennenswerten Einfluss auf die Partikelerwärmung oder -beschleunigung haben. Dies entspricht einer Frequenz von 10.000 Hz. Die Grenze soll somit eine konservative Abschätzung darstellen.

Um die Aufteilung der Schwankungen unterhalb und oberhalb von 10.000 Hz genauer zu untersuchen, werden die Frequenzspektren aus Abbildung 4.10 noch dezidiert analysiert. Dabei werden diese aufgeteilt, indem die Spektren von 0 Hz bis 10.000 Hz integriert werden. Der daraus entstehende Wert C_{10k} kann dann mit dem Integral über das gesamte Spektrum von 0 Hz bis 50.000 Hz, C_{total} , in Relation gebracht werden. Das Verhältnis $\frac{C_{10k}}{C_{\text{total}}}$ kombiniert somit den Anteil der Fluktuationen unterhalb von 10.000 Hz im Vergleich zum gesamten Spektrum der Fluktuation in einem einzelnen Wert $\delta_{\text{fluct}} = \frac{C_{10k}}{C_{\text{total}}}$. Hohe Werte von δ_{fluct} bedeuten also, dass die auftretenden Instabilitäten des Plasmafreistrahls hauptsächlich in einem Frequenzbereich auftreten, der die Partikel beeinflussen könnte. Daher sind kleinere Werte wünschenswert und bedeuten, dass die auftretenden Fluktuationen nur wenig Einfluss auf die Partikel haben. Allerdings sagt der Wert nichts über die Größe der Fluktuationen aus.

Um den potentiellen Einfluss der Plasmastrahlfluktuationen auf die Partikel also insgesamt zu quantifizieren, müssen die beiden Werte c_v und δ_{fluct} durch Multiplikation zu einem einzigen Indikator zusammengefasst werden. Dieser neue Indikator $c_{v,\text{fluct}} = c_v \cdot \delta_{\text{fluct}}$ stellt den Variationskoeffizienten dar, welcher um den Betrag der Fluktuationen im Frequenzbereich, der auf die injizierten Partikel einwirkt, von unter 10.000 Hz korrigiert wird. Im Gegensatz dazu ist c_v ein Maß für alle auftretenden Schwankungen unabhängig von ihrer Frequenz. Die

berechneten Werte von δ_{fluct} und des neuen Indikator $c_{v,\text{fluct}}$ sind in Tabelle 4.3 angegeben. Der Vollständigkeit halber sind dort auch die Peakfrequenzen f_{peak} der Spektren gelistet.

Tabelle 4.3: f_{peak} des Intensitätssignals, das Verhältnis der Fluktuationen unter 10.000 Hz δ_{fluct} und daran adaptierter Variationskoeffizient $c_{v,\text{fluct}}$

		f_{peak} [Hz]	δ_{fluct} [a.u.]	$c_{v,\text{fluct}}$ [a.u.]
NCSA	A	2.749	0,5402	0,1944
	B	2.399	0,5736	0,1426
	C	9.548	0,5466	0,1944
CSA	A	300	0,6482	0,0222
	B	300	0,5427	0,0248
	C	300	0,4655	0,0222
CMA	A	300	0,7956	0,0262
	B	300	0,6963	0,0342
	C	300	0,5752	0,0262

In Abbildung 4.12 ist der Indikator $c_{v,\text{fluct}}$ für eine bessere Ansicht noch einmal grafisch dargestellt. Für den Plasmagenerator NCSA hat sich das Bild im Vergleich zu Abbildung 4.9 kaum verändert. Parameter A bleibt aufgrund des stark dominierenden Einflusses des Lichtbogens im Restrike-Modus der instabilste, darauf folgen die Prozessparameter B und C. Die kaskadierten Plasmageneratoren weisen auch weiterhin ein deutliches stabileres Verhalten als der nicht-kaskadierte NCSA auf. Zwischen dem CMA und dem CSA ist nun jedoch ein Unterschied erkennbar: Der Plasmafreistrahle des CSA weist für die hier untersuchten Prozessparameter, in dem für die Partikel relevanten Frequenzbereich, ein stabileres Verhalten als der CMA auf.

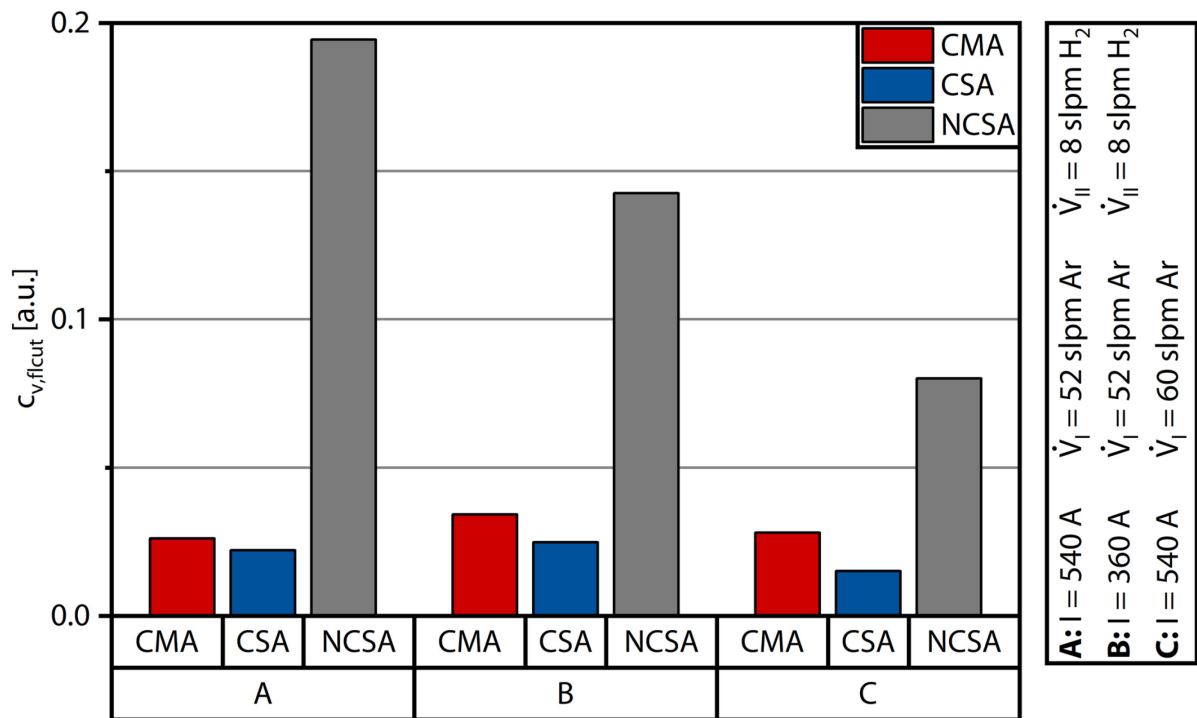


Abbildung 4.12: Um den relevanten Frequenzbereich korrigierter Variationskoeffizient $c_{v,fluct}$ für die drei Brennertypen und Prozessparameter

4.5 Zwischenfazit

In diesem Kapitel wurde eine neue Mess- und Analyseverfahren zur Erfassung und Bewertung der Stabilität des Plasmafreistrahls auf Basis von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entwickelt und qualifiziert. Diese neue Methode ermöglicht, die optisch erkenntliche Intensität des Plasmafreistrahls in quantifizierbare Größen umzurechnen. Dabei konnte ihre Sensitivität unter Beweis gestellt werden, indem auch Restwelligkeiten der Stromquelle noch im Plasmafreistrahls detektiert werden. Ausgehend von diesen Intensitätssignalen wurde der Kennwert $c_{v,fluct}$ abgeleitet, um die Instabilitäten in einem für die Partikel relevanten Zeitbereich zu bewerten. Aufbauend auf dieser Methode konnten die folgenden Ergebnisse abgeleitet werden:

- Der CSA und der CMA sind erwartungsgemäß stabiler als der NCSA
- Der Plasmafreistrahls des CSA weist der aufgestellten Hypothese entsprechend ein vergleichbares Stabilitätsverhalten im Vergleich zum CMA auf
- In Bezug auf den Einfluss auf die Partikel zeigt der CSA anhand der Größe $c_{v,fluct}$ für die hier betrachteten Parameter sogar ein leicht stabileres Verhalten gegenüber dem CMA

Die Ergebnisse bestätigen den ersten Teil der Hypothese: Der CSA und der CMA zeigen eine vergleichbare Stabilität. Die Annahme eine Steady-State-Simulation für diesen durchzuführen, wird damit gerechtfertigt. Die Ergebnisse zeigen zudem, dass der kaskadierte Aufbau der Neutrode maßgeblich für die gesteigerte Stabilität der modernen kaskadierten Plasmageneratoren verantwortlich ist. Die höhere Anzahl an Lichtbogen hat in diesem Fall keinen steigernden Einfluss auf das Stabilitätsverhalten des Freistrahls. Die Ursache für die verbleibenden Instabilitäten der kaskadierten Generatoren sind vermutlich hauptsächlich auf Verwirbelungen des Freistrahls mit der Umgebungsluft zurückzuführen. Eine Anpassung der Strömungsbedingungen könnte zukünftig die größte Wirkung für weitere stabilitätssteigernde Maßnahmen haben. Durch den Einsatz einer entsprechenden Schlierenoptik, wie dies in [TAR+14] zur Beobachtung der Verwirbelungen im Lichtbogendrahtspritzen und HVOF durchgeführt wurde, könnten diese Maßnahmen auch direkt beurteilt werden.

5 Simulation des Plasmaspritzens

In Kapitel 4 konnte die Annahme, dass der CSA ein ähnliches Stabilitätsverhalten wie der CMA aufweist, belegt werden. Dem folgend können die Generator-Simulationen als auch die Simulationen des Freistrahls des CSA als Steady-State-Simulationen durchgeführt werden, ohne damit bedeutenden Differenzen zur Realität zu vernachlässigen. Der Vorteil von Steady-State-Simulationen liegt in der deutlich kürzeren Rechenzeit.

5.1 Modellierung des Plasmagenerators

Die in dieser Arbeit verwendeten Simulationsmodelle basieren auf den hier aufgelisteten Vorarbeiten. Durch die historische Entwicklung sind die Einzelmodelle mittlerweile relativ umfangreich. Eine detaillierte Erläuterung aller Modellierungsansätze würde daher den Umfang dieser Arbeit überschreiten. Aus diesem Grund werden die Modellierungsansätze kurz umrissen, die detaillierten Beschreibungen konzentrieren sich jedoch auf die Unterschiede zu den letzten Modellen des Plasmagenerators vom CMA aus [BÖ16].

Für die Simulationen wurden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Prozessparameter modelliert. Dabei wurde in Ergänzung zu den zuvor beschriebenen Untersuchungen der Parametersatz D ergänzt. Dadurch können jeweils zwei Parameter mit identischen Stromstärken und identischen Gaszusammensetzungen miteinander verglichen werden. Zudem wird das betrachtete Parameterfeld etwas vergrößert.

Tabelle 5.1: Simulierte Prozessparameter

Bezeichnung	Strom [A]	Primärgasfluss Ar \dot{V}_I [slpm]	Sekundärgasfluss H ₂ \dot{V}_{II} [slpm]
A	540	52	8
B	360	52	8
C	540	60	0
D	360	60	0

5.1.1 Modellaufbau

Das Simulationsmodell ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Die in dieser Arbeit genutzte Geometrie des SinplexProTM-90 wurde von der Firma Oerlikon Metco, Wohlen, Schweiz bereitgestellt. Der SinplexProTM-90 hat im Gegensatz zum TriplexProTM-210, welcher

drei kleinere Kathoden aufweist, eine zentrale Kathode auf der Rückseite des Plasma-
generators, welche hier in Gelb dargestellt ist. Analog zum Modell des CMA wird die
Symmetrie des Plasmagenerators genutzt und nur ein Drittel des Plasmagenerators
modelliert. Die Stromstärke I wird auf der Rückseite der Kathode gleichmäßig auf die Ober-
fläche als Stromdichte $i = \frac{I}{A_{\text{Cathode}}}$ aufgeprägt. Aufgrund der Richtung des Stromes von der
Anode zur Kathode hin, haben diese Stromdichten ein negatives Vorzeichen. Die Anode am
Generatorausgang ist in Rot dargestellt. Hier wird als Randbedingung ein elektrisches
Potential von $\Phi = 0 \text{ V}$ angenommen. Am Ausgang des Generators wird ein Atmosphären-
druck von $p = 1 \text{ bar}$ festgelegt.

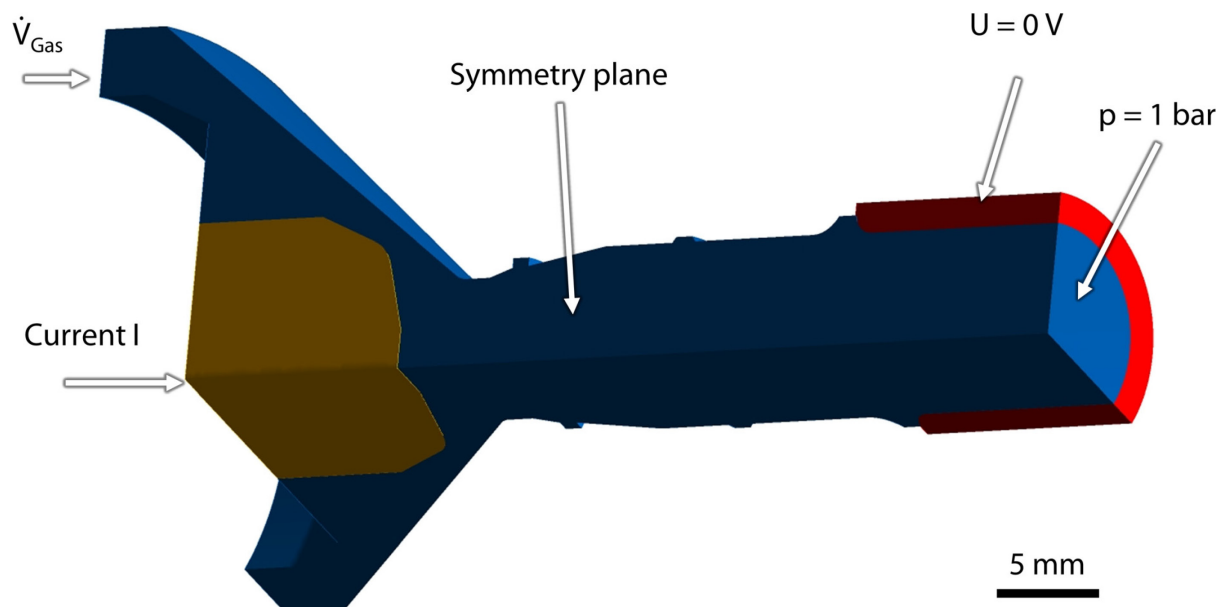


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Simulationsmodells mit Ebenen zur Ausnutzung der Rotationssymmetrie

Das Plasmagas wird im SinplexPro™-90 auf der Rückseite des Generators durch 24 Kanäle in
die Plasmakammer injiziert. Daher sind in dem Modell $24 \div 3 = 8$ kreisförmige Öffnungen
vorhanden, durch die das Gas in einem Winkel von 25° eingelassen wird. Dies entspricht der
Anstellung der Kanäle in der Realität. Dies führt zu einer Rotation des Plasmagases in
Richtung der Brennerachse gegen den Uhrzeigersinn. In Abbildung 5.2 sind die Strömungs-
linien zur Veranschaulichung der Strömungsrichtung innerhalb der Plasmakammer
dargestellt. Es ist gut ersichtlich, dass die zu Beginn starke Rotation mit fortschreitendem

Durchlaufen des Plasmagenerators aufgrund der zunehmenden Geschwindigkeit in Richtung der Generatorachse abnimmt.

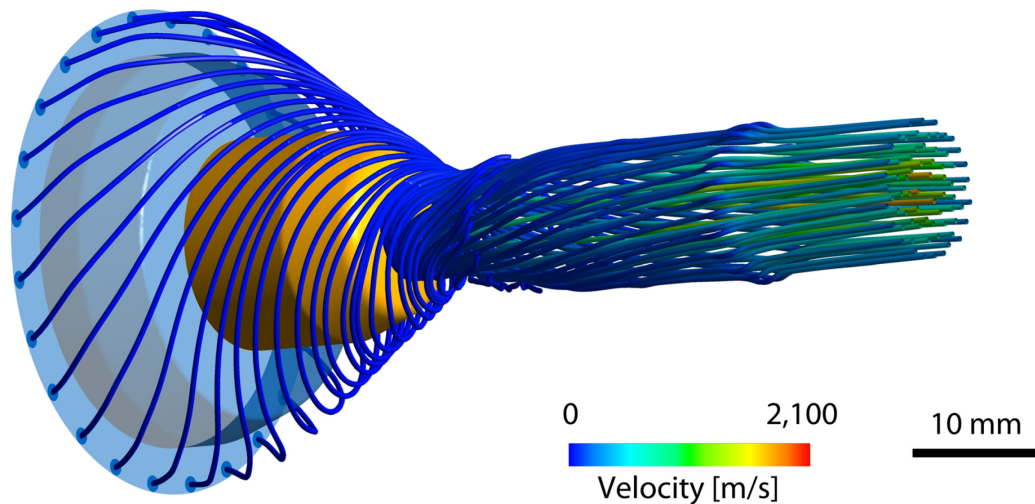


Abbildung 5.2: Berechnete Strömungslinien für Parameter C zur Veranschaulichung des Gasflusses innerhalb der Plasmakammer des CSA

5.1.2 Eigenschaften des Plasmagases

Die Ergebnisse der Simulationen hängen stark von der Beschreibung des Plasmagases ab. In den bisherigen Untersuchungen am IOT wurden reine Argonplasmen als Gaszusammensetzung betrachtet. Technische relevante Prozessparameter basieren jedoch in den meisten Fällen auf binären Plasmagaszusammensetzung aus Ar und H_2 . Aus Abbildung 5.3 wird die Begründung für die Verwendung dieser Zusammensetzung ersichtlich: Durch das Hinzugeben von H_2 steigt die spezifische Enthalpie deutlich. Grund hierfür ist, dass neben der Ionisation, welche für Ar und H stattfindet, zusätzlich die Wasserstoffmoleküle H_2 dissoziieren. Daher wurden in dieser Arbeit binäre Gaszusammensetzungen in die Modellierungsumgebungen integriert.

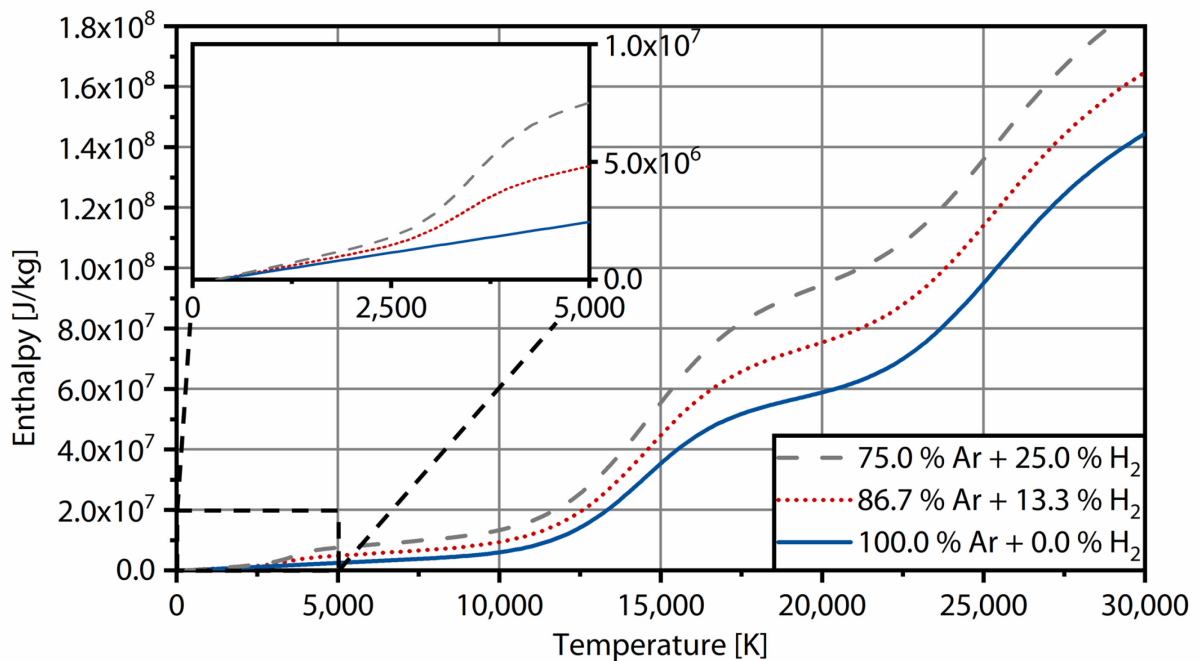


Abbildung 5.3: Enthalpie unterschiedlicher Plasmagaszusammensetzungen bei 1 bar Umgebungsdruck, basierend auf den Daten von Murphy

Grundsätzlich wird dafür der Kontinuums-Ansatz verfolgt, in dem sich das Plasma als Fluid im lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE)¹⁴ und chemischen Gleichgewicht (LCE)¹⁵ befindet. Es kann zwar davon ausgegangen werden, dass gerade in den Randbereichen an den Elektroden NLTE-Bedingungen vorherrschen. Diese betreffen im Vergleich zur gesamten Berechnungsdomäne jedoch nur kleine Bereiche. Daraus folgt die Annahme, dass diese Vernachlässigungen lediglich kleine Auswirkungen auf die im Rahmen der Simulation zu ermittelnden vorherrschenden Temperaturen und Geschwindigkeiten am Düsenausgang haben wird. Das Plasmafluid kann folglich mit temperatur- und druckabhängigen thermodynamischen Eigenschaften sowie Transporteigenschaften beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung der für das Plasmagas geltenden Gleichungen ist in [BÖ16, BKW+13a, BÖ15] zu finden.

Die für den LTE-Ansatz erforderlichen Eigenschaften des Plasmagases sind die Dichte ρ_g , die dynamische Viskosität μ_g , die elektrische Leitfähigkeit σ_g , die Wärmekapazität $c_{p,g}$ und die

¹⁴ Engl.: *Local Thermal Equilibrium*

¹⁵ Engl.: *Local Chemical Equilibrium*

Um die volumenbezogene abgestrahlte Leistungsdichte \dot{q} zu bestimmen, ist dieser Datensatz auf Basis von [Cra85] für Ar und von [CRG+10] für H₂ um Nettoemissionskoeffizienten ϵ_{net} ergänzt. Um aus dem Nettoemissionskoeffizienten ϵ_{net} die aus dem Plasma austretende Leistung zu berechnen, muss der Emissionskoeffizient mit dem Raumwinkel, auch Steradian genannt, einer gedachten Kugel $4 \cdot \pi \cdot \text{sr}$ multipliziert werden. Die Nettoemissionskoeffizienten ϵ_{net} liegen in den genannten Quellen für eine gedachte Kugel mit einem Radius von $R_p = 1 \text{ mm}$ vor. Hier wird der Argumentation von [Öte16] gefolgt, dass diese Kugel in Bezug auf ihre Größe eher im Bereich des Düsendurchmessers des Plasmagenerators von $d_{\text{nozzle}} = 9 \text{ mm}$ liegt. Um dies zu berücksichtigen wird der Emissionskoeffizient um den Faktor 0,5 korrigiert. Für die aus dem Plasma austretenden Leistung gilt daher in dem Modell der folgende Zusammenhang:

\dot{q}	Leistungsdichte der Strahlungsemissionen
ϵ_{net}	Nettoemissionskoeffizient

5.1.3 Randbedingungen

In den Arbeiten von Öte [Öte16] und zuvor Petkovič [Pet14] wurde für die Wandtemperatur eine feste Temperatur und daraus resultierend für die Temperatur der wandnächsten Fluidelemente eine Temperatur von $T_w = T_{nw} = 300 \text{ K}$ angenommen. Diese Annahme führt

vermutlich zu einer Unterschätzung der Temperaturen. Im Hinblick auf die Plasmatemperaturen kann trotz der hohen Wärmeleitfähigkeit des Kupfers der Neutroden und des Wolframeinsatzes der Anoden davon ausgegangen werden, dass diese Temperatur überschritten wird. Alternativ kann die flächenbezogene Wärmestromdichte \dot{q}_w zwischen dem Fluid und der Wand mit der Gleichung

$$\dot{q}_w = h_c (T_w - T_{nw}) \quad \text{Gleichung 5.2}$$

\dot{q}_w	Wärmestromdichte Wand/Fluid
h_c	Wärmeübergangskoeffizient
T_w	Wandtemperatur
T_{nw}	Temperatur des wandnächsten Elements

beschrieben werden. Für die Wandtemperatur wird dabei ein Wert von $T_w = 300 \text{ K}$ angenommen. Die Temperatur des wandnächsten Elements des Fluids T_{nw} ergibt sich aus den Simulationen und die entsprechend Differenz zu T_w an der Position des Elements bestimmt die des Wärmeübergangs zwischen Wand und Fluid an dieser Stelle.

Der Wärmübertragungskoeffizient h_c ist eine Konstante für den Literaturwerte angenommen werden können. Li et al. gehen dabei von Werten in der Größenordnung von $h_c \approx 1 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ [LPC03] aus. Moreau et al. haben in ihrer Arbeit für den Wärmeübertragungskoeffizient einen Wert von $h_c = 0,2 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ angenommen [MCM+06]. Dies entspricht der Wärmeübertragung eines turbulenten Hochdruckflusses in einem Rohr. Auch Baudry et al. untersuchen Werte von $h_c = 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, $10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ und $10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ und entscheiden sich letztendlich für $h_c = 1 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, da sie mit diesem Wert den gemessenen Leistungen am nächsten kommen [BVM+05]. In dieser Arbeit wird daher den Arbeiten von Li et al. und Baudry et al. gefolgt und angenommen, dass der Wärmeübertragungskoeffizient der Wände und der Anode $h_c = 1 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ beträgt.

5.1.4 Konvergenzkriterien und Netzunabhängigkeitsstudie

Alle Berechnung werden in der kommerziellen Software Ansys CFX® durchgeführt. Für alle in dieser Arbeit gezeigten Simulationen wurden die folgenden Konvergenzkriterien angenommen, nach denen die Simulationen stoppen dürfen:

- Der mittlere quadratische Fehler der Residuen (RMS) muss kleiner als 10^{-5} sein.
- Der maximale Fehler der Residuen muss weniger als 10^{-3} betragen.
- Die in das Modell ein- und austretenden Massenströme dürfen global betrachtet keine Differenzen größer als 1 % aufweisen.

Nach Erreichen dieser Kriterien wird jedes Ergebnis hinsichtlich seiner Plausibilität überprüft und es werden an neuralgischen Punkten die Temperaturen, die Geschwindigkeiten und die Drücke überwacht, um zu prüfen, ob diese eine Gleichgewichtslösung erreicht haben.

Um sicherzustellen, dass die Elementgröße keinen großen Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse hat, wurde eine Netzunabhängigkeitsstudie durchgeführt. Gleichzeitig wird dieser Schritt durchgeführt, damit keine unnötig kleinen Elementgrößen ausgewählt werden. Diese führen zwar in der Regel zu genaueren Ergebnissen, resultieren aber gleichzeitig in großen Berechnungsmodellen und können damit zu sehr hohen numerischen Kosten führen. Für die Studie wurde die Kantenlänge der Berechnungselemente zwischen 0,175 mm und 0,5 mm in insgesamt 11 Schritten variiert. Parallel wurde die elektrische Leistung und die Nettoleistung am Düsenaustritt überwacht. In Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse dieser Studie aufgeführt. Es ist ersichtlich, dass zunächst mit abnehmender Elementgröße auch die elektrische Leistung abnimmt. Diese Tendenz findet sich mit Ausnahme der Kantenlänge von 0,375 mm auch in den Nettoleistungen wieder. Ab einer Elementgröße von 0,225 mm scheinen die Leistungen gegen einen finalen Wert zu konvergieren.

$$\Delta P = \frac{P_{0,175 \text{ mm}} - P_{0,225 \text{ mm}}}{P_{0,175 \text{ mm}}} \quad \text{Gleichung 5.3}$$

ΔP Fehler in der Vorhersage der Leistung

$P_{x,xxx \text{ mm}}$ Leistung bei der Elementgröße x,xxx mm

Nach Gleichung 5.3 beträgt der Fehler für das Berechnungsnetz mit einer Elementgröße von 0,225 mm nur noch $\Delta P_{el} \approx -0,076 \%$ für die elektrische und lediglich $\Delta P_{net} \approx 0,13 \%$ für die

Nettoleistung. Mit einer Elementanzahl von 1.969.381 Tetraedern hat dieses Netz eine akzeptable Größe. Die Berechnungsdauern betragen ca. 4 Stunden.

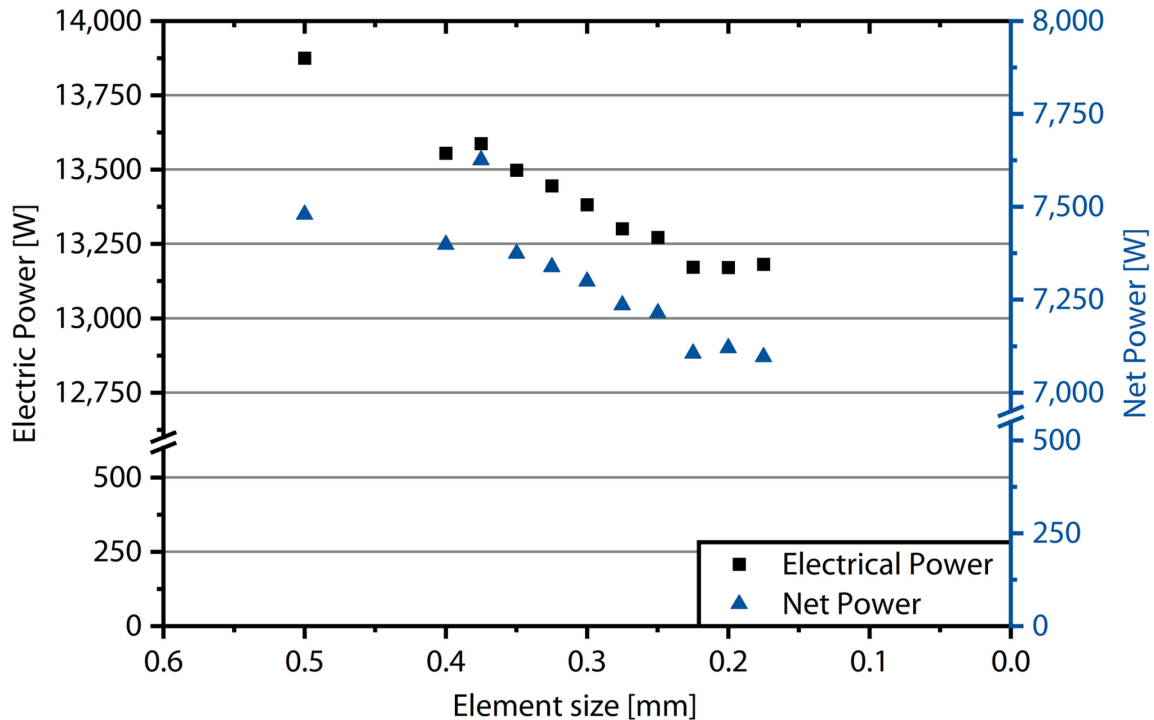


Abbildung 5.4: Einfluss der Elementgröße auf die elektrische Leistung und die Nettoleistung am Generatorausgang

5.1.5 Berechnete Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder

In Abbildung 5.5 sind die Temperaturen im Querschnitt durch die Plasmakammer des CSA dargestellt. Diese erreichen dabei im Fall des Parameters A Werte von bis zu 33.000 K. Diese Höchsttemperaturen liegen im Bereich der Kathode vor. Hier strömt das noch kalte Plasmagas von den Seiten in den Lichtbogen und es kommt anschließend aufgrund der in diesem Bereich zunächst noch niedrigen elektrischen Leitfähigkeiten zu einer schlagartigen Erwärmung des Plasmagases. Mit der Temperatur steigt auch die elektrische Leitfähigkeit des Plasmagases, weshalb im weiteren Verlauf der Plasmakammer keine weitere Erhöhung der Temperaturen stattfindet; gleichzeitig wird ein Teil der Wärme nach außen zu den kalten Generatorwänden abgeführt.

Die Temperaturen der Parameter mit binären Gaszusammensetzungen liegen im Bereich der Kathode deutlich über denen der Parameter mit reinem Ar als Plasmagas. Am Düsenaustritt

ist hinsichtlich der Temperaturen jedoch kein großer Unterschied bei Prozessparametern mit gleichen Stromstärken zu erkennen. Dabei ist jedoch zu bedenken, dass in den binären Gaszusammensetzungen aufgrund der höheren spezifischen Enthalpie mehr Energie gespeichert sein kann.

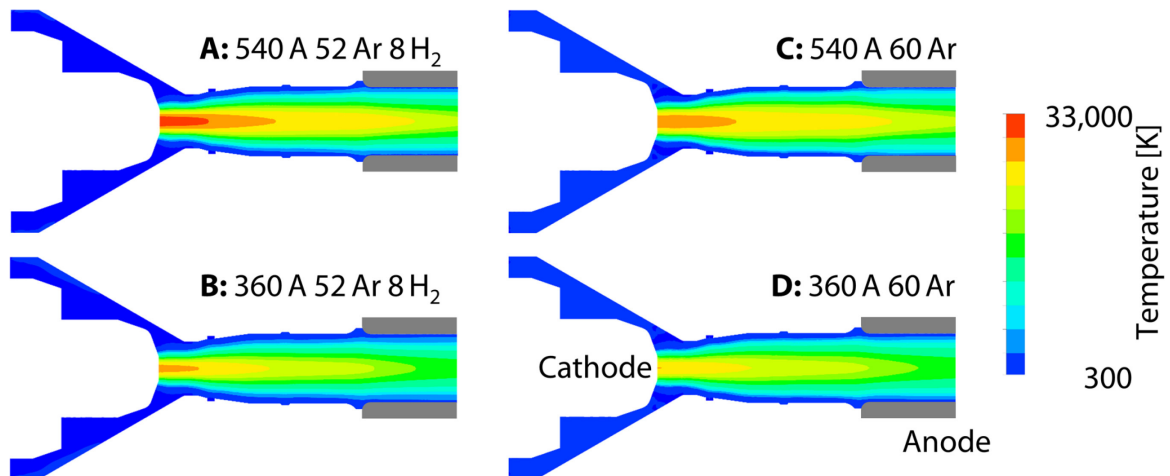


Abbildung 5.5: Berechnete Temperaturfelder im Plasmagenerator für die betrachteten Prozessparameter

In Abbildung 5.6 sind analog zur vorherigen Abbildung die Geschwindigkeiten innerhalb des Plasmagenerators dargestellt. Im Gegensatz zur Temperatur nehmen diese im Verlauf des Generators von der Kathode zur Anode hin zu. Die erste Zunahme im Bereich der Kathode geschieht aufgrund der Energieeinbringung und der damit einhergehenden Ausdehnung des Gases in diesem Bereich. Im weiteren Verlauf des Plasmagenerators nimmt der Druck kontinuierlich ab, sodass eine Expansion und damit eine Beschleunigung des Gases hin zum Generatorausgang stattfindet.

Die höchsten Gasgeschwindigkeiten liegen für alle Parameter kurz vor dem Ausgang im Zentrum der Generatorachse vor. Diese erreichen für den Prozessparameter A Werte von bis zu 2.400 m/s. Dem folgen mit absteigender Geschwindigkeit die Prozessparameter C, B und D. Die Prozessparameter mit binären Gaszusammensetzung liegen bei gleicher Stromstärke, analog zur Temperaturverteilung, leicht über den Werten der Parameter mit reinen Ar-Plasmen. Eine höhere Stromstärke führt aufgrund der stärkeren Expansion auch bei gleichen Massenströmen des Plasmagases zu höheren Gasgeschwindigkeiten.

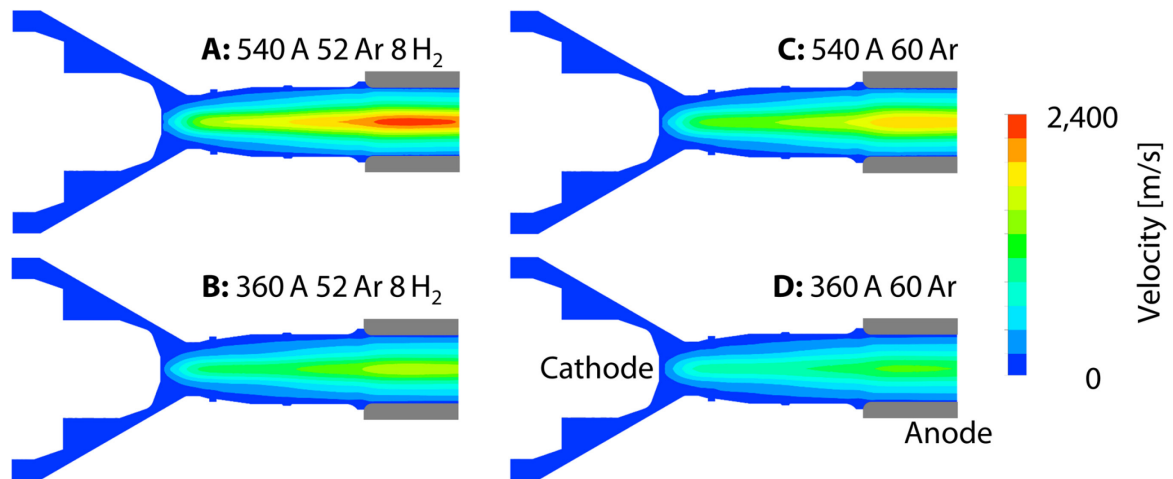


Abbildung 5.6: Berechnete Geschwindigkeitsfelder im Plasmagenerator für die betrachteten Prozessparameter

5.1.6 Vergleich mit ermittelten Leistungen

Zur Validierung des Modells wurden die elektrische Leistung und die Nettoleistungen des Plasmas berechnet und mit experimentellen Werten abgeglichen. Die Leistungen sind in der Tabelle 5.2 zusammen mit der prozentualen Differenz zwischen simuliertem und gemessenem Wert $\Delta = \frac{P_{\text{Sim}} - P_{\text{Mess}}}{P_{\text{Mess}}}$ abgebildet. Es ist ersichtlich, dass die elektrischen Leistungen in allen Fällen von der Simulation unterschätzt werden. Grund hierfür könnten die vereinfachte Berücksichtigung von Kathoden- und Anodenfallgebieten in den Simulationen sein. Durch die Annahme des LTE werden diese nicht korrekt wiedergegeben. Zudem wird der Lichtbogen durch die Annahme der Rotationssymmetrie in eine diffuse Anbindung über den gesamten Anodenbereich gezwungen. Im Abschnitt 6.1 auf S. 95 wird später deutlich, dass diese Annahme eine starke Vereinfachung darstellt. Gleichzeitig ist sie notwendig, um das hier verwendete Modell mit den entsprechend kurzen Berechnungszeiten zu ermöglichen.

Bei den Vorhersagen für die fertigungstechnisch relevanteren Parameter A und B mit Ar-H₂-Gemischen liegen die Nettoleistungen bis zu 20 % unter den gemessenen Werten. Dies ist zwar noch in einem akzeptablen Bereich, stellt jedoch bereits eine deutliche Abweichung dar. Die Nettoleistungen können vor allem für Prozessparameter mit reinem Ar als Plasmagas sehr gut abgebildet werden. Dies zeigt, dass die Übertragung der Modellierungsansätze vom CMA, bei dem ebenfalls reine Argonplasmen simuliert wurden, gut funktioniert hat.

Tabelle 5.2: Simulierte und gemessene Leistungen am CSA

Prozessparameter	P _{netto} [kW]			P _{elektrisch} [kW]		
	Simulation	Messung	Δ	Simulation	Messung	Δ
A: 540 A 52 Ar + 8 H ₂	28,1	30,7	-8,5 %	41,0	50,5	-18,8 %
B: 360 A 52 Ar + 8 H ₂	17,3	21,8	-20,6 %	24,1	33,5	-28,1 %
C: 540 A 60 Ar	25,5	24,8	2,8 %	38,1	40,6	-6,2 %
D: 360 A 60 Ar	14,7	13,7	7,3 %	20,2	24,1	-16,2 %

5.1.7 Zwischenfazit

Im Abschnitt 5.1 wurden die Modelle des CMA erfolgreich auf den CSA adaptiert. Anhand der Geometrien des SinplexPro™ wurde ein neues Generatormodell entwickelt, welches analog zu dem Modell des TriplexPro™ die Rotationssymmetrie ausnutzt. Damit konnte die Hypothese, dass sich die Berechnungsansätze vom CMA auf den CSA aufgrund der ähnlichen Plasmastabilität übertragen lassen, vor allem für die Argonplasmen verifiziert werden. Die darüber hinaus gewonnenen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Durch eine Konvergenzstudie wurde ein von der Netzgröße unabhängiges Berechnungsnetz gefunden, welches schnelle Vorhersagen der Plasmaeigenschaften am Generatorausgang ermöglicht.
- Unter Annahme eines LTE konnten erstmals binäre Gaszusammensetzung von Ar und H₂ in einem Plasmageneratormodell eines CSA simuliert werden.
- Durch die Anpassung des Wärmeübergangs zwischen Wand und Fluid konnten neue realistischere Annahmen in die Generatorsimulationen implementiert werden.
- Anhand der durchgeführten Validierung konnte gezeigt werden, dass für Argonplasmen gute Übereinstimmungen der vorhergesagten und gemessenen Leistungen vorliegen. Für die Ar-H₂-Plasmen sind zwar erkennbare Abweichungen feststellbar, welche jedoch noch in einem akzeptablen Bereich liegen.

Die hier vorhergesagten Plasmaeigenschaften am Düsenausgang dienen als Eingangsgröße für die später beschriebenen Simulationen des partikelbeladenen Plasmafreistrahls. Für eine zukünftige Weiterentwicklung der Generatorsimulationen sollte zunächst der Parameterraum erweitert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst Parameter zur Applikation von hochschmelzenden Keramiken wie dem Al₂O₃ betrachtet. Dieser Raum sollte vor allem um Hochgeschwindigkeitsparameter mit hohen Plasmagasströmungen und dementsprechend

entstehenden Überschallströmungen erweitert werden. Ebenso könnten in einem nächsten Schritt weitere Düsendurchmesser in das Modell integriert werden. So würde mittelfristig eine vollständige Vorhersage der Plasmaeigenschaften am Düsenausgang des CSA ermöglichen werden. Neben den binären Gaszusammensetzungen aus Ar und H_2 können zukünftig auch Gasgemische Ar und N_2 betrachtet werden, die ebenfalls von hoher Relevanz sind.

Sobald der größere Parameterraum und weitere Gaszusammensetzungen simuliert sind, sollte besser erkennbar in welchen Bereichen die größten Abweichungen zu der Realität vorliegen. Basierend darauf könnten dann zielgerichtet Anpassungen am Modell zur Steigerung der Präzision vorgenommen werden. Unter diesen wäre beispielsweise die Anpassung des Wärmeübertragungskoeffizient h_c aus Abschnitt 5.1.3, welcher bisher nur auf Literaturwerten beruht. Ebenso wäre zu prüfen, ob die angenommene Korrektur der Emissionskoeffizienten zur Berücksichtigung der Absorptionslänge im Plasma noch genauer eingegrenzt werden kann. Diese beruht aktuell auf einer reinen Überschlagsrechnung. Nicht zuletzt könnte die Implementierung eines NLTE-Modells zu einer höheren Genauigkeit bei der Vorhersage führen.

5.2 Partikelinjektion

Die Partikelinjektion ist einer der kritischsten Parameter im Plasmaspritzen, da sie die Flugbahn der Partikel festlegt und damit auch deren Aufschmelz- und Beschleunigungsverhalten [VVF+01]. Dementsprechend muss die Injektion auf die Prozessparameter und den Spritzzusatzwerkstoff angepasst werden, um einen hohen Auftragswirkungsgrad und die gewünschten Schichteigenschaften zu erzielen. Grundsätzlich kann zwischen zwei unterschiedlichen Methoden zur Injektion der Partikel im Plasmaspritzen unterschieden werden: der axialen und der radialen Injektion [Tuc13]. Die radiale Injektion kann weiterhin in eine interne und eine externe Injektion aufgeteilt werden. Dabei ist die radiale externe Injektion die am häufigsten verwendete Variante [Paw08, VVF+94].

In früheren Simulationen zum CMA, welcher eine externe radiale Partikelinjektion aufweist, konnte gezeigt werden, dass bei hohen Plasmagasflussraten die Penetration der Partikel in den Plasmafreistrahle behindert wird [BÖ16, BÖS+16]. Wenn die Partikel nicht ausreichend tief in den Plasmafreistrahle eindringen, führt dies in der Regel zu niedrigen Aufschmelzgraden und

in der Folge zu niedrigen Auftragswirkungsgraden und ist daher zu vermeiden. Ein typischer Lösungsansatz wäre in diesem Fall, den Gasstrom des Trägergases der Partikel zu erhöhen. Mit diesem würde auch die Partikelgeschwindigkeit steigen und somit ein tieferes Eindringen in den Plasmafreistrahle ermöglicht. Bisher wurde davon ausgegangen, dass das Trägergas zwar einen Einfluss auf den Plasmafreistrahle hat, dieser jedoch nur geringen Einfluss auf den Gesamtprozess hat [SFV+07].

Um diese These zu überprüfen, wurden zunächst Aufnahmen der Partikelinjektionen in einem Abstand von $d_{\text{rec}} = 0,5 \text{ m}$ bei einer Aufnahme Frequenz von $f_{\text{rec}} = 87.500 \text{ Hz}$ durchgeführt. In Abbildung 5.7 ist ein Vergleich des Plasmafreistrahls bei sehr unterschiedlichen Trägergasströmen dargestellt. Zu sehen ist der von links in das Bild strömende Plasmafreistrahle des CMA. Im oberen Randbereich der Aufnahmen ist die Aufnahme des Injektors sichtbar, von dort werden die Partikel senkrecht in den Plasmafreistrahle injiziert. In beiden Fällen wird Ar als Trägergas verwendet. Bei einem Trägergasstrom von $\dot{V}_{\text{Inj}} = 3,5 \text{ slpm}$ weist der Plasmafreistrahle der Aufnahme nach ein laminares Strömungsverhalten auf. Eine Erhöhung des Trägergasstroms auf $\dot{V}_{\text{Inj}} = 14 \text{ slpm}$ führt hingegen zu einem stark turbulenten Strömungsverhalten im Bereich der Injektion. Diese Turbulenzen starten am Punkt der Injektion und bewegen sich von dort stromabwärts. Durch die dadurch entstehende stärkere Durchmischung des Plasmafreistrahls mit der Umgebungsluft können die Turbulenzen einen Einfluss auf die Beschleunigung das Aufheizen oder sogar die Oxidation der Partikel haben.

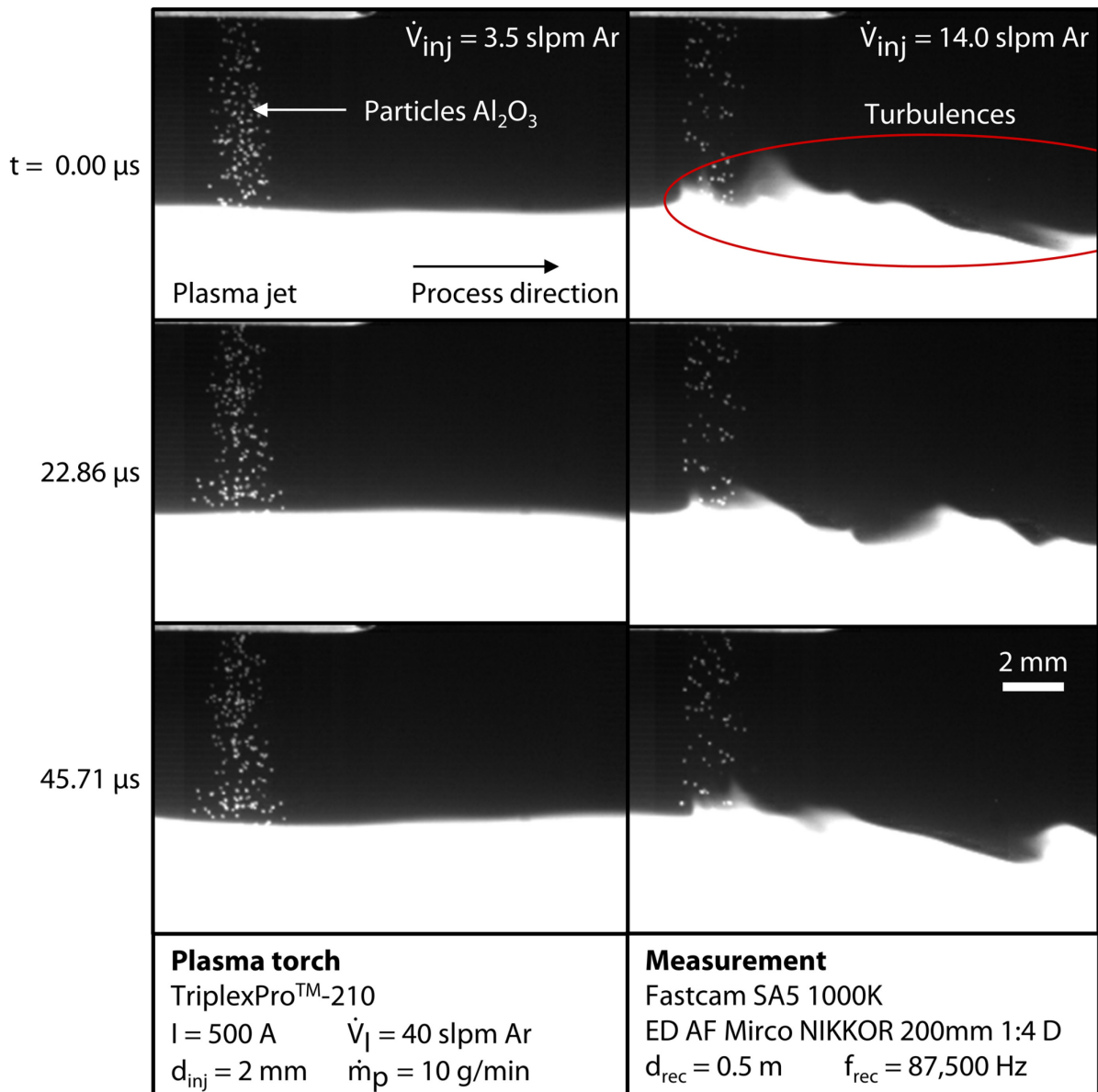


Abbildung 5.7: Durch hohe Trägergasströme \dot{V}_{inj} initiierte Turbulenz im Plasmafreistrahle aus [BÖK+20b], die entsprechenden Videos sind dort ebenso zu finden

Alternativ zur Erhöhung des Trägergases hat Öte beispielsweise vorgeschlagen, die Länge des Injektors zu erhöhen [Öte16]. Die zugrundeliegende Idee ist, dass die Partikel im Injektor nicht genug Zeit haben, um die umgebende Gasgeschwindigkeit zu erreichen. Ein längerer Injektor würde dies durch eine längere Beschleunigungsstrecke evtl. ermöglichen. Die Verlängerung des Injektors könnte somit die oben beschriebenen Turbulenzen verhindern, in dem nur geringere Trägergasströme notwendig wären, um die gleiche Partikelgeschwindigkeit zu erzielen. Als Nebeneffekt würde dadurch Gas eingespart werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt dieser Entwicklung wäre die Erweiterung des Prozessfensters im Plasmaspritzen hin zu Hochgeschwindigkeitsprozessen. Insbesondere für besonders hohe Geschwindigkeiten des Plasmafreistrahls sind hohe Trägergasströme für eine erfolgreiche Penetration der Partikel in den Freistrahл erforderlich. Genau hier könnte die Verlängerung des Injektors besonders große Wirkung entfalten.

Zur Untersuchung des Einflusses der Injektorgeometrie auf die Partikelgeschwindigkeit wird daher hier ein zweigleisiger Ansatz verfolgt. Zum einen werden Strömungssimulationen der Injektoren bei unterschiedlichen Geometrien durchgeführt, um den möglichen Effekt zu untersuchen und ggf. vorherzusagen. Diese Simulationen werden zum anderen mit Messungen kombiniert, um die Ergebnisse auch experimentell zu untermauern. Darüber hinaus sollen die Untersuchungen auch als Validierung der Simulationen dienen. Bereits Westhoff et al. konnten in ihren Simulationen feststellen, dass eine korrekte Repräsentation der Injektion eine der kritischsten Bereiche zur richtigen Vorhersage der Partikeleigenschaften darstellt [WTS92]. Diesem Fakt wurde jedoch in bisherigen Untersuchungen häufig zu wenig Bedeutung beigemessen. Die Ergebnisse des Abschnitts 5.2.1 bis 5.2.3 wurden bereits vorab veröffentlicht [BÖK+19c, BÖK+20b].

5.2.1 Simulation der Partikelinjektion

Um den hypothetischen Effekt der größeren Länge der Injektoren auf die Partikelgeschwindigkeit im Detail zu untersuchen, werden Simulationen durchgeführt, die sich auf den Injektor selbst konzentrieren. Die dazugehörigen Berechnungen wurden in der kommerziellen Software ANSYS CFX 18.2, ANSYS Inc., Canonsburg, USA vorgenommen. Die dazu erstellte Modellierungsumgebung ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Die Umgebung bildet den eigentlichen Injektor ab und ein Stück des davor liegenden Schlauchanschlusses. Die Berechnungsdomäne wurde mithilfe eines strukturierten Netzes bestehend aus Hexaedern und Pentaedern vernetzt. In Abhängigkeit der Injektorlänge l_{inj} und des Injektor-durchmessers d_{inj} besteht das Netz aus ca. 40.000 Elementen. Feinere Netze wurden ebenfalls betrachtet, führten jedoch nicht zu abweichenden Ergebnissen. Die folgenden Annahmen wurden der Simulation zugrunde gelegt:

- Die Strömung befindet sich im Gleichgewichtszustand (Steady State);
- Annahme einer kompressiblen Gasströmung;
- Für Argon werden druckabhängige Gaseigenschaften genutzt,

- Am Inlet sind die Massenflussraten des Trärgases und der Partikel festgelegt;
- Der Druck am Outlet entspricht dem atmosphärischen Umgebungsdruck $p = 1 \text{ atm}$;
- Das k - ε -Turbulenzmodell wurde angenommen;
- Die Temperatur des Gases am Inlet beträgt: $T_{\text{inlet}} = 300 \text{ K}$;
- Two-way coupling zwischen dem Fluid und den Partikeln¹⁶;
- No slip wall (Gasgeschwindigkeit direkt an der Wand beträgt $v_g = 0 \text{ m/s}$);

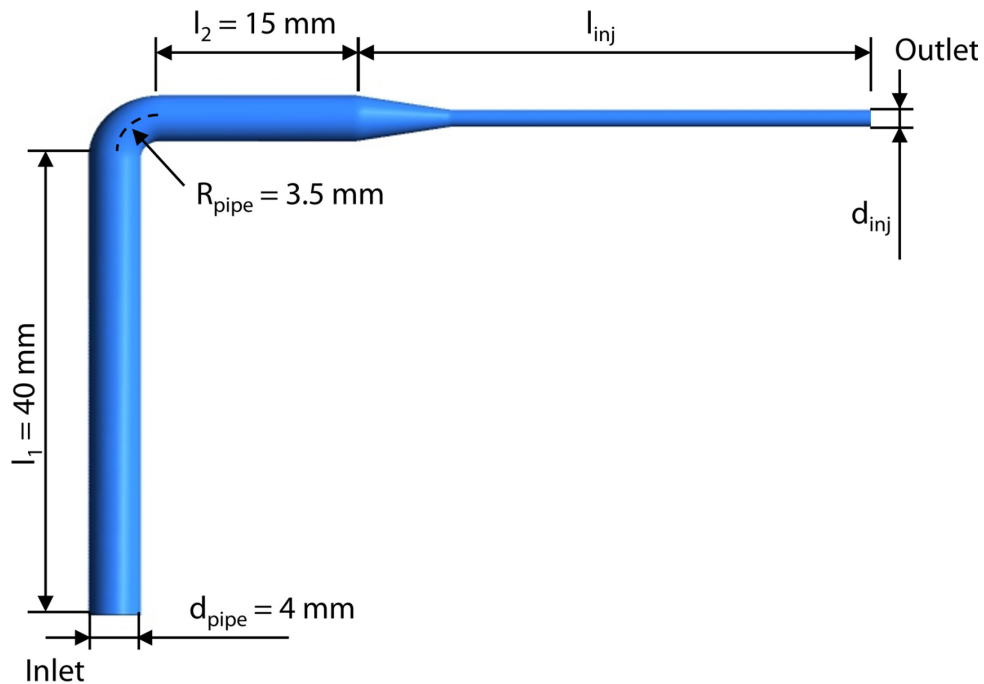


Abbildung 5.8: Simulationsumgebung des Fluids zur Berechnung der Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang [BÖK+19c]

Die Wand des Injektors und des Schlauchs wird in dieser Berechnung in Bezug auf die Partikel als perfekt glatt angenommen. Für die Interaktion mit dem Gas gilt hingegen, dass die Gasgeschwindigkeit nahe der Wand $v_g = 0 \text{ m/s}$ entspricht. Der Strömungswiderstandskoeffizient C_D beschreibt die Interaktion zwischen den Partikeln und dem umgebenden Gas. Dieser wird in diesem Modell in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl Re_p festgelegt. Dabei wird den Ausführungen vorheriger Veröffentlichungen [Paw80, VVF+83, ZGL00] gefolgt, nach denen für Partikel im Thermischen Spritzen die folgenden Zusammenhänge gelten:

¹⁶ Dies bedeutet, dass das Gas Einfluss auf die Partikel hat und diese beschleunigt, aber auch, dass die Partikel das Gas im Gegenzug beeinflussen und ggf. abbremsen.

$$C_D = \frac{24}{Re_p}, \quad Re_p \leq 0,2 \quad \text{Gleichung 5.4}$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,1 Re_p^{0,99}), \quad 0,2 < Re_p \leq 2 \quad \text{Gleichung 5.5}$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,11 Re_p^{0,81}), \quad 2 < Re_p \leq 21 \quad \text{Gleichung 5.6}$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,189 Re_p^{0,62}), \quad 21 < Re_p \leq 500 \quad \text{Gleichung 5.7}$$

$$C_D = 0,44, \quad 500 < Re_p. \quad \text{Gleichung 5.8}$$

C_D Strömungswiderstandskoeffizient

Re_p Reynolds-Zahl

Dabei basiert Gleichung 5.4 auf der Grundkalkulation von C_D für sphärische Partikel. Die weiteren Gleichungen sind entsprechende experimentell und numerisch ergänzte Anpassungen für die unterschiedlichen Bereiche der Reynolds-Zahl Re_p . Diese ist nach Gleichung 5.9 definiert:

$$Re_p = \frac{\rho_g (v_g - v_p) d_p}{\mu_g} \quad \text{Gleichung 5.9}$$

ρ_g Dichte des Gases

v_g Gasgeschwindigkeit

v_p Partikelgeschwindigkeit

d_p Partikeldurchmesser

μ_g Dynamische Viskosität des Gases

Drei unterschiedliche Injektorlängen ($l_{inj} = 40$ mm, $l_{inj} = 70$ mm und $l_{inj} = 100$ mm) und zwei unterschiedliche Durchmesser ($d_{inj} = 1,5$ mm und $d_{inj} = 2$ mm) werden in den Untersuchungen betrachtet. Die Injektoren mit einer Länge von $l_{inj} = 40$ mm entsprechen den kommerziell erhältlichen Standardinjektoren. Für jede Geometrie wurden in den Simulationen zwei unterschiedliche Volumenströme des Trägergases Ar betrachtet: $\dot{V}_{inj} = 6$ slpm und $\dot{V}_{inj} = 14$ slpm. Die 6 slpm stellen dabei ein üblicherweise genutzter

Volumenstrom des Trägergases dar. 14 slpm liegen deutlich darüber und könnten daher den möglichen Einfluss der Injektorgeometrie stärker herausstellen. Zur Bestimmung der Partikelgeschwindigkeiten am Injektorausgang werden 1.000 repräsentative Partikel betrachtet. Für die Partikelförderrate wurden $\dot{m}_p = 30 \text{ g/min}$ angenommen, dies entspricht üblichen Förderaten für einen einzelnen Injektor. Als Spritzzusatzwerkstoff wurde Al_2O_3 mit einer Dichte von $\rho_p = 3,95 \text{ g/cm}^3$ betrachtet. Für die Simulationen der Partikelinjektion wurde ein mittlerer Durchmesser von $d_p = 37,7 \text{ }\mu\text{m}$ und eine Standardabweichung von $\sigma_p = 11 \text{ }\mu\text{m}$ betrachtet.

5.2.2 Messungen der Partikelgeschwindigkeit am Injektor

Zu Verifizierung der Annahme, dass größere Injektorlängen auch zu höheren Partikelgeschwindigkeiten führen, wurden die Injektoren auch in den entsprechenden Geometrien gefertigt und experimentell untersucht. Bei den Messungen wurden Trägergasströme von $\dot{V}_{\text{inj}} = 2 \text{ slpm}$ bis hin zu $\dot{V}_{\text{inj}} = 14 \text{ slpm}$ in Schritten von $\Delta\dot{V}_{\text{inj}} = 2 \text{ slpm}$ analysiert.

Eine Herausforderung zur Fertigung der Injektoren stellen dabei die im Verhältnis zum Durchmesser sehr tiefen Bohrungen der Längen von $l_{\text{inj}} = 100 \text{ mm}$ dar. Erste Entwürfe sahen Bohrungen von beiden Seiten vor. Diese führten jedoch zu einem Versatz in der Mitte der Injektoren und zu relativ rauen Oberflächen der Innenwände. Dies konnte gelöst werden, indem die Injektoren aus vorgefertigten gezogenen Präzisionsrohren mit dem entsprechenden Innendurchmesser gefertigt wurden. Allerdings weisen auch diese Oberflächen eine höhere Rauheit gegenüber den kommerziell verfügbaren Injektoren auf. In Abbildung 5.9 werden die Höhenverteilung der beiden Injektortypen miteinander verglichen. Diese wurden mit dem konfokalen Lasermikroskop VKX-210 der Firma Keyence Deutschland GmbH, Neu-Isenburg, Deutschland am Ausgang der Injektoren vermessen. Um einen einheitlichen Vergleich zu haben, wurden alle Geometrien - inkl. der kommerziell verfügbaren - gefertigt und erst später mit den kommerziell verfügbaren Injektoren verglichen.

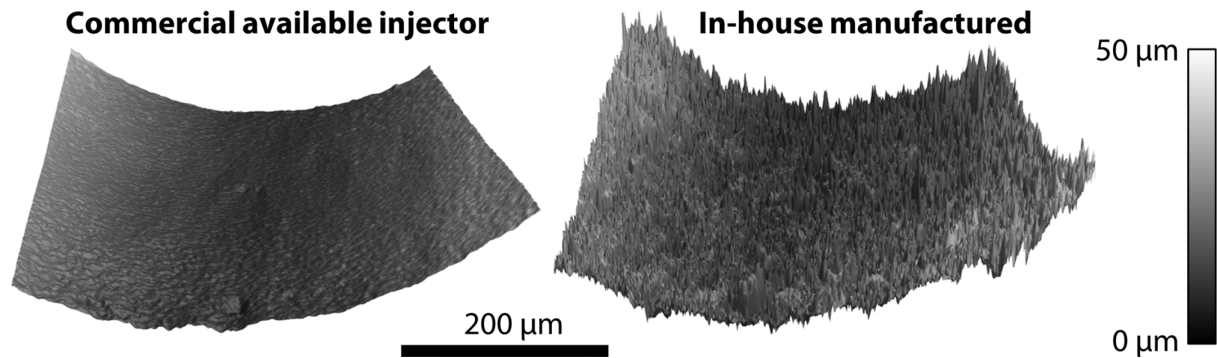


Abbildung 5.9: Höhenprofile der beiden Injektoren, links der kommerziell verfügbare Injektor, rechts der selbst gefertigte Injektor; die Höhen sind mit dem Faktor 2,5× überzeichnet

Die Messungen der Partikelgeschwindigkeiten am Injektorausgang wurden mithilfe des Kamerasystems HiWatch CS der Firma Oseir Ltd., Tampere, Finnland durchgeführt. Das System ist grundsätzlich darauf ausgelegt, die Partikelgeschwindigkeiten und Größen im Kaltgasspritzern zu ermitteln. Aufgrund dieses angedachten Gebrauchs ist es jedoch auch sehr gut dazu geeignet, die kalten Partikel am Injektorausgang zu vermessen. Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 5.10 links dargestellt. Der Injektor wird direkt an der optimalen Messposition in 45 mm Abstand unter dem Diodenlaser zur Illumination positioniert. Die HiWatch CS erleuchtet die Partikel mit drei kurz aufeinander folgenden Laserpulsen. Dabei wird ein Bild aufgenommen auf dem die Partikel - wie in Abbildung 5.10 rechts zu sehen - als sogenannte Triplets erscheinen. Durch Kenntnis der zeitlichen Abstände der Laserpulse und des entsprechenden Bildmaßstabes können anschließend die Partikelgeschwindigkeiten ermittelt werden. Ebenso werden über die erscheinende Größe der einzelnen Lichtpunkte eines Triplets die Partikelgrößen abgeschätzt. Das grundsätzliche Messkonzept ist ausführlich in [JEN03] erläutert.

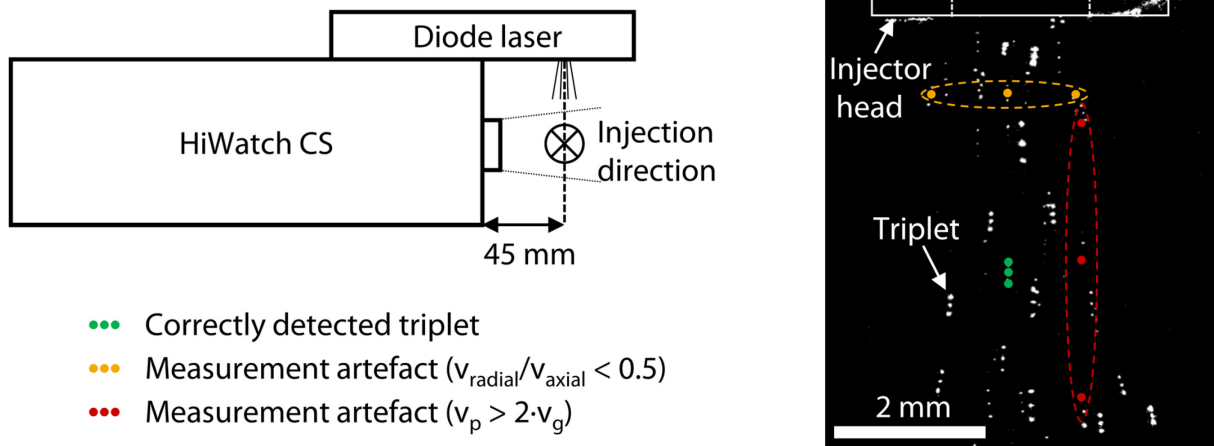


Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau zur Messung der Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang und resultierende Aufnahme der HiWatch CS mit Klassifizierung der Triplets [BÖK+19c]

Für die Messungen wurden nur sehr geringe Pulverförderaten von $\dot{m}_p = 1 \text{ g/min}$ des Spritzzusatzwerkstoffes Amdry™ 6062 der Firma Oerlikon Metco, Wohlen, Schweiz genutzt. Höhere Pulverförderaten führen aufgrund der hohen Partikeldichte direkt am Injektorausgang andernfalls zu einer zu großen Anzahl von Triplets auf den Aufnahmen. In der Folge überlagern sich einzelne Triplets und verhindern eine Analyse der einzelnen Partikelgeschwindigkeiten und -größen. Um eine solide statistische Basis zu ermitteln, wurden für jede Messung insgesamt 500 aufeinanderfolgende Bilder aufgenommen und ausgewertet. Die Bilder wurden mit einer Belichtungszeit von $11 \mu\text{s}$ aufgenommen; während dieser wurden die Partikel mit drei Laserpulsen mit einer Dauer von jeweils $0,1 \mu\text{s}$ illuminiert. Zwischen den drei Pulsen lag jeweils ein Zeitraum von $5 \mu\text{s}$.

Die Triplets wurden zunächst automatisch durch die HiWatch-Software ausgewertet. Die daraus entstehenden Werte zur Partikelgeschwindigkeit und -größe wurden danach jedoch nachbearbeitet, um eine präzise Messung der Partikelgeschwindigkeiten zu ermöglichen. In Abbildung 5.10 ist ersichtlich, dass trotz der geringen Pulverförderate weiterhin eine sehr große Anzahl von Partikeln und damit Triplets im Bild vorhanden ist. Aufgrund dieser Vielzahl von Partikeln registriert die HiWatch Software in manchen Fällen fehlerbehaftete Triplets. So können z. B. mehrere nebeneinander fliegende Partikel auch als ein Triplet identifiziert werden, welches senkrecht zur eigentlichen Flugrichtung ausgerichtet ist. Solche Fälle sind gelb dargestellt. Diese Fehlmessungen wurden im Nachhinein aus den Werten

herausgefiltert, indem alle Partikel ausgeschlossen werden, bei denen das Verhältnis von radialer zur axialer Geschwindigkeitskomponente $v_{\text{radial}}/v_{\text{axial}} < 0,5$ beträgt. Dies entspricht einem Winkel von $\alpha < \tan^{-1} 0,5 \approx 26,7^\circ$ zwischen der Partikelflugbahn und der Injektorachse. Der zweite mögliche Fall von fehlerhaften Triplets ist in Abbildung 5.10 in Rot dargestellt. In diesem Fall liegen die beleuchteten Partikel in großem Abstand aber in einer Flucht mit der Injektorachse. Sie werden in diesem Fall von der HiWatch als Partikel mit sehr hoher Partikelgeschwindigkeit identifiziert. Um auch diesen Fehler auszuschließen, wurden alle Datenpunkte, die eine höhere Geschwindigkeit als die doppelte theoretische Gasgeschwindigkeit einer inkompressiblen Gasströmung $v_p > 2 \cdot v_g = \dot{V}_{\text{inj}}/(\pi d_{\text{inj}}/4)$ aufweisen, ausgeschlossen. Die rohen Datenpunkte und die daraus herausgefilterten Werte sind in Abbildung 5.11 dargestellt.¹⁷

¹⁷ Die gemessenen Partikeldurchmesser entsprechen nicht der Partikelgrößenverteilung des eingesetzten Spritzzusatzwerkstoffes. Für eine korrekte Messung wäre eine Kalibrierung notwendig gewesen, die in diesem Zusammenhang jedoch überflüssig ist, da sie keinen Einfluss auf die Messung der Geschwindigkeiten hat.

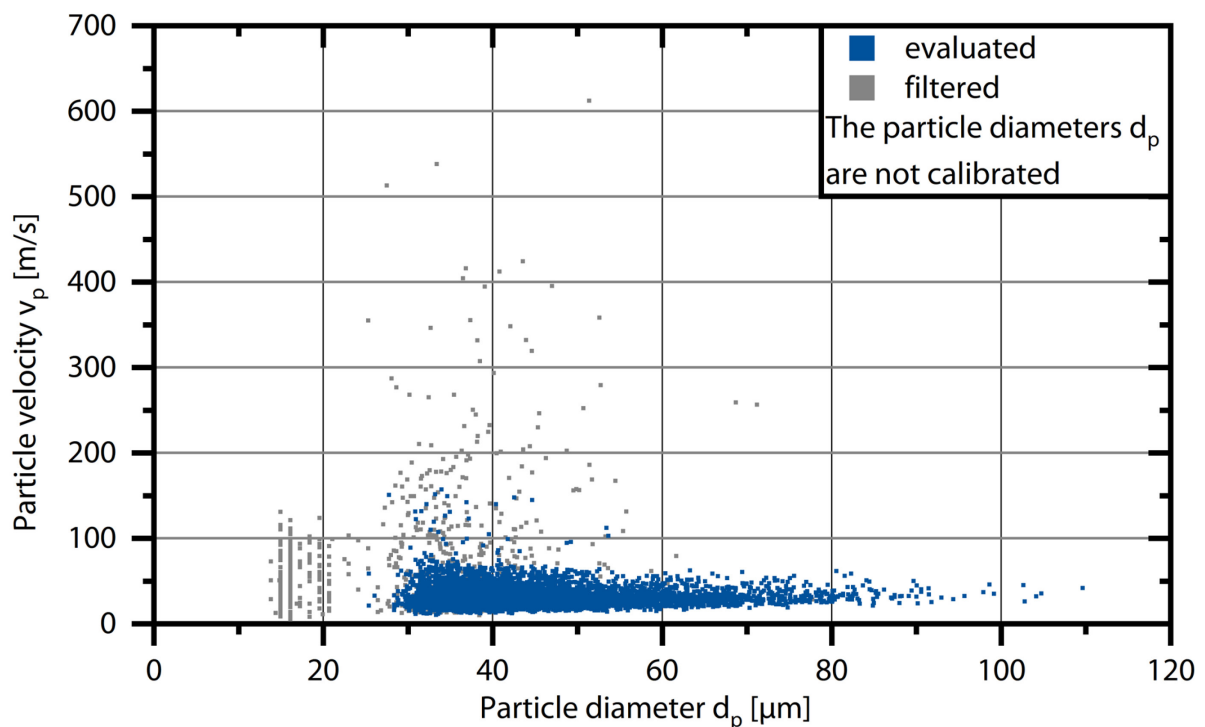


Abbildung 5.11: Datenpunkte einer Einzelmessung von v_p des Injektors $d_{inj} = 1,5 \text{ mm}$ und $l_{inj} = 40 \text{ mm}$ bei $\dot{V}_{inj} = 8 \text{ slpm}$; die graue Einfärbung der Datenpunkte markiert die herausgefilterten Werte [BÖK+20b]

Bei der Einrichtung des Messaufbaus wurde der Injektor jeweils so positioniert, dass dieser gerade in den Bildbereich hineinragt. Dies soll sicherstellen, dass die Partikelgeschwindigkeiten immer im gleichen Abstand vor dem Injektor gemessen werden. Bei den Aufnahmen führt dies jedoch dazu, dass auch der Injektor vom Laserpuls illuminiert wird. Die HiWatch-Software detektiert auch in diesem Bildmuster des Injektors regelmäßig Triplets. Daher werden als letzte Maßnahme zur Datenbereinigung alle Triplets, die im Bereich des Injektors detektiert werden, herausgefiltert.

5.2.3 Vergleich der simulierten und gemessenen Geschwindigkeiten am Injektor

In Abbildung 5.12 ist exemplarisch das Simulationsergebnis des Injektors mit einem Durchmesser von $d_{inj} = 2 \text{ mm}$ und einer Länge von $l_{inj} = 40 \text{ mm}$ bei einem Trägergasfluss von $\dot{V}_{inj} = 6 \text{ slpm}$ dargestellt. Während das Trägergas Geschwindigkeiten von bis zu $v_g = 35,2 \text{ m/s}$ im Zentrum des Injektors erreicht, werden die Partikel nur auf deutlich niedrigere Werte beschleunigt.

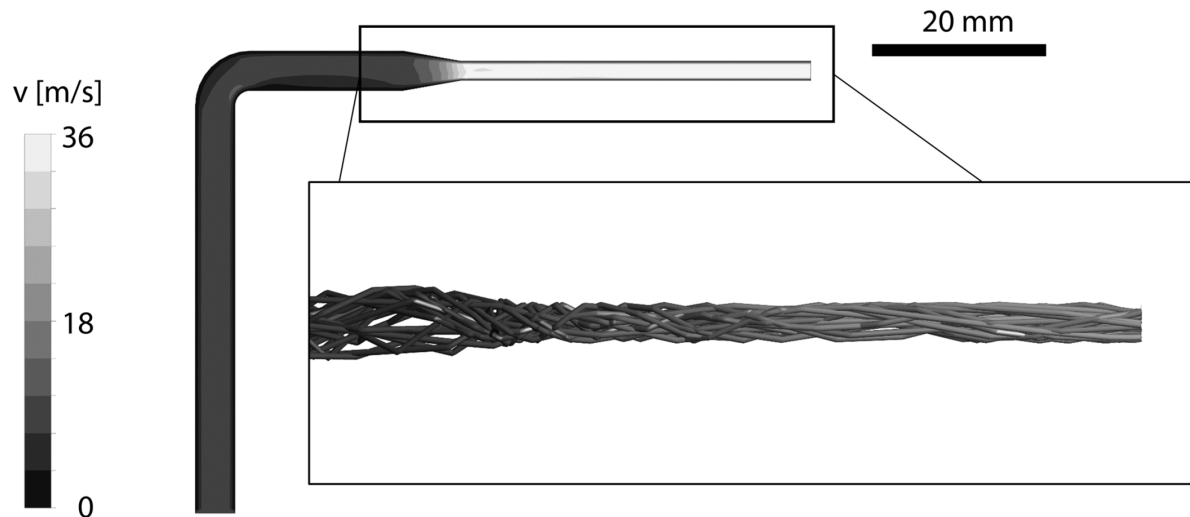


Abbildung 5.12: Simulierte Gasgeschwindigkeit und 25 exemplarische Partikeltrajektorien für den Injektor $d_{inj} = 2$ mm, $l_{inj} = 40$ mm bei einem Trägergasfluss von $\dot{V}_{inj} = 6$ slpm [BÖK+20b]

Die mittleren Partikelgeschwindigkeiten der berechneten 1.000 Partikelflugbahnen sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Ebenso sind dort die theoretischen Gasgeschwindigkeiten für ein inkompressibles Fluid angegeben, da die simulierten Werte der mittleren Gasgeschwindigkeiten sehr nah an diesen liegen. Wie zu erwarten, führt der dünnere Injektordurchmesser $d_{inj} = 1,5$ mm aufgrund der höheren Gasgeschwindigkeiten auch zu höheren Partikelgeschwindigkeiten. Gleichmaßen resultieren die höheren Volumenströme des Trägergases auch in höheren Partikelgeschwindigkeiten. Darüber hinaus bestätigen diese Simulationen die Beobachtungen von Öte [Öte16]: Eine längere Strecke in Form der Injektorlänge ermöglicht den Partikeln eine Beschleunigung über eine längere Strecke bzw. einen längeren Zeitraum. In der Konsequenz werden höhere Partikelgeschwindigkeiten am Injektorausgang erzielt. Die Differenz zwischen $l_{inj} = 40$ mm und $l_{inj} = 100$ mm führt zu einem Anstieg der Partikelgeschwindigkeit von ca. 30 % für $d_{inj} = 2$ mm bei einem Trägergasstrom von $\dot{V}_{inj} = 6$ slpm. Für höhere Trägergasströmungen von $\dot{V}_{inj} = 14$ slpm erhöht sich dieser Anstieg sogar auf 34 %.

Im Fall des kleineren Injektordurchmessers $d_{inj} = 1,5$ mm ist dieser Effekt sogar noch ausgeprägter. Die Verlängerung von $l_{inj} = 40$ mm auf $l_{inj} = 100$ mm mündet in einem Anstieg der Partikelgeschwindigkeit von 39 % bei geringerem Trägergasstrom $\dot{V}_{inj} = 6$ slpm. Die höchste Zunahme der Partikelgeschwindigkeit von 46 % kann für den Trägergasstrom von $\dot{V}_{inj} = 14$ slpm beobachtet werden.

Tabelle 5.3: Berechnete mittlere Partikelgeschwindigkeiten und die theoretische Gasgeschwindigkeit am Injektorausgang

Trärgasfluss $\dot{V}_{inj} = 6 \text{ slpm}$		$d_{inj} = 1,5 \text{ mm}$	$d_{inj} = 2,0 \text{ mm}$
Mittlere Partikelgeschwindigkeit v_p	$l_{inj} = 40 \text{ mm}$	28,5 m/s	18,4 m/s
	$l_{inj} = 70 \text{ mm}$	35,4 m/s	21,9 m/s
	$l_{inj} = 100 \text{ mm}$	39,6 m/s	24,0 m/s
Theoretische Gasgeschwindigkeit v_g		56,6 m/s	31,8 m/s
Trärgasfluss $\dot{V}_{inj} = 14 \text{ slpm}$			
Mittlere Partikelgeschwindigkeit v_p	$l_{inj} = 40 \text{ mm}$	59,0 m/s	37,7 m/s
	$l_{inj} = 70 \text{ mm}$	75,2 m/s	45,6 m/s
	$l_{inj} = 100 \text{ mm}$	86,2 m/s	50,5 m/s
Theoretische Gasgeschwindigkeit v_g		132,0 m/s	74,3 m/s

Die Ergebnisse könnten zu der Annahme verleiten, dass eine weitere Erhöhung der Länge des Injektors zu einer weiteren Erhöhung der Partikelgeschwindigkeiten führen würde. Theoretisch ist dies für einen vollständig glatten Injektor korrekt, mit höherer Injektorlänge würden sich die Partikel immer asymptotisch der Gasgeschwindigkeit annähern. Praktisch gesehen ist es jedoch bereits eine große Herausforderung Injektoren mit den hier betrachteten Längen von $l_{inj} = 100 \text{ mm}$ zu fertigen. Zudem wird aufgrund der asymptotischen Annäherung der Effekt der Verlängerung des Injektors immer kleiner. Daher ist eine Betrachtung noch größerer Injektorlängen nicht zielführend.

Im Folgenden werden diese simulierten Werte mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Dabei ist zu beachten, dass die Ergebnisse in Bezug auf die absoluten Partikelgeschwindigkeiten nicht exakt übereinstimmen dürften. Die Modelle geben eine idealisierte Darstellung der Realität wieder. Sie berücksichtigen nur den Einfluss der Geometrie des Injektors und lassen Effekte im Zusammenhang mit der Oberflächenrauheit oder der Kollision zwischen den Partikeln und der Injektorwand außer Acht. Ebenso werden in den Simulationen alle Partikelgrößen erfasst. In den Messungen ist hingegen davon auszugehen, dass größere Partikel besser und damit häufiger detektiert werden als kleinere Partikel. Obwohl die berechneten Werte von den gemessenen Werten abweichen können, sollten die beobachteten Tendenzen übereinstimmen.

In Abbildung 5.13 und Abbildung 5.14 werden die simulierten Partikelgeschwindigkeiten den gemessenen Werten gegenübergestellt. Grundsätzlich kann beobachtet werden, dass im Experiment die Partikelgeschwindigkeit mit zunehmendem Trägergas ansteigt. Die Zunahme ist dabei nicht linear, sondern flacht für höhere Trägergasströme im Fall aller Injektoren merklich ab. Ebenso ist ersichtlich, dass die Injektoren mit niedrigem Innendurchmesser $d_{inj} = 1,5$ mm, dargestellt in Abbildung 5.14, zu höheren mittleren Partikelgeschwindigkeiten im Vergleich zu den Injektoren des Innendurchmessers $d_{inj} = 2$ mm aus Abbildung 5.13 führen. Diese beobachteten Tendenzen stimmen mit den vorhergesagten Einflüssen der Änderungen der Geometrie und des Trägergasstromes aus den Simulationen überein.

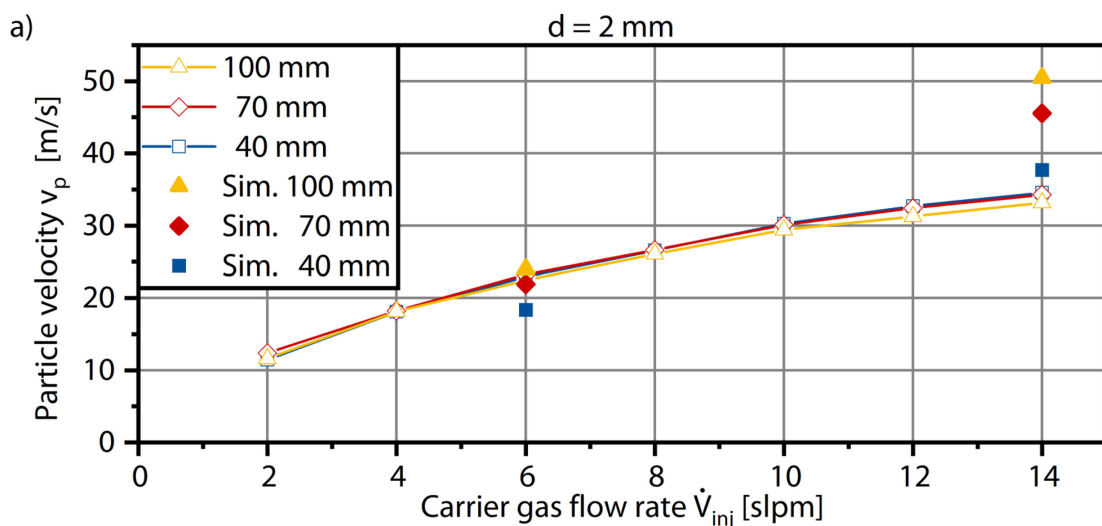


Abbildung 5.13: Gemessene und simulierte mittlere Partikelgeschwindigkeit am Injektor-
ausgang für $d_{inj} = 2$ mm [BÖK+19c]

In Bezug auf den Einfluss der Injektorlängen zeigt sich jedoch ein anderes Bild: Im Fall des Innendurchmessers $d_{inj} = 2$ mm scheinen die unterschiedlichen Längen kaum bis keinerlei Einfluss auf die experimentell ermittelte Partikelgeschwindigkeiten zu haben. Auch im Fall des kleineren Innendurchmessers $d_{inj} = 1,5$ mm in Abbildung 5.14 entspricht der Effekt der Längenänderung nicht den Vorhersagen der Simulationen. So führt zwar der längste Injektor mit $l_{inj} = 100$ mm zu den höchsten mittleren Partikelgeschwindigkeiten. Gleichzeitig liegen die gemessenen Partikelgeschwindigkeiten der Länge $l_{inj} = 70$ mm jedoch durchweg unter den Geschwindigkeiten des kürzeren Injektors mit $l_{inj} = 40$ mm. Hier widersprechen die Ergebnisse sogar den vorhergesagten Tendenzen der Simulationen.

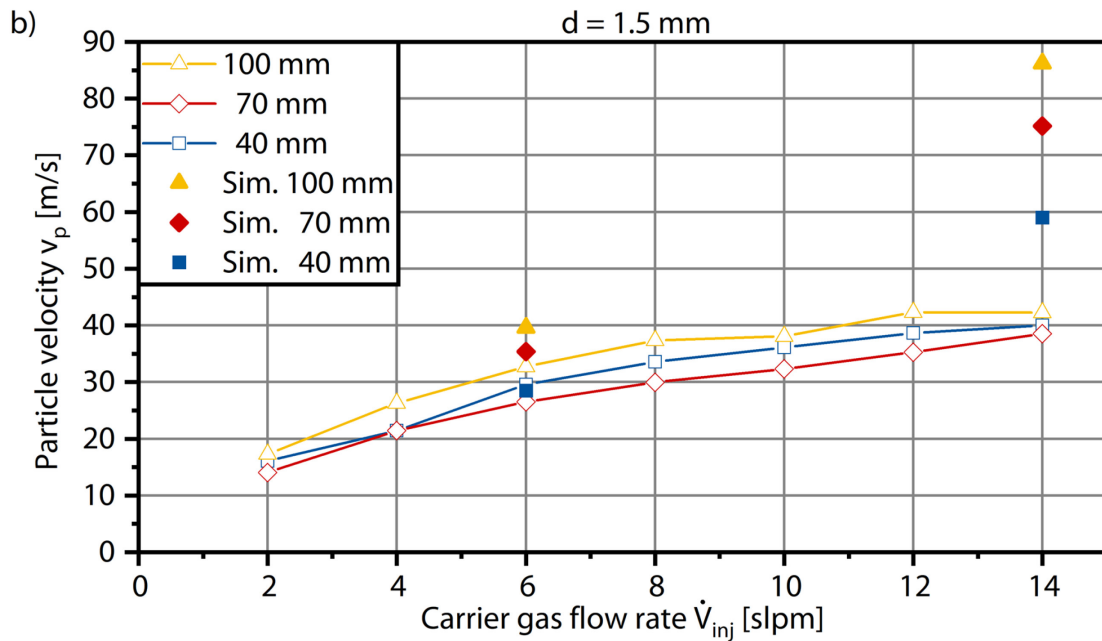


Abbildung 5.14: Gemessene und simulierte mittlere Partikelgeschwindigkeit am Injektorausgang für $d_{inj} = 1,5 \text{ mm}$ [BÖK+19c]

Zusammengenommen kann der vorhergesagte Effekt nicht durch die durchgeführten Untersuchungen bestätigt werden. Eine mögliche Erklärung für diese Diskrepanz könnte die nicht berücksichtigte Oberflächenrauheit der Injektorinnenwand sein. Diese ist inhärent für die gewählte Fertigungsroute und eine einheitliche Rauheit konnte bei der Fertigung nicht sichergestellt werden. Daher könnten hohe Rauheiten der Injektorinnenwand den eigentlich vorhandenen Effekt der Injektorlänge unterdrücken. Ähnliche Effekte sind aus der Literatur bekannt. So konnte in [BMD+05, SFL02] beobachtet werden, dass unterschiedliche Verschleißzustände der Injektoren, die letztendlich auch die Rauheit beeinflussen, einen signifikanten Einfluss auf die Partikelinjektion haben.

Um diese These zu überprüfen, wurden die Injektoren anschließend noch einmal vermessen und der Mittenrauwert R_a im Bereich des messbar zugänglichen Injektorausgangs bestimmt. Ebenso wurden im Vergleich die Standardinjektoren hinsichtlich ihrer Rauheit und Partikelgeschwindigkeiten vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.15 für einen Trägergasstrom von $\dot{V}_{inj} = 14 \text{ slpm}$ dargestellt. Der hohe Trägergasstrom wird hier gewählt, da hier laut Vorhersage der Simulationen die Effekte der Injektorlängen besonders groß sein sollen. Als Vergleichswert für die Rauheit wird der arithmetische Mittenrauwert herangezogen.

Dieser ist, wie später auf S. 74 in Abschnitt 5.3.2 beschrieben, maßgebend für die Interaktionen zwischen dem Fluid und der Wand.

Wie zuvor gesehen, sind die Geschwindigkeiten der Partikel am Injektoraustritt der am IOT gefertigten Injektoren mit $d_{inj} = 2$ mm alle sehr ähnlich. Allerdings ist nun auch ersichtlich, dass die Mittenrauheiten R_a der längeren Injektoren dieses Durchmessers höhere Werte aufweisen. Diese Rauheiten sind vermutlich ursächlich für den ausbleibenden Effekt der Injektorverlängerung. Diese Vermutung wird dadurch untermauert, dass der kommerziell verfügbare Injektor mit $d_{inj} = 2$ mm eine deutlich geringere Rauheit aufweist und zu einer ca. 11 % höheren Partikelgeschwindigkeit führt.

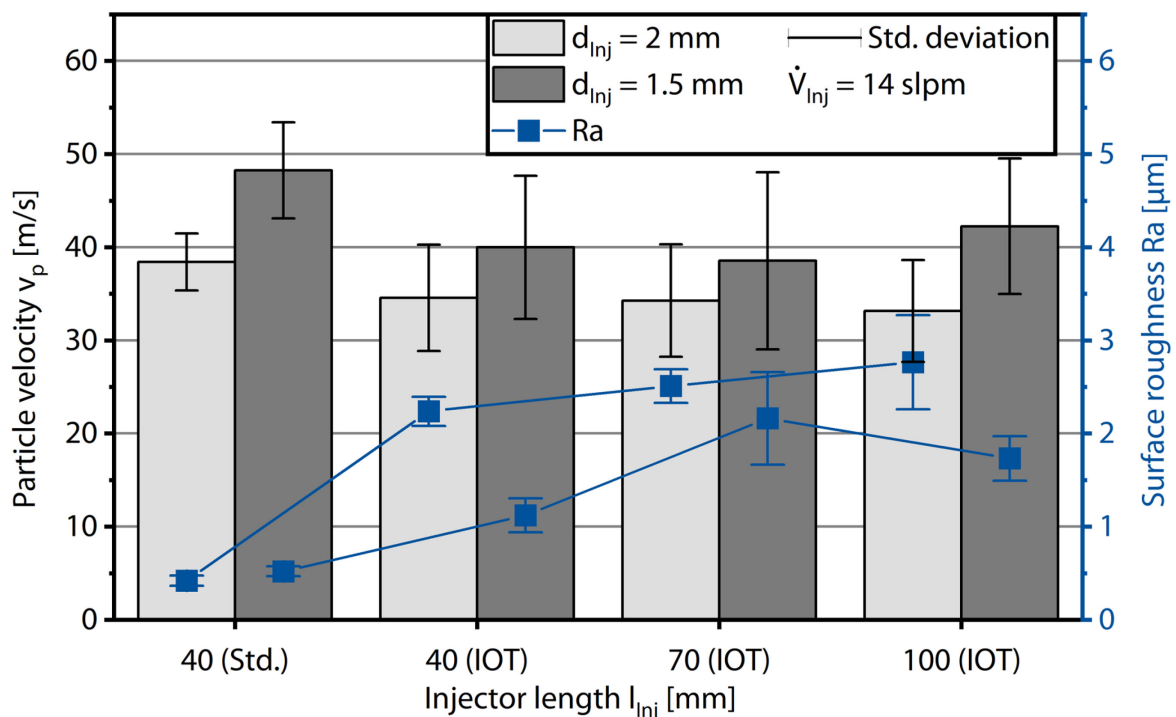


Abbildung 5.15: Gemessenen Partikelgeschwindigkeiten v_p für die unterschiedlichen Injektorgeometrien und ermittelte Mittenrauheit R_a [BÖK+20b]

Ähnliche Beobachtungen können für den Innendurchmesser $d_{inj} = 1,5$ mm gemacht werden: Die Geschwindigkeit der Partikel nimmt zwar beim Übergang von der Länge $l_{inj} = 40$ mm zu $l_{inj} = 100$ mm leicht zu, im Fall von $l_{inj} = 70$ mm ist diese jedoch niedriger. Auch hier liegt erneut der Mittenrauheitswert R_a des Injektors der Länge $l_{inj} = 70$ mm über den Werten der beiden am IOT gefertigten Injektoren. Wie auch zuvor sind die Partikelgeschwindigkeiten für

den kommerziellen Injektor mit der Standardlänge von $l_{inj} = 40$ mm deutlich höher: Diese liegen etwa 21 % über den Geschwindigkeiten des IOT-Injektors derselben Länge. Diese Ergebnisse können allerdings nicht als abschließend verifiziert gelten, da die Rauheitsmessungen nur an der Spitze der Injektoren durchgeführt wurden und nur jeweils ein Injektor untersucht wurde. Für eine abschließende Beurteilung wären hier weitere Untersuchungen mit mehreren vergleichbar gefertigten Injektoren und Messungen der Rauheit über gesamte Länge der Injektoren notwendig.

5.2.4 Zwischenfazit

Da die in diesem Abschnitt entwickelten Modelle den Einfluss jeglicher Oberflächenrauheit auf die Gasgeschwindigkeit und vor allem auf das Kollisionsverhalten der Partikel mit der Wand vernachlässigen, stellen die Simulationsergebnisse den alleinigen Einfluss der Geometrie auf die Partikelwerte dar. In den numerischen Modellen wurde die Kollision zwischen Wand und Partikel als voll elastisch angenommen, wobei die senkrechten und parallelen Restitutionskoeffizienten $e_{\perp} = e_{\parallel} = 1$ sind. Dies bedeutet, dass ein auftreffender Partikel bei gleicher Geschwindigkeit und unter dem gespiegelten Einfallswinkel perfekt reflektiert wird. Einerseits führt dies zu einer Überschätzung der Partikelgeschwindigkeiten, insbesondere bei höheren Trägergasdurchsätzen. Andererseits ermöglicht dies, den Einfluss der Injektorgeometrie unabhängig von Rauheitseffekten vorherzusagen. Unter der Annahme, dass ein präziserer Fertigungsprozess der Injektoren in Zukunft zu glatteren Innenoberflächen führt, ist zu erwarten, dass die Geometrieänderungen zu entsprechend höheren Partikelgeschwindigkeiten am Injektorausgang führen.

Eine weitere wichtige Erkenntnis aus den hier beobachteten Ergebnissen ist, dass die Rauheit der Injektoren und ggf. auch des Schlauchs, welche bisher nicht betrachtet wurde, eine in den Simulationen nicht zu vernachlässigende Größe darstellt. Daher wird diese in den Simulationen der nachfolgenden Plasmafreistrahlsimulationen berücksichtigt.

5.3 Modellierung des Plasmafreistrahls

Alkhasli [Alk21] hat sich in seinen Arbeiten intensiv mit der Wärmeübertragung innerhalb einzelner Partikel im Plasmafreistrahls [BÖK+17, BÖK+19a] und den Auswirkungen agglomerierter Morphologien von Partikeln im Plasmafreistrahls [BÖK+20a] auseinandergesetzt. Die Arbeiten geben einen tiefen Einblick in das Aufheiz- und Beschleunigungsverhalten von Partikeln im Plasmafreistahl sind aber gleichzeitig numerisch aufwändig. Daher werden in dieser Arbeit weiterhin der Euler-Lagrange-Ansatz mit einer mittleren Partikeltemperatur zur Modellierung des Partikels als Punkt im Kontinuum verwendet. Dabei knüpft das hier genutzte Modell direkt an die Modellierungen des Plasmafreistrahls aus [BÖS+17] an.

In Abbildung 5.16 ist der genutzte Freistrahls zu sehen. Das Berechnungsnetz wird von den vorangegangenen Simulationen übernommen, da sich dieses bereits umfassend bewährt hat. Es ist aus 2.363.272 Elementen aufgebaut, bestehend aus Tetraeder, Pyramiden, Hexaeder und Pentaedern. Am Inlet werden die berechneten Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile des Plasmageneratorsausgangs als Eingangsgrößen verwendet. Um für alle simulierten Prozessparameter vergleichbare Injektionsbedingungen zu schaffen, wird am Injektor einheitlich ein Trägergasstrom von $\dot{V}_{inj} = 5$ slpm und eine Pulverförrerate von $\dot{m}_p = 16,75$ g/min angelegt. Die Berechnungen werden in ANSYS CFX 21.2 durchgeführt und benötigen ca. 1 h 35 min.

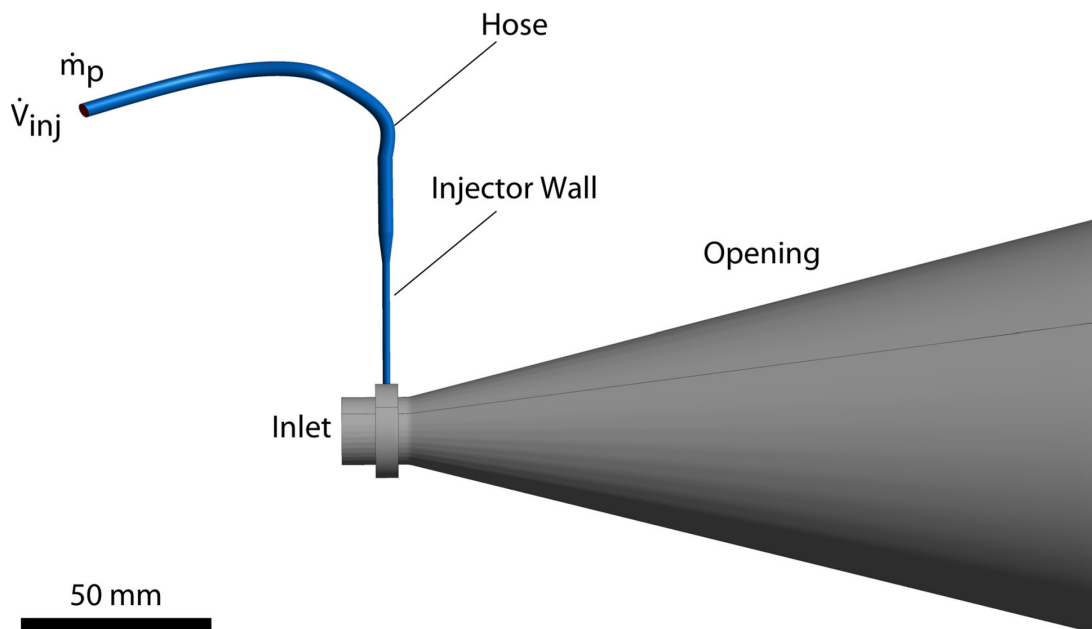


Abbildung 5.16: Aufbau des Modells zur Modellierung des Freistrahls

5.3.1 Spritzzusatzwerkstoff

Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich ein geschmolzen und gebrochenes Al_2O_3 -Pulver – Amdry™ 6062, Oerlikon Metco, Wohlen, Schweiz - in der nominalen Partikelgrößenverteilung von $-45+22\ \mu\text{m}$ als Spritzzusatzwerkstoff betrachtet. Der Werkstoff weist laut Hersteller eine Reinheit von über 99,5 % Al_2O_3 auf mit lediglich kleinen Resten von weiteren Fe-, Na-, Si- und Ca-Oxiden [Oer20]. Daher wird für die Modellierung ein reines Al_2O_3 betrachtet. Durch das Brechen entsteht eine kantige Form, welche in Abbildung 5.17 dargestellt ist.

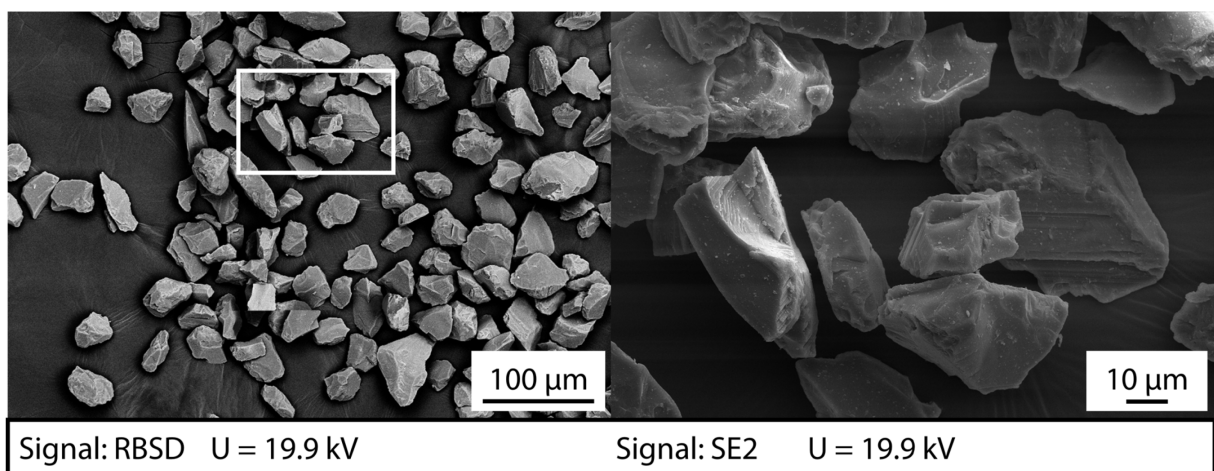


Abbildung 5.17: Partikelform des Spritzzusatzwerkstoffes unter dem Rasterelektronenmikroskop

In Abbildung 5.18 ist das Ergebnis der optisch ermittelten Partikelgrößenverteilung dargestellt. Die Partikelgrößen werden mit dem Partikel-Bildanalysesystem Morphologi G2, Malvern Instruments Ltd., Worcestershire, UK, ermittelt. Aus der Analyse geht hervor, dass 90 % des Volumens zwischen den Partikeldurchmessern $d_{v,5} = 24,5\ \mu\text{m}$ und $d_{v,95} = 62,5\ \mu\text{m}$ liegen. Diese Werte weichen vor allem hinsichtlich der oberen Grenze deutlich von der Angabe im Bereich $-45+22\ \mu\text{m}$ ab. Allerdings gibt der Hersteller für seine Pulver lediglich an, dass der „Hauptanteil der Pulverwerkstoffe [...] innerhalb der angegebenen nominalen Partikelgrößenverteilung für das Produkt“ [Oer17] liegt und trifft keine Aussage darüber, wie groß der Anteil innerhalb der genannten Grenzen ist. Es kann davon ausgegangen werden, dass er sich dabei nach der gültigen Norm für die Zusammensetzung und technischen Lieferbedingungen für Pulver im Thermischen Spritzen richtet [DIN17]. Dieser Norm entsprechend dürfen - bei dem vom Hersteller für diesen Partikelgrößenbereich eingesetzten

Messverfahren der Laserstrahlstreuung - max. 25 % der Partikel über der genannten Obergrenze von $45\text{ }\mu\text{m}$ liegen. Dies stimmt sehr gut mit dem gemessenen Wert für die Grenze von $d_{v,75} = 46,65\text{ }\mu\text{m}$ überein. Für die Untergrenze dürfen laut Norm nur 5 % der Partikel die genannte Größe unterschreiten. Hier liegt die angegebene Untergrenze von $22\text{ }\mu\text{m}$ sehr nah an dem gemessenen Wert von $d_{v,5} = 24,5\text{ }\mu\text{m}$.

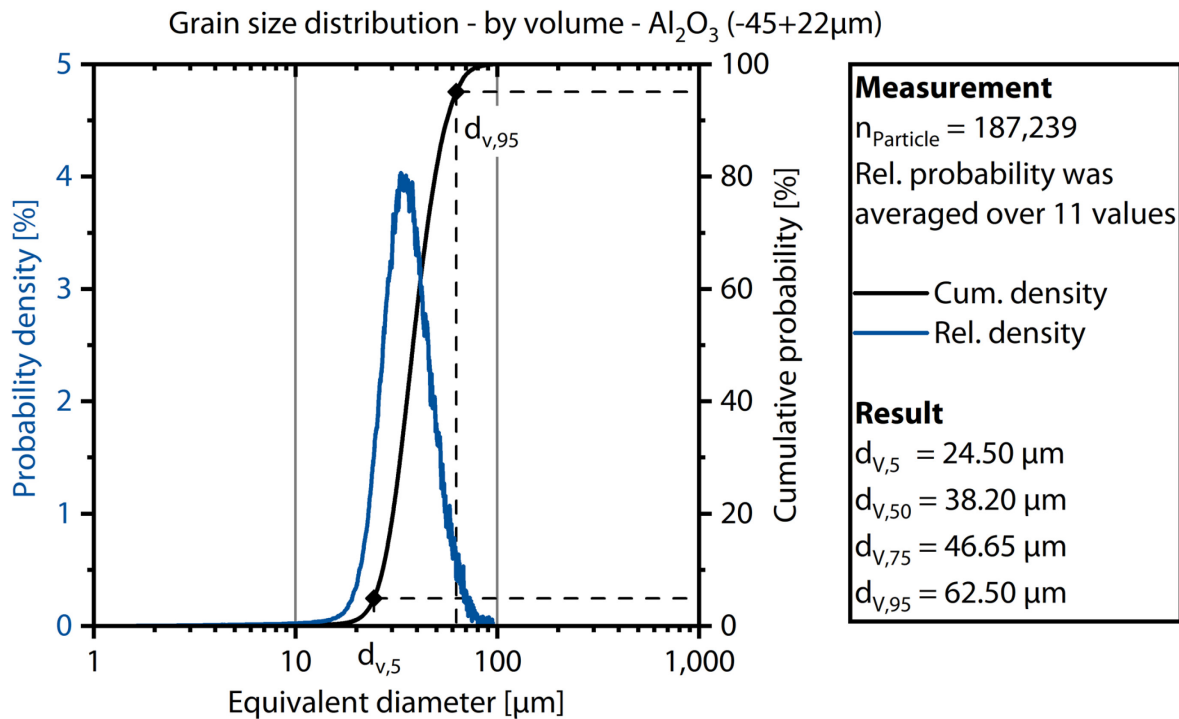


Abbildung 5.18: Optisch ermittelte Partikelgrößenverteilung des Spritzzusatzwerkstoffes Al_2O_3 Amdry 6062

Bei der Betrachtung des Spritzzusatzwerkstoffes während des Aufheizens in den gewählten Modellen wird davon ausgegangen, dass der Werkstoff als reines $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ vorliegt. Zur Bestätigung dieser Annahme wurden XRD-Messungen vom Spritzzusatzwerkstoff durchgeführt. Der resultierende Messschrieb ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Es ist gut ersichtlich, dass diese Annahme zutrifft; die Peaks des vermessenen Spritzzusatzwerkstoffes stimmen mit den Peaks der Karte ICDD-PDF 01-088-0826 überein.

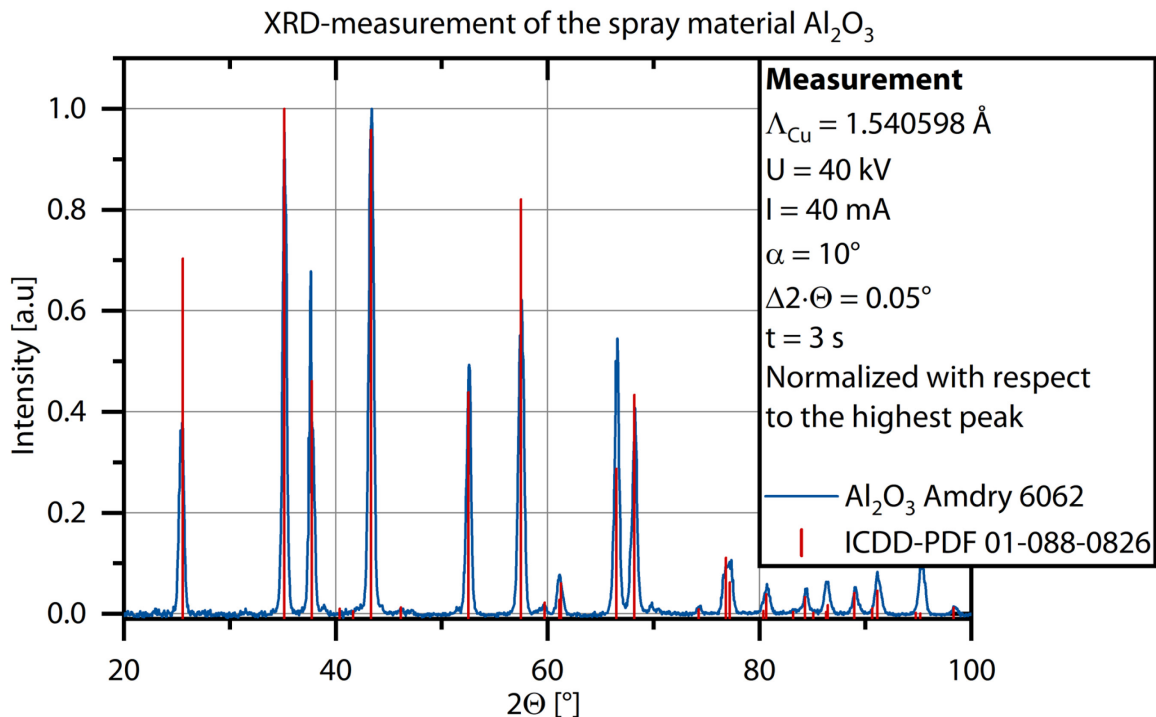


Abbildung 5.19: XRD-Messung des Spritzzusatzwerkstoffes Al_2O_3 zum Nachweis der Phasenzusammensetzung aus $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$

In den Simulationen kann die experimentell ermittelte Partikelgrößenverteilung aus Abbildung 5.18 nicht direkt übernommen werden. In diesen können nur der minimale d_{\min} , mittlere d_{mean} und maximale Durchmesser d_{\max} , sowie eine Standardabweichung σ der Partikelgrößenverteilung festgelegt werden. Da diese Werte keine Entsprechungen in den gemessenen Werten haben, können sie nur iterativ angepasst werden. In Abbildung 5.20 sind die in den bisherigen Simulationen – sowohl hier in Abschnitt 5.2 als auch in den vorangegangenen Modellen des CMA – genutzte Partikelgrößenverteilung in Grau und die in den Messungen ermittelte Verteilung in Blau nebeneinander dargestellt. Zum direkten Vergleich werden die Verteilungen von 187.239 gemessenen Partikeln mit der Verteilung von 100.000 in den Simulationen durch Ansys CFX erstellten Partikeln gegenübergestellt. Es ist ersichtlich, dass die bisher genutzte graue Verteilung die Partikeldurchmesser leicht überschätzt. Daher wurde die in den Simulationen genutzte Partikelgrößenverteilung in mehreren Iterationen angepasst, um der experimentell ermittelten Verteilung besser zu entsprechen. Diese neue Verteilung ist in Abbildung 5.20 in Rot dargestellt. Die Verteilung liegt deutlich näher an der experimentell ermittelten Verteilung und sollte daher zu präziseren Ergebnissen bei der Durchführung der Simulation führen.

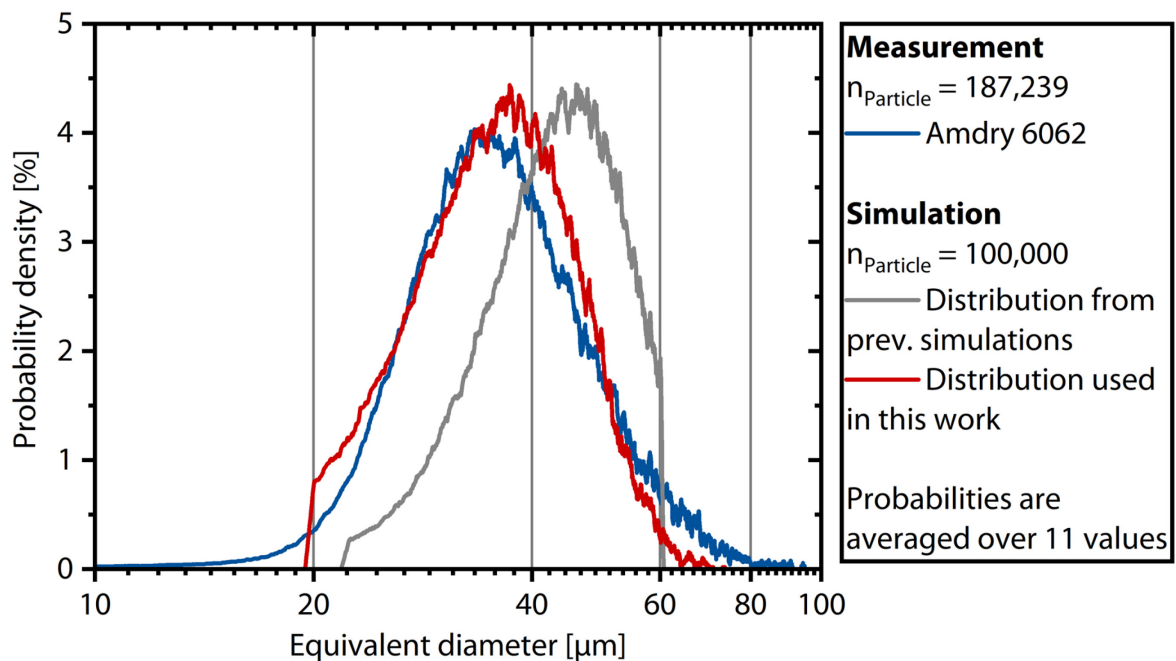


Abbildung 5.20: Gemessene Partikelgrößenverteilung des Spritzzusatzwerkstoffes Amdry 6062 im Vergleich mit den simulierten Partikelgrößenverteilung

Die von Ansys CFX genutzten Parameter zur Erzeugung einer solchen Verteilung entsprechen nicht den experimentell angegebenen Durchmessern. Daher wurden diese zur Findung der hier dargestellten Verteilung iterativ angepasst. Die final in der Simulation genutzten Werte zur Erzeugung dieser neuen Partikelgrößenverteilung sind in Tabelle 5.4 gegeben. Dabei wurde eine auf die Masse bezogene Normalverteilung als Verteilungsform gewählt.

Tabelle 5.4: Verwendete Partikeldurchmesser in den Simulationen

Größe	[μm]
Minimaler Durchmesser d_{\min}	19,75
Maximaler Durchmesser d_{\max}	74,5
Mittlerer Durchmesser d_{mean}	27,5
Standardabweichung σ	11

Um zu untersuchen, welchen Einfluss die Änderung der Partikelgrößenverteilung auf die Partikelgeschwindigkeiten und -temperaturen hat, wurde eine entsprechend vergleichende Simulation durchgeführt. Die Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten sind im Spritz-

abstand von $d_s = 100$ mm in Abbildung 5.21 dargestellt. Aus dem Diagramm ist zunächst direkt ersichtlich, dass vor allem im Bereich von niedrigen Partikeldurchmessern eine große Anzahl an zusätzlichen Datenpunkten erzeugt wird, die in der ursprünglichen Partikelgrößenverteilung nicht vorhanden sind. Gleichzeitig nimmt die Dichte der Datenpunkte im Bereich höherer Partikeldurchmesser leicht ab. Aufgrund der nun leicht breiteren Verteilung werden jedoch auch die großen Partikeldurchmesser berücksichtigt. Um eine möglichst realitätsgetreue Abbildung der Partikel zu ermöglichen, ist der Einbezug der neuen Verteilung notwendig.

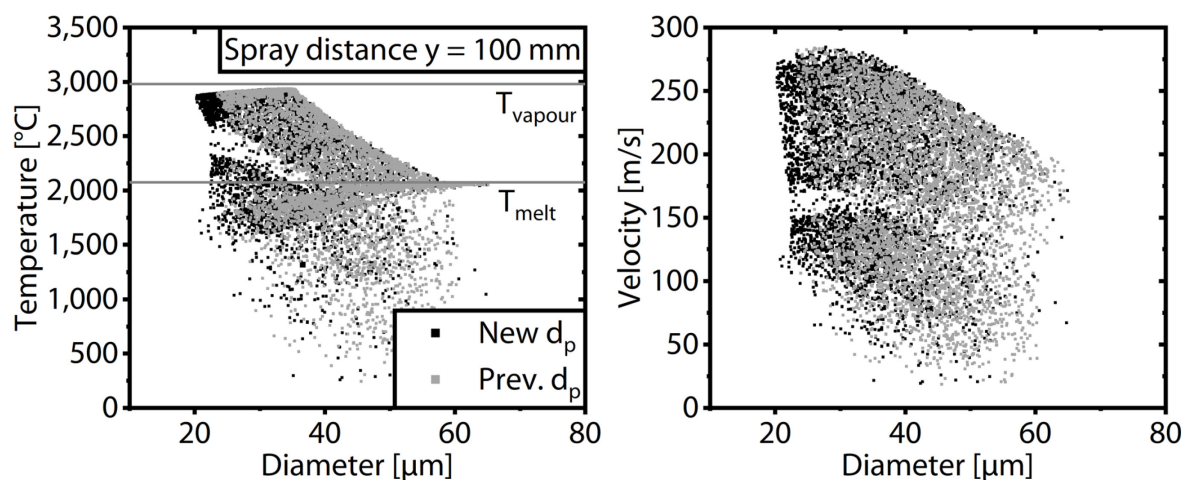


Abbildung 5.21: Simulierte v_p und T_p des Prozessparameters D im Spritzabstand $y = 100$ mm für die ursprüngliche und neue Partikelgrößenverteilung

5.3.2 Interaktionen des Fluids und der Partikel mit dem Injektor und Schlauchwand

Im vorangegangenen Abschnitt 5.2 wurde deutlich, dass aufgrund der häufigen Stöße der Partikel mit der Injektorwand die Abbildung der Interaktion zwischen Partikeln und Wand und die Interaktion zwischen dem Fluid und der Wand elementar für die korrekte Berechnung der finalen Partikelgeschwindigkeiten ist.

Interaktion Partikel-Wand

Diese Interaktion zwischen den Partikeln und der Wand kann zum einen durch die Stoßzahl e , die auch Restitutionskoeffizient genannt wird, beschrieben werden. In Abbildung 5.22 ist diese Interaktion exemplarisch beschrieben. Der Restitutionskoeffizient kann in einen senkrechten $e_{\perp} = \frac{v'_y}{v_y}$ und einen parallelen Koeffizienten $e_{\parallel} = \frac{v'_x}{v_x}$ unterteilt werden. Für die Simulationen in diesen Untersuchungen wird ein komplett elastischer Stoß zwischen den

Partikeln und der Wand angenommen. Dies bedeutet, dass für die Simulationen ein paralleler und ein senkrechter Restitutionskoeffizient von $e_{\perp} = e_{\parallel} = 1$ angenommen wird. Kollisionen zwischen den Partikeln werden nicht betrachtet, da hier davon ausgegangen wird, dass diese nur selten auftreten und eine Integration dieser Kollision zu einem Four-Way-Coupling und damit erhöhten Rechenzeiten führen würde.

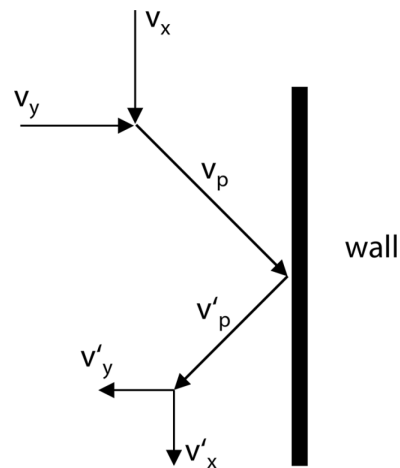


Abbildung 5.22: Geschwindigkeitsverhältnisse beim Stoß der Partikel mit der Injektorwand
[BÖK+20b]

Neben diesem regulären Stoß zwischen Partikel und Wand, welcher im Wesentlichen auf der Kombination der Werkstoffe von Wand und Partikel beruht, gilt es auch den Einfluss der Wandrauheit auf die Partikel-Wand-Kollision zu berücksichtigen. Dafür kann das Modell nach Sommerfeld-Frank verwendet werden. Dieses Modell orientiert sich an dem von Sommerfeld vorgeschlagenen virtuellen Wandmodell [Som92] und wurde von Frank adaptiert [Fra92]. Es handelt sich um eine Simulation der Wandrauheit bei der angenommen wird, dass das Partikel mit einer virtuellen Wand kollidiert, die eine Neigung γ in Bezug auf die Ebene hat. Durch diese Neigung entspricht der Ausgangswinkel nicht mehr dem Eingangswinkel nach der durchgeführten Kollision. Die virtuelle Wand ist in einem Winkel relativ zur realen Wand geneigt. Die Standardabweichung des Neigungswinkels hängt vom Partikeldurchmesser und dem Rauheitswerte der Wand ab. Schematisch ist dies in Abbildung 5.23 zu sehen.

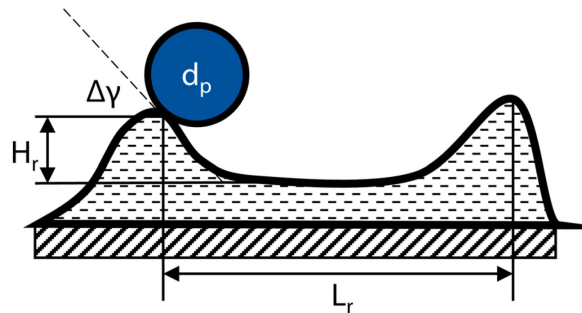


Abbildung 5.23: Schematische Darstellung der Interaktion Partikel-Wand nach Sommerfeld-Frank

Laut dem Modell von Sommerfeld-Frank wird der Neigungswinkel aus einer Gaußschen Verteilung mit einem Mittelwert von 0° und einer Standardabweichung $\Delta\gamma$ bezogen:

$$\Delta\gamma = \begin{cases} \arctan \frac{2\Delta H_r}{L_r} & \text{wenn, } d_p < \frac{L_r}{\sin(\arctan \frac{2H_r}{L_r})} \\ \arctan \frac{2H_r}{L_r} & \text{wenn, } d_p > \frac{L_r}{\sin(\arctan \frac{2H_r}{L_r})} \end{cases} \quad \text{Gleichung 5.10}$$

$\Delta\gamma$	Standardabweichung des Neigungswinkels
H_r	Mittlere Rauheitshöhe
ΔH_r	Standardabweichung der Rauheitshöhe
d_p	Partikeldurchmesser
L_r	Abstand zwischen Rauheitsspitzen

In dem Modell von Sommerfeld-Frank gibt es keine eindeutigen Entsprechungen der genannten Rauheitsgrößen mit genormten Größen nach [DIN22]. Hier werden daher entsprechend der Beschreibungen die gemittelte Rautiefe R_z für die mittlere Rauheitshöhe H_r und der mittlere Rillenabstand R_{Sm} für den Abstand zwischen den Rauheitsspitzen L_r verwendet. Für die Bestimmung dieser Rauheitswerte wurden Messungen am konfokalen Lasermikroskop durchgeführt und die Oberflächenkennwerte eines Schlauchstücks und des Injektors entsprechend der Tabelle 4.1 bestimmt.

Tabelle 5.5: Rauheitskennwerte des Pulverschlauchs und des Injektors

Rauheitskennwert	Pulverschlauch	Injektor
$L_r = R_{Sm}$	2.241,33 μm	192,46 μm
$H_r = R_z$	45,31 μm	2,44 μm
$\Delta H_r = \Delta R_z$	9,04 μm	0,57 μm

Interaktion Fluid-Wand

Die Oberflächenrauheit kann neben der Kollision der Partikel mit der Wand auch die Strömung selbst beeinflussen. Eine höhere Rauheit kann in wandnahen Bereichen zur Erhöhung der Wandschubspannungen führen und dadurch beispielsweise die Turbulenzeffekte erhöhen. Daher sind für die Modellierung der Interaktion Fluid-Wand die Wandrauheitswerte entscheidend, um genaue Ergebnisse erzielen zu können.

Historisch wurden Zusammenhänge zwischen der Oberflächenrauheit und dem daraus resultierenden Druckverlust im Moody-Diagramm dargestellt. Dieses wurde bereits im Jahr 1944 von Lewis F. Moody erstellt und diente zur Berechnung des Druckverlustes in Rohrleitungen für laminare oder turbulente Strömungen. Dabei wurden die Rauheiten im Moody-Diagramm als aufgeraute Rohroberflächen durch das Auftragen einer Einzellige aus Sand auf diesen Innenflächen definiert. Diese Sand-Grain-Roughness ϵ entspricht durchschnittlichen Durchmesser der Sandkörner. Dies ist schematisch in Abbildung 5.24 dargestellt.

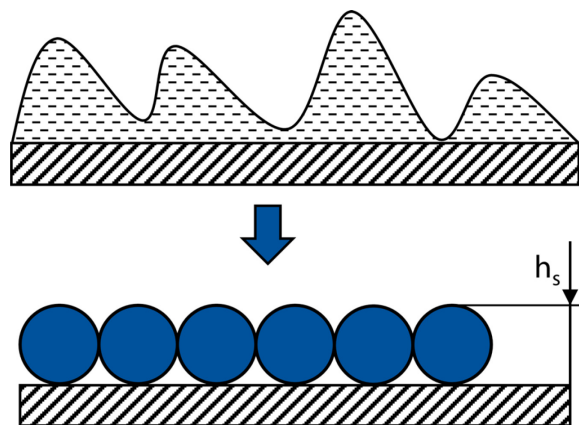


Abbildung 5.24: Schematische Darstellung der Sand-Grain-Roughness

Die notwendigen Rauheitswerte für das Sand-Grain-Roughness-Modell können nicht direkt von bestehenden Rauheitswerten übernommen werden, da dies in Strömungsberechnungen

zu deutlichen Abweichungen im Ergebnis führen würde. Mit der untenstehenden Relation lässt sich jedoch die äquivalente Sand-Grain-Roughness berechnen [AGW12]:

$$\varepsilon = 5,863 \cdot R_a \quad \text{Gleichung 5.11}$$

ε	Sand-Grain Roughness
R_a	Arithmetischer Mittenrauwert

Basierend auf den oben genannten Messungen der Oberflächenkennwerte wurden daher die Sand-Grain-Roughness der Schlauchwand mit $\varepsilon_{\text{hose}} = 5,863 \cdot 2,945 \mu\text{m} = 17,267 \mu\text{m}$ und des Injektors mit $\varepsilon_{\text{inj}} = 5,863 \cdot 0,419 \mu\text{m} = 2,457 \mu\text{m}$ festgelegt.

Auswirkung der Interaktionen Partikel-Wand und Fluid-Wand

In Abbildung 5.25 sind die Auswirkungen der Annahmen zur Beschreibung der Rauheit auf die Partikel im Bereich der Partikelinjektion zu sehen. Links ist die Partikelinjektion ohne jeden Rauheitseinfluss dargestellt: In diesem Fall treten die Partikel relativ parallel zur Injektorachse aus dem Injektor aus, bevor sie vom Plasmafreistrahle abgelenkt und beschleunigt werden. Auf der rechten Seite ist die Injektion unter dem kombinierten Einfluss der Sand-Grain-Roughness und des Modells nach Sommerfeld-Frank abgebildet. Die Partikel treten breiter aufgefächert aus dem Injektor aus bevor sie in das Plasma eindringen. Diese Auffächerung kann stromabwärts zu unterschiedlichen Positionen der einzelnen Partikel führen.

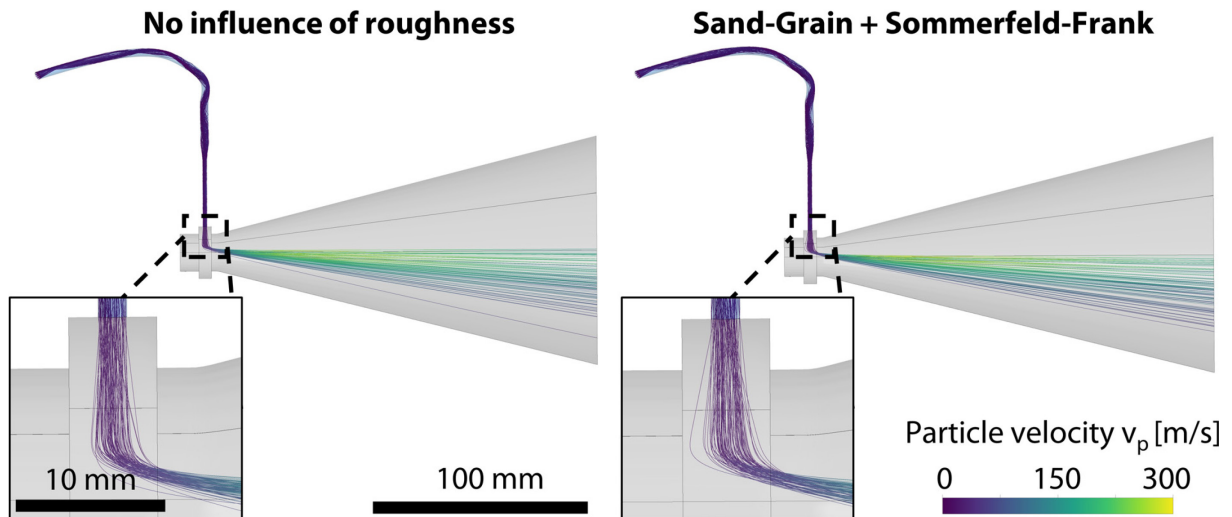


Abbildung 5.25: Einfluss der Rauheit des Schlauchs und des Injektors auf die Partikelflugbahn bei Parameter D

Um diesen stochastischen Prozess einzuordnen, wurden in Abbildung 5.26 die Positionen der Partikel bei einem Spritzabstand von $d_s = 100$ mm für die beiden unterschiedlichen Modellannahmen aus der Perspektive des Plasmagenerators dargestellt. Zunächst ist die allgemeine Form der Partikelverteilung auffällig. Die Partikel bilden die Form eines umgedrehten V; dabei finden sich die meisten Partikel links unterhalb des Zentrums des Plasmagenerators wieder. Ursächlich für diese Form ist der Plasmafreistrah, welcher auf die Partikel wie ein Strahlteiler wirkt. So haben die Partikel für diesen Parameter keine ausreichend hohe Geschwindigkeit, um das Plasma komplett zu durchdringen. Daher landen sie im Verlauf ihres Flugs links oder rechts vom Plasmafreistrah. Hinzu kommt die, aus der Gaseinleitung im Plasmagenerator stammende, Rotation des Plasmafreistrahls. Das gegen den Uhrzeigersinn rotierende Plasmagas transportiert einen Großteil der Partikel auf die linke Seite des Plasmafreistrahls.

Darüber hinaus ist in Abbildung 5.26 auch der Effekt der Rauheit zu erkennen. In Grau sind die Partikelpositionen ohne Einfluss der Rauheit abgebildet. Dahinter liegend, in Schwarz, sind die Positionen der Partikel, welche mit der rauen Injektorwand interagiert haben, dargestellt. Es kann ein ähnlicher Effekt, wie in Abbildung 5.25 beobachtet werden: Die Partikelflugbahnen werden weiter aufgefächert und daher streuen die Positionen über einen größeren Bereich. Der absolute Effekt ist aufgrund der geringen Rauheit der hier betrachteten Injektoren zwar überschaubar, trägt aber zu einer genaueren Beschreibung des Modells bei. In

[Fis02] wurde experimentell untersucht, dass stärkerer Injektorenverschleiß einen direkt beobachtbaren Einfluss auf die Partikeltrajektorien hat. Daher wird der Einfluss der Rauheit in den Simulationen im Folgenden berücksichtigt und trotz des geringen Effektes nicht vernachlässigt. Zukünftig könnte das Modell dann auch dazu genutzt werden diesen Effekt vorherzusagen und ggf. zu kompensieren.

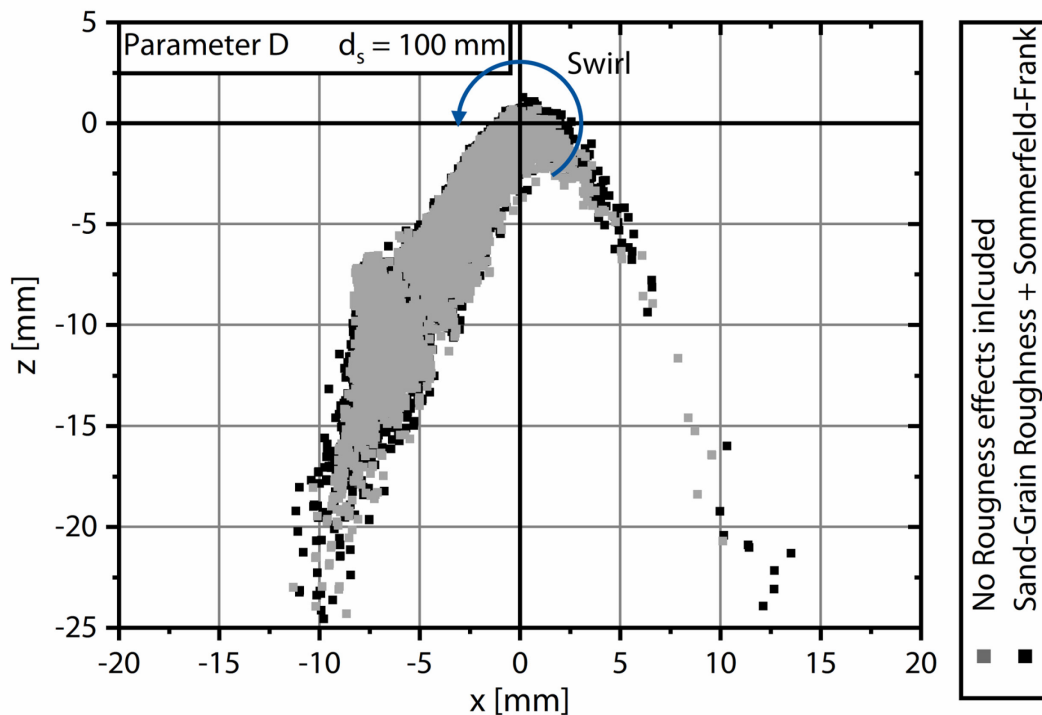


Abbildung 5.26: Einfluss der zwei Modelle zur Abbildung der Rauheit des Schlauchs und des Injektors auf die Partikelpositionen im Freistrahlfür Prozessparameter D

5.3.3 Wärme- und Stofftransport der Partikel im Plasmafreistrahlf

In den Arbeiten von [Alk21] wurden Ansätze entwickelt den Temperaturverlauf innerhalb der Partikel auch in den Plasmafreistrahlsimulationen aufzulösen. Für Partikel mit sehr geringen Wärmeleitfähigkeiten und im Fall von großen Partikeldurchmessern sind die Temperaturunterschiede innerhalb des Partikels so groß, dass die Annahme einer konstanten Temperatur nicht getroffen werden kann. Dies kann anhand der Biot-Zahl Bi in Gleichung 5.12 festgemacht werden:

$$Bi = \frac{L_c \cdot h}{\kappa_p} \quad \text{Gleichung 5.12}$$

Bi	Biot-Zahl
L_c	Charakteristische Länge
h	Wärmeübergangskoeffizient
κ_p	Wärmeleitfähigkeit des Partikels

Die charakteristische Länge L_c entspricht für die betrachteten Partikel dem Partikeldurchmesser d_p . In seiner Arbeit zeigt Alkhasli, dass die Biot-Zahl im Fall des Plasmaspritzens von Al_2O_3 in großen Bereichen des Plasmafreistrahls Werte von ca. $Bi \approx 0,5$ und in der Spitze maximal $Bi = 0,95$ annimmt [Alk21]. In der Literatur wird davon ausgegangen, dass Werte von $Bi < 0,1$ eine uneingeschränkte Verwendung des Lumped-Capacitance-Ansatzes zulassen. Dieser Ansatz geht davon aus, dass die Partikel eine einheitliche Temperatur ohne einen Gradienten innerhalb der Partikel aufweisen. Ostrogorsky berechnet für eine Kugel, dass für $Bi = 0,1$ der Fehler zwischen der exakten und einer einheitlichen Temperatur weniger als 0,97 % und für die im Freistrahls häufig vorliegende $Bi = 0,5$ etwa 12,3 % beträgt [Ost09]. Zwar ist dies ein durchaus relevanter Unterschied für die Temperaturen innerhalb des Partikels. Allerdings ist für die konvektive Wärmeübertragung die Differenz zwischen Plasmagas- und Partikeltemperatur ($T_g - T_p$) maßgeblich. In Hinblick auf die im Abschnitt 5.1.5 berechneten hohen Temperaturen des Plasmas am Generatorausgang von $T_g = 10,000 \text{ K}$ bis $20,000 \text{ K}$, führt eine Differenz von 12,3 % für die Partikeltemperaturen zu einem überschaubaren Fehler. Daher wird in dieser Arbeit weiterhin der Ansatz der Lumped-Capacitance genutzt.

Der Wärmetransport zwischen einem Partikel und dem umgebenden Plasmagas setzt sich aus der konvektiven Wärmeübertragung und der abgeführten Strahlungswärme zusammen:

$$\dot{Q}_{\text{total}} = \dot{Q}_c + \dot{Q}_r \quad \text{Gleichung 5.13}$$

\dot{Q}_{total}	Wärmetransport zwischen Partikel und Gas
\dot{Q}_c	Konvektiver Wärmetransport
\dot{Q}_r	Wärmetransport durch die Strahlung

Die konvektive Wärmeübertragung wird dabei, wie in Gleichung 5.14 beschrieben, maßgeblich von der Temperaturdifferenz zwischen Partikel T_p und dem Plasmagas T_g gesteuert.

$$\dot{Q}_c = \frac{\kappa_g \cdot Nu_p}{d_p} \cdot A_p \cdot (T_g - T_p) \quad \text{Gleichung 5.14}$$

κ_g	Wärmeleitfähigkeit des Plasmagases
Nu_p	Nußelt-Zahl des Partikels
d_p	Partikeldurchmesser
A_p	Oberfläche des Partikels

Die Größen d_p , A_p und T_p können für die Partikel direkt bestimmt werden. Die Größen Nu_p und κ_g sind abhängig von den Eigenschaften des umgebenden Gases. Für einen sich bewegendem Partikel im Plasmafreistrahle ist Nu_p abhängig von der bereits in Gleichung 5.9 auf S. 57 beschriebenen Reynolds-Zahl Re_p und der Prandtl-Zahl Pr_g .

In dieser Arbeit wird analog zu den vorherigen Simulationen der Zusammenhang nach Hughmark [Hug67] zur Berechnung von Nu_p genutzt. Dieser lautet folgendermaßen:

$$Nu_p = \begin{cases} 2 + 0,60 Re_p^{0,50} Pr_g^{0,33}, & 0 \leq Re_p < 776,06 \text{ and } 0 \leq Pr_g < 250 \\ 2 + 0,27 Re_p^{0,62} Pr_g^{0,33}, & 776,06 \leq Re_p \text{ and } 0 \leq Pr_g < 250 \end{cases} \quad \text{Gleichung 5.15}$$

Nu_p	Nußelt-Zahl des Partikels
Re_p	Reynolds-Zahl des Partikels
Pr_g	Prandtl-Zahl

Dabei ist die Prandtl-Zahl Pr_g folgendermaßen definiert:

$$Pr_g = \frac{c_{p,g} \cdot \mu_g}{\kappa_g} \quad \text{Gleichung 5.16}$$

$c_{p,g}$	Wärmekapazität des Plasmagases
μ_g	Dynamische Viskosität des Plasmagases
κ_g	Wärmeleitfähigkeit des Plasmagases

In Abbildung 5.27 ist der Wärme- und Stofftransport eines Partikels im Plasmafreistrahle schematisch dargestellt. Die Abbildung zeigt einen exemplarischen Temperaturgradienten vom Kern hin zur Oberfläche, der in den Simulationen nur durch eine mittlere Partikeltemperatur T_p abgebildet wird. Neben diesem Temperaturgradienten innerhalb des Partikels

existiert jedoch noch ein weiterer Gradient ausgehend von der Oberflächentemperatur des Partikel T_{surf} hin zur Temperatur des umgebenden Plasmas T_g . Auch dieser Gradient wird aufgrund der kleinen Partikeldurchmesser innerhalb des Freistrahlmmodells nicht abgebildet.

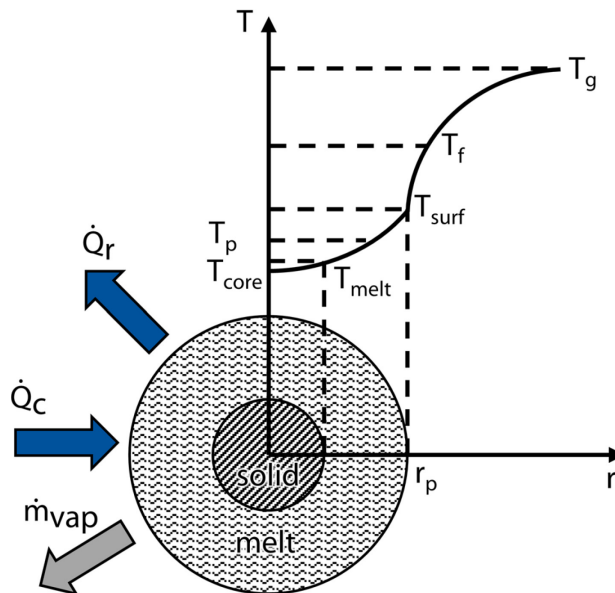


Abbildung 5.27: Schematische Darstellung des Wärme- und Stofftransports eines Partikels im Thermischen Spritzen, adaptiert von [WPW+99]

Mit dem Temperaturverlauf verändern sich auch die Gaseigenschaften und damit die in der Gleichung 5.14 bis Gleichung 5.16 verwendeten Größen. Werden z. B. die Werte für die Temperatur T_g des weit entfernten Fluids genutzt, so sind hier für das Plasmagas hohe Wärmeleitfähigkeiten und damit eine hohe Wärmeübertragung zu erwarten. Öte hat dieses Problem gelöst, indem er für die Plasmagaseigenschaften φ eine Mittelung der Form

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{5} \sum_1^5 \varphi(T_{n-1} + (T_n - T_{n-1})), T_0 = 0 \text{ K}$$

Gleichung 5.17

$$T_n = T_{n-1} + \frac{T_g - T_p}{4}, T_1 = T_p$$

$\bar{\varphi}$	Gemittelte Eigenschaften κ_g , $c_{p,g}$, μ_g oder ρ_g
φ	Repräsentative Variable für κ_g , $c_{p,g}$, μ_g und ρ_g
T_n	Temperatur zur Mittelung von φ
T_p	Partikeltemperatur
T_g	Plasmagastemperatur

genutzt hat [Öte16]. Dabei werden die Plasmagaseigenschaften über fünf Temperaturen mit gleichem Abstand zwischen T_g und T_p gemittelt. In dieser Arbeit soll ein anderer Ansatz – die Bestimmung einer Zwischenschichttemperatur T_f – genutzt werden, wie sie ihn auch Wan et al. genutzt haben [WPW+99]. T_f entspricht dabei dem Mittelwert zwischen T_p und T_g :

$$\bar{\varphi} = \varphi(T_f)$$

$$T_f = (T_g - T_p)/2$$

Gleichung 5.18

T_f Zwischenschichttemperatur

Diese Temperatur ist maßgebend für die umgebenden Eigenschaften des Fluids. Grund für die Anlehnung an Wan et al. ist, dass die erste Mittelung nach Öte zum Teil zu einer Überschätzung der Plasmaeigenschaften führt, da bei ihr besonders hohe Werte in der Mittelung den final genutzten Wert dominieren. In wärmeleitenden Prozessen sind jedoch die Bereiche schlechter Wärmeleitung maßgebend für die Wärmeübertragung. Der Ansatz diese Eigenschaften über fünf Temperaturen zu mitteln führt somit zu einer Überschätzung der Wärmeleitung und damit auch der Partikeltemperaturen. Abbildung 5.28 zeigt beispielhaft den Effekt der unterschiedlichen Ansätze auf die Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten im Fall des Prozessparameters D. Der neue Ansatz, in Blau dargestellt, führt zu niedrigeren Partikeltemperaturen. Vor allem im Bereich hoher Partikeldurchmesser ist die Auswirkung beobachtbar. Um innerhalb der Simulation mit einheitlichen Plasmaeigenschaften für Wärme- und Impulsübertragung zu arbeiten, werden diese Eigenschaften auch für Gleichung 5.4 und Gleichung 5.9 auf S. 57 genutzt. Dies hat entsprechende Auswirkungen auf die Partikelgeschwindigkeiten – diese erhöhen sich im Vergleich zu dem ursprünglich gewählten Ansatz.

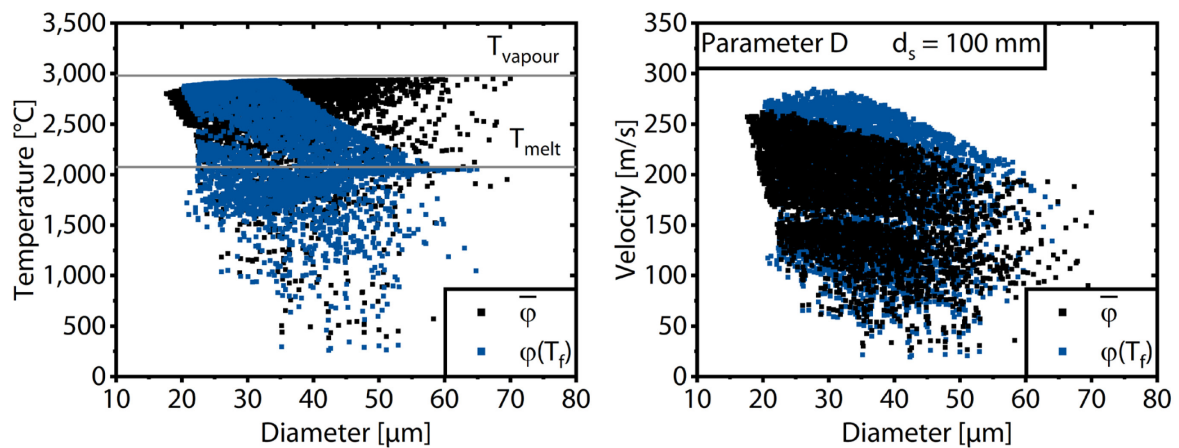


Abbildung 5.28: Vergleich der Partikeltemperaturen und Durchmesser zwischen den zwei unterschiedlichen Ansätzen zur Bestimmung der effektiven Gaseigenschaften am Interface Partikel-Plasma

Neben der Konvektion geben die Partikel wie zuvor in Gleichung 5.13 auf S. 81 beschrieben auch Wärme über die Strahlung ab. In den bisherigen Freistrahlsimulationen wurde dieser Umstand bisher vernachlässigt. In der vorliegenden Arbeit soll die Strahlungswärme berücksichtigt werden, um die Präzision der Vorhersagen zu erhöhen. Die abgegebene Strahlungswärme \dot{Q}_r eines Partikels kann mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz berechnet werden:

$$\dot{Q}_r = \varepsilon \cdot \sigma \cdot A_p \cdot T_p^4 \quad \text{Gleichung 5.19}$$

ε	Emissionskoeffizienten
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante
A_p	Oberfläche des Partikels
T_p	Partikeltemperatur

Reale Körper besitzen ein temperaturabhängigen Emissionskoeffizienten $\varepsilon(T) < 1$. In dieser Arbeit wird angenommen, dass die Al_2O_3 -Partikel schwarze Strahler sind, d. h. ihr Emissionskoeffizient annahmegemäß $\varepsilon = 1$ ist. Damit wird die abgegebene Strahlungswärme nach oben hin abgeschätzt. Gleichzeitig wird jedoch angenommen, dass die gesamte Strahlung in der direkten Umgebung des Partikels wieder an das Plasmagas abgegeben wird. Hintergrund ist, dass in der Realität nur ein Teil der Strahlungsenergie von der den Partikel direkt umgebenden Gasschichten absorbiert wird. Dies ist jedoch abhängig von den entsprechenden

Absorptionskoeffizienten, die weder für das Plasmagas noch für das entstehende Al_2O_3 -Gas bekannt sind. Insgesamt bleibt so die Energie innerhalb der Simulation erhalten. In Abbildung 5.29 ist der Einfluss der Strahlung auf die Partikeltemperaturen dargestellt. Die Berücksichtigung der Strahlung senkt erwartungsgemäß die Partikeltemperaturen. Der Effekt ist in seiner Gesamtauswirkung jedoch überschaubar.

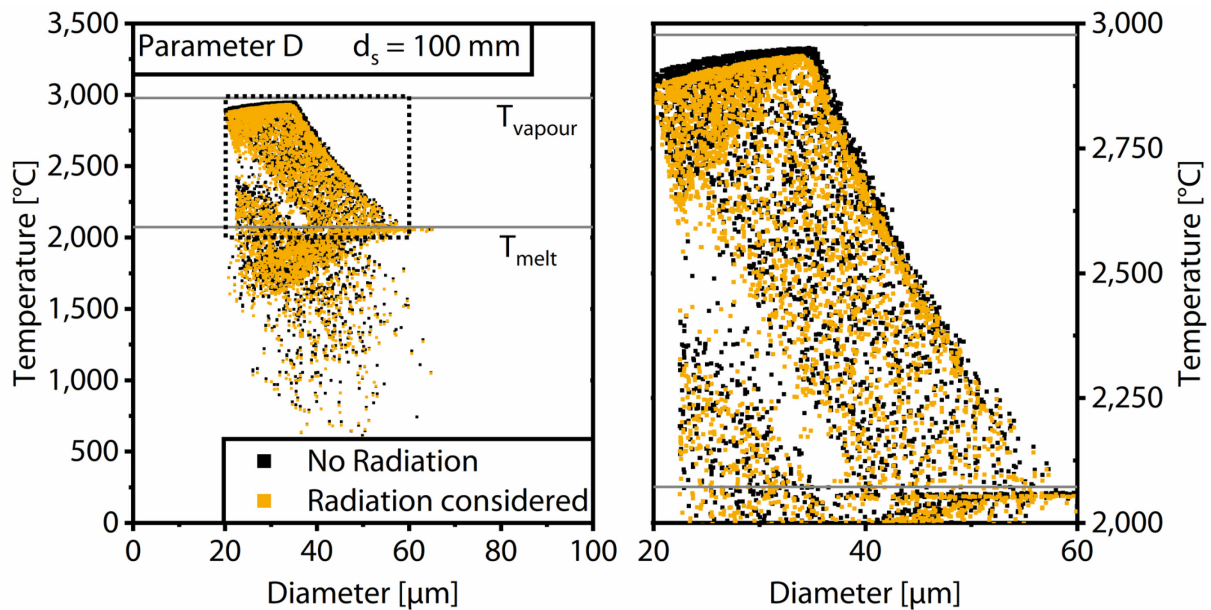


Abbildung 5.29: Einfluss der Strahlung auf die Partikeltemperaturen von Parameter D in einem Spritzabstand von $d_s = 100$ mm

5.3.4 Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten

Zur Validierung der Freistrahlsimulationen wurden Messungen der Partikelgeschwindigkeit und -temperaturen durchgeführt. Dabei kam das Partikeldiagnostikgerät DPV-2000 von TECNAR Automation Ltd. aus St-Bruno, Kanada zum Einsatz. Das Gerät ist in den 90iger Jahren entwickelt worden [MGL+94] und aufgrund des kleinen Messvolumens von $< 1 \text{ mm}^3$ in der Lage, einzelne Partikel zu erfassen und deren Geschwindigkeit und Temperatur zu bestimmen. In [MVS11] ist die Funktion des Gerätes beschrieben: Die Bestimmung der Partikeltemperatur beruht auf dem Prinzip der Quotientenpyrometrie. In diesem Fall werden die Strahlungsintensitäten bei den Wellenlängen $\lambda_1 = 787 \pm 25 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 995 \pm 25 \text{ nm}$ gemessen und dadurch die Partikeltemperaturen ermittelt. Die Geschwindigkeit des Partikels kann zudem über die Messung der Flugzeit an einem von dem Partikel passierten Doppelschlitz ermittelt werden. Auch eine Abschätzung des Partikeldurchmessers findet über die Höhe der emittierten Strahlungsenergie statt.

Für die hier dargestellten Messungen wurden jeweils 4.000 Partikel vermessen. Als Position zur Messung der Partikel wurde die Stelle mit den meisten erfassten Partikeln pro Zeiteinheit ausgewählt. Da die DPV nur eine Abschätzung der Partikeldurchmesser geben kann, wurden für die Vergleichbarkeit der Ergebnisse die gemessenen Partikeldurchmesser normiert. Dabei wurden die gemessenen Durchmesser so normiert, dass die massenbezogenen Mittelwerte der Partikeldurchmesser übereinstimmen.

In Abbildung 5.30 sind die simulierten Partikeltemperaturen in Blau den gemessenen Partikeltemperaturen in Schwarz gegenübergestellt. Bei dem Vergleich muss berücksichtigt werden, dass die simulierten Partikeltemperaturen die mittlere Temperatur der Partikel wiedergeben. Im Fall der Messung durch die DPV können nur die Oberflächentemperaturen ermittelt werden. Letztere können im Fall des Aufheizvorgangs über den simulierten mittleren Temperaturen und im Fall des Abkühlens auch unterhalb dieser liegen. Für den Parameter A liegen die simulierten Partikeltemperaturen alle nah an der Grenze zur Verdampfung T_{vapour} des Al_2O_3 . Dies bedeutet, dass ein Großteil der Partikel in den Simulationen vollständig aufgeschmolzen ist und ein Teil ihrer Masse, insbesondere der kleineren Partikel, bereits verdampft ist. Die Messungen bestätigen dieses Ergebnis zum Teil. Auch hier liegt eine große Anzahl der Partikel nah an der Grenze zum Verdampfen. Allerdings liegt ein größerer Teil auch deutlich darunter. Dies könnte jedoch darauf zurückgeführt werden, dass bereits bei einem Spritzabstand von $d_s = 100 \text{ mm}$ erste Partikel anfangen an der Oberfläche abzukühlen und daher hier die Messungen die eigentliche Temperatur unterschätzen. Im Bereich hoher Partikeldurchmesser sind für den Parameter A allerdings Differenzen festzustellen. Hier scheint die Simulation die Partikeltemperaturen zu überschätzen.

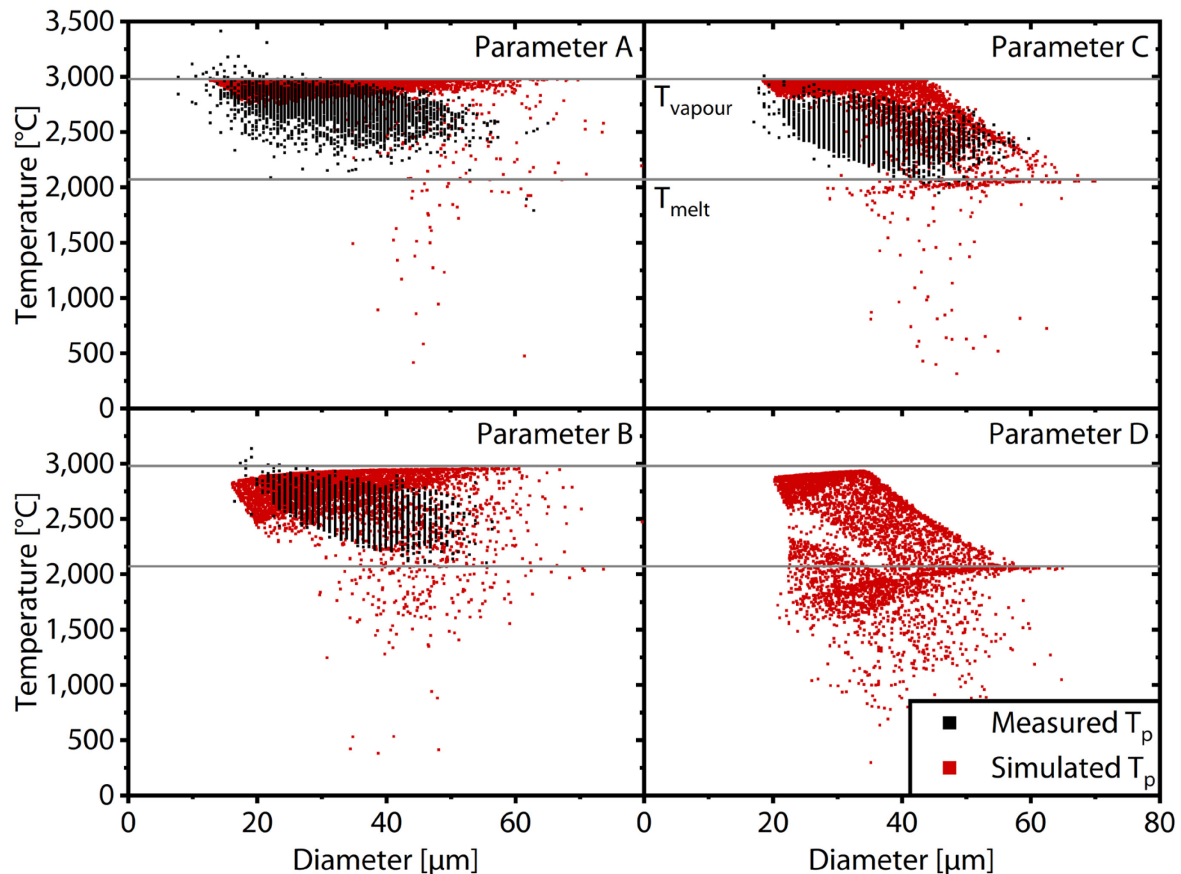


Abbildung 5.30: Vergleich der berechneten Partikeltemperaturen mit den Messungen der Partikeltemperaturen beim Spritzabstand $d_s = 100$ mm

Ähnliches zeigt sich für den Parameter B: Auch hier werden die Temperaturen, insbesondere für hohe Partikeldurchmesser, überschätzt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die gemessenen Durchmesser keiner exakten Messung entsprechen. Parameter C scheint die Partikeltemperaturen recht gut vorherzusagen. Unter der Annahme, dass die gemessenen Partikeltemperaturen die wahren Temperaturen leicht unterschätzen, liegen die Temperaturen sehr nah beieinander. Für Parameter D konnten aufgrund der geringen Emissionen keine Partikeltemperaturen ermittelt werden. Dies verstärkt den Eindruck, dass die Simulationen die Temperaturen insgesamt eher überschätzen, da auch für diesen Parameter Temperaturen vorhergesagt werden, die detektierbar sein sollten.

Ein analoger Vergleich für die Partikelgeschwindigkeiten ist in Abbildung 5.31 dargestellt. In diesem Vergleich entsprechen die gemessenen und die simulierten Partikelgeschwindigkeiten

einander gut. Allerdings ist für alle Parameter eine leichte Unterschätzung der Partikelgeschwindigkeiten feststellbar.

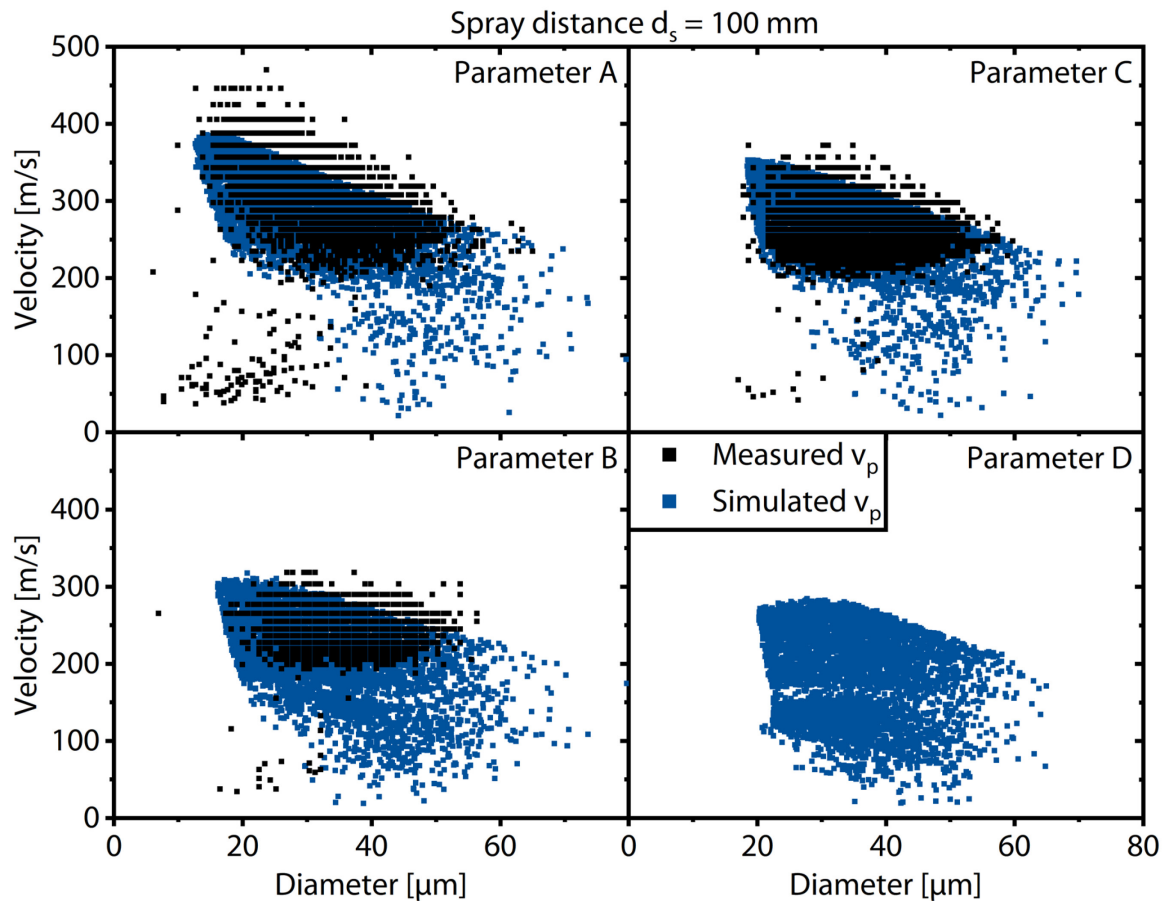


Abbildung 5.31: Vergleich der berechneten Partikelgeschwindigkeiten v_p mit den Messungen der Partikelgeschwindigkeiten beim Spritzabstand $d_s = 100$ mm

Grund hierfür könnte die Annahme zur Berechnung des Strömungswiderstandsbeiwertes C_D sein. Die in Gleichung 5.4 auf S. 57 formulierten Zusammenhänge gelten für Kugeln. Wie in den REM-Aufnahmen der Al_2O_3 -Partikel in Abschnitt 5.3.1 zu sehen, ist diese Annahme nicht vollständig zutreffend. Die kantigen Partikel weichen zum Teil deutlich von einer idealen Kugel ab, auch wenn sich diese während des Aufschmelzvorgangs einer Kugel annähern könnten. Hier ist zu erwarten, dass die kantigen Partikel höhere C_D -Werte aufweisen. Dies sollte in zukünftigen Simulationen berücksichtigt werden. Auch temperaturabhängige C_D -Werte zur Berücksichtigung des Aufschmelzvorgangs sind denkbar.

5.3.5 Zwischenfazit

Im Abschnitt 5.3 wurden basierend auf dem bestehenden Modell des CMA die partikelbeladenen Simulationen des Plasmafreistrahls für den CSA weiterentwickelt und abschließend durch entsprechende Partikeldiagnostik validiert. Dabei wurden vor allem die Annahmen zur Wärmeübertragung zwischen den Partikeln und dem umgebenden Fluid überarbeitet, um eine bessere Vorhersage der Partikeltemperaturen zu ermöglichen. Zusammengefasst wurden dabei die folgenden Ergebnisse erzielt:

- Durch die Anpassung der in der Simulation verwendeten Partikeldurchmesser an das Volumen und die Massenverteilung der real nachempfunden Partikelgrößenverteilung, kann eine bessere Abdeckung der vorkommenden Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten ermöglicht werden.
- Die Berücksichtigung von Rauheitseffekten im Pulverschlauch und im Injektor führt im Wesentlichen zu einer Auffächerung des Partikelstroms am Injektorausgang und damit zu einer breiteren Verteilung der Partikelposition im Freistrah.
- Es wurden zwei unterschiedliche Ansätze zur Berechnung der die Partikel umgebenden Plasmagaseigenschaften untersucht:
 - Die bisherige Mittelung über fünf Temperaturen führt vermutlich zu einer Überschätzung der die Wärmeleitung definierenden Plasmagaseigenschaften; daher wurde ein neuer Ansatz zur Bestimmung der Plasmagaseigenschaften anhand von T_f definiert.
 - Der neue Ansatz resultiert in geringeren T_p und höheren v_p .
- Die von den Partikeln abgegebene Strahlungswärme wurde in die Simulationsumgebung implementiert. Diese senkt die vorhergesagten T_p , wenn auch nur in geringem Maße.
- Die finalen Simulationen wurden der anhand gemessener T_p und v_p validiert
 - Trotz der neuen Annahmen, welche im Allgemeinen zu einer Absenkung von T_p geführt haben, überschätzen die Simulationen diese weiterhin.
 - Die Partikelgeschwindigkeiten v_p werden vergleichsweise gut wiedergegeben, jedoch leicht überschätzt

Um eine Einordnung der umgesetzten Änderungen vorzunehmen können die simulierten Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten am CSA nach den ursprünglichen Simulationsansätzen mit den berechneten Werten nach den finalen Annahmen miteinander verglichen werden. Um dabei einen Vergleich zu ermöglichen, können aufgrund der unterschiedlichen

Partikelgrößenverteilungen, jedoch nicht die arithmetisch gemittelten Partikeleigenschaften miteinander verglichen werden. Daher werden die massenbezogenen Mittelwerte anhand der Gleichung 5.20 und Gleichung 5.21 ermittelt:

$$\bar{T}_p = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{n_p} T_{p,i} \cdot m_{p,i} \quad \text{Gleichung 5.20}$$

$$\bar{v}_p = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{n_p} v_{p,i} \cdot m_{p,i} \quad \text{Gleichung 5.21}$$

$$M = \sum_{i=1}^{n_p} m_{p,i} \quad \text{Gleichung 5.22}$$

\bar{T}_p	Massenbezogene mittlere Temperatur
$T_{p,i}$	Temperatur des Partikel i
\bar{v}_p	Massenbezogene mittlere Geschwindigkeit
$v_{p,i}$	Geschwindigkeit des Partikel i
n_p	Anzahl der Partikel
$m_{p,i}$	Masse des Partikel i
M	Gesamtmasse der Partikel n_p

Mit diesen Werten kann dann ein Vergleich zwischen den angenommenen Simulationsansätzen gezogen werden. Für den Parameter D konnte beispielsweise \bar{T}_p durch die neuen Ansätze um 18 % von ca. 2.548 °C auf 2.156 °C gesenkt werden. Gleichzeitig wurde die Partikelgeschwindigkeit \bar{v}_p von 158 m/s auf 176 m/s, also um 10 % gesteigert. Unter der Annahme, dass sich die beide Werte in Richtung der realen Partikeleigenschaften entwickelt haben, können diese Angaben direkt als Steigerung der Präzision um diese Prozentangaben verstanden werden.

In Kombination mit dem Modell des Generators steht nun ein Instrument zur Verfügung, welches in der Lage ist, die Auswirkungen von Prozessparametern auf die Partikelgeschwindigkeiten und -temperaturen in relativ kurzer Zeit vorherzusagen. Dies kann Arbeiten zur Entwicklung neuer Schichtsystem unterstützen und zukünftig mit Modellen zur Vorhersage von Schichteigenschaften kombiniert werden. Ein entsprechendes Modell zur Vorhersage existiert bereits und wurde in [BWH+21] publiziert. Um dahingehend die Vorhersagegenauigkeit weiter zu erhöhen, könnten zusätzlich die folgenden Schritte unternommen werden: Die real vorliegenden Al_2O_3 -Partikel entsprechen nicht den hier angenommenen idealisierten Kugeln, daher ist der Strömungswiderstandskoeffizient C_D in

der Realität größer als simuliert. Die daraus resultierenden höheren Geschwindigkeiten führen vermutlich auch zu geringeren Temperaturen, da die Partikel geringere Aufenthaltszeiträume im Freistrahlfeld haben. Neben der Verwendung von angepassten C_D aus der Literatur könnten diese durch hochaufgelöste 3-D-Modelle einzelner Partikel bestimmt werden. In [Alk21] wurde dies beispielsweise für agglomerierte Partikel durchgeführt und effektive C_D berechnet. Diese könnten analog auch für die hier vorliegenden gebrochenen kantigen Al_2O_3 -Partikel ermittelt werden.

6 Position des Lichtbogens und die Auswirkungen

Im Unterschied zum CMA werden die Ströme im CSA nicht auf drei Lichtbögen verteilt, sondern sind in einem Lichtbogen gebündelt. Aufgrund der Einschränkung der Bewegung des Lichtbogens im kaskadierten Aufbau des CSA im Vergleich zum NCSA kann dies zu verstärkten thermischen Belastungen im Bereich des Lichtbogenfußpunktes auf der Anode führen. In Abbildung 6.1 a) ist eine Anode abgebildet, welche in einem CSA am IOT über einen Zeitraum von 9 Stunden und 59 Zündungen bei verschiedenen Prozessparametern betrieben wurde. Dabei ist in den REM-Aufnahmen des Querschliffs in den Unterabbildungen b) und c) ersichtlich, dass der Wolframeinsatz der Anode bereits stark beschädigt wurde. Besonders auffällig ist hierbei, dass die gegenüberliegende Seite in d) und e) vollständig unversehrt geblieben ist. Ursache für diesen Zustand der Anode ist höchstwahrscheinlich eine einseitige Fixierung oder bevorzugte Position zur Anbindung des Lichtbogens, die in der Folge zu einem erhöhten Hitzeeintrag auf dieser Seite führt. Zwar erlaubt die beobachtete einseitige Schädigung der Anode keinen Rückschluss auf den Gesamtzustand der Anode, allerdings ist zu vermuten, dass ein solch einseitiger Hitzeeintrag auch in einer Verkürzung der Lebensdauer resultiert.

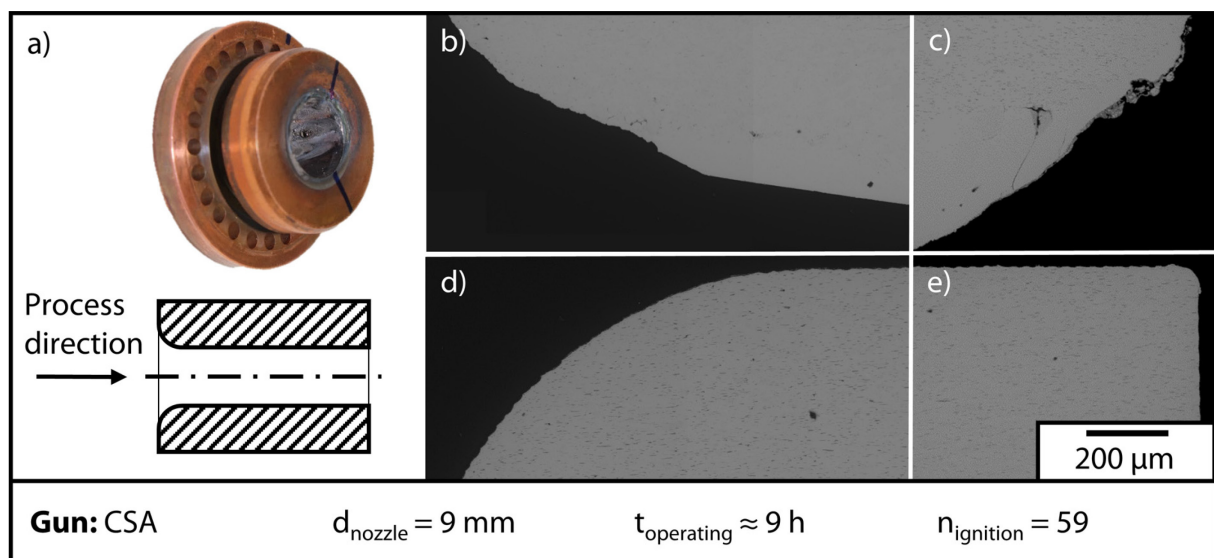


Abbildung 6.1: a) Einseitig geschädigte Anode des CSA nach 9 Stunden Betriebszeit bei verschiedenen Parameter b)-e) Querschnitte der Anode unter dem REM

Es ist nicht abschließend untersucht, ob die Position des anodischen Fußpunktes des Lichtbogens während des Prozesses der CSA konstant bleibt oder ob in Abhängigkeit des gewählten Prozessparameters oder des Zustandes der Anode eine Bewegung des Fußpunktes

stattfindet. Im Fall einer Fixierung des Lichtbogenfußpunktes könnte eine mögliche Methode zur Reduzierung der thermischen Belastung auf die Anode darin bestehen, den Fußpunkt gezielt zu bewegen. Eine Möglichkeit dies umzusetzen ist die Aufprägung eines Magnetfeldes, welches eine Lorentzkraft auf den elektrischen Lichtbogen hervorrufen würde [KN02, MAB95, PKH+04, SMD88]. Durch die Auswirkung dieser Lorentzkraft würde in der Folge eine andere Position an der Anode für den elektrischen Lichtbogen energetisch günstiger zum Anbinden sein. Eine solche Manipulation des Lichtbogens könnte somit die Plasmatemperaturen am Düsenausgang und damit im Plasmafreistrahle beeinflussen. Dadurch würde eine andere Aufheizung und Beschleunigung der Partikel stattfinden, weshalb in der Konsequenz auch die Auftragsrate und ggf. die Eigenschaften der Beschichtungen beeinflusst werden könnten.

In der einfachsten Variante kann die oben beschriebene Manipulation durch die Verwendung eines Permanentmagneten geschehen. Guggenheim et al. haben in [GSZ+18] bereits eine solche Manipulation eines CSA durchgeführt und konnten eine leichte Bewegung des Lichtbogenfußpunktes feststellen. In diesem Kapitel wird eine solche Manipulation ebenfalls untersucht. Dabei konzentrieren sich die Untersuchungen auf die Machbarkeit und ihre möglichen Auswirkungen auf die Partikel sowie die Beschichtungen.

Um dieses Verhalten des Lichtbogens zu untersuchen, werden zwei Ansätze verfolgt: Zum einen werden, basierend auf den vorangegangenen beschriebenen Modellen für einen Parametersatz, transiente Simulationen des Lichtbogens im Plasmagenerators durchgeführt. Dadurch soll in Simulationen beobachtet werden, ob der Lichtbogen frei rotiert oder sich in einer Vorzugsposition einpendelt. In den zuvor genutzten rotationssymmetrischen Steady-State-Simulationen findet eine erzwungene diffuse Anbindung des Lichtbogens auf dem gesamten Anodenumfang statt in der die Lichtbogenbewegung nicht beobachtet werden kann. Daher werden die Auswirkungen einer einseitigen Lichtbogenanbindung auf das Temperaturfeld am Düsenausgang untersucht. Durch das Aufprägen eines externen magnetischen Feldes wird zudem eine mögliche Verschiebung des Lichtbogenfußpunktes simuliert. Zum anderen soll das Verhalten des Lichtbogens im CSA in experimentellen Untersuchungen analysiert und durch Permanentmagneten manipuliert werden. Dabei wird der Lichtbogen beobachtet und es werden die resultierenden Schichteigenschaften untersucht. Die experimentellen

Ergebnisse sind in Abschnitt 6.2 dargestellt und wurden bereits in der Publikation [BÖK+19b] veröffentlicht.

6.1 Modellierung des Lichtbogens

Bisher wurden ausschließlich Steady-State-Simulationen betrachtet. Diese unterliegen der Annahme, dass sich die Prozesse zeitlich in einem Gleichgewicht befinden. In diesem Abschnitt werden transiente Simulationen zur Abbildung der zeitlichen Lichtbogenbewegung durchgeführt. In Abbildung 6.2 ist die genutzte Simulationsumgebung dargestellt. Das Modell besteht aus den Kernelementen des Generators: Der Plasmakammer (Fluid domain) im Zentrum, der Kathode auf der Rückseite und der Anode am Düsenausgang. Die Neutrode ummantelt die Plasmakammer; zudem werden die Lücken zwischen den Bauteilen mit einer Umgebung (Ambient) aufgefüllt. Diese beiden Elemente sollen die korrekte Ausbreitung der magnetischen und elektrischen Felder ermöglichen. Das Modell enthält Vereinfachungen, um die Komplexität zu begrenzen. So bildet die Anode in diesem Modell eine Einheit mit dem Gehäuse und dem Anschluss. In der Realität sind hier mehrere eigenständige Bauteile notwendig. Auch der Neutrodenblock wird in der Simulation als ein Bauteil dargestellt, obwohl dieser real aus einem Stapel von drei Kupferelementen besteht, welche voneinander isoliert sind.

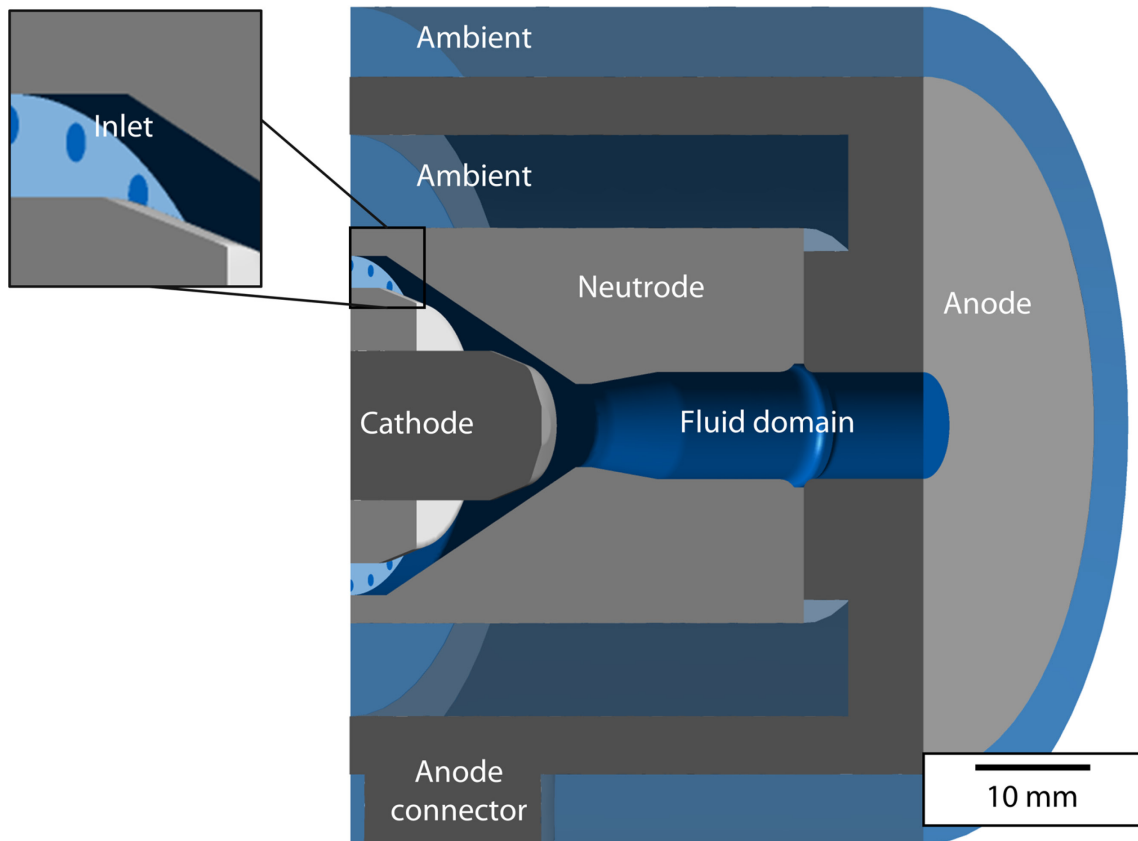


Abbildung 6.2: Aufbau des Simulationsmodells zur Modellierung des Lichtbogenverhaltens

Im unteren Bereich von Abbildung 6.2 ist der Stromanschluss für die Anode gezeigt. Dieser Teil stellt die einzige asymmetrische Region des Modells dar. Dieser Anschluss wurde bewusst so integriert, um in der Berechnungsumgebung die Asymmetrie des Plasmagenerators widerzuspiegeln. Die daraus resultierenden evtl. auch nur leicht asymmetrischen elektrischen und magnetischen Felder könnten ursächlich für die Vorzugsposition des Lichtbogens sein.

Die Berechnungen werden in Ansys CFX 2019 R3 der Firma ANSYS Inc., Canonsburg, USA durchgeführt. Die gesamte final vernetzte Berechnungsdomäne besteht aus ca. 2,1 Millionen Tetraedern. Die größten Elemente mit einer Kantenlänge von ca. 3 mm befinden sich in den äußeren Bereichen. In der Kontaktzone zwischen Fluid und Anode sind die Elemente deutlich kleiner mit einer Elementgröße von 0,2 mm. Diese Bereiche sind aufgrund der hohen Gradienten numerisch anspruchsvoller und von besonderem Interesse hinsichtlich der zu beobachteten Phänomene.

Es wird eine transiente Simulation über einen Zeitraum von $t = 6 \text{ ms}$ mit einer Schrittgröße von $t_{\text{step}} = 0,1 \text{ } \mu\text{s}$ durchgeführt. Die Ausbreitung der elektrischen und magnetischen Felder wird in der gesamten Berechnungsdomäne gelöst. Zudem wird die Wärmeausbreitung in der Kathode, Anode und in der Neutrode berechnet. Die dazu genutzten thermoelektrischen Eigenschaften sind in Tabelle 6.1 gelistet. Dabei werden die Kathode und Anode vereinfacht als Kupfer angenommen. Für die Neutrode werden vereinfachend für die Wärmekapazität c_p und die Wärmeleitfähigkeit λ die Werte von Kupfer übernommen, während für die elektrische Leitfähigkeit σ und die magnetische Permeabilität die Werte von Luft verwendet werden. Grund hierfür ist die Vereinfachte Repräsentation der Neutrode in dem Modell ohne isolierende Keramiken. Für die Umgebung werden die Eigenschaften von Luft übernommen.

Tabelle 6.1: Eigenschaften der Berechnungsdomänen

Domäne	$c_p \text{ [J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	$\lambda \text{ [W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	$\sigma \text{ [S} \cdot \text{m}^{-1}]$	$\mu \text{ [H} \cdot \text{m}^{-1}]$
Kathode	$3,85 \cdot 10^2$	401	$5,96 \cdot 10^7$	$1,256629 \cdot 10^{-6}$
Anode	$3,85 \cdot 10^2$	401	$5,96 \cdot 10^7$	$1,256629 \cdot 10^{-6}$
Neutrode	$3,85 \cdot 10^2$	401	$1 \cdot 10^{-15}$	$1,256629 \cdot 10^{-6}$
Umgebung	-	-	$1 \cdot 10^{-15}$	$1,256629 \cdot 10^{-6}$

Die Strahlung wird in diesem Modell analog zu Abschnitt 5.1.2 dem Plasmagas als Wärmesenke entzogen. Um jedoch zu verhindern, dass diese Leistung einfach verloren geht, wird die Strahlung an den Generatorwänden als Wärmequelle wieder eingespeist. Dazu wird ein volumetrisches Integral der Strahlungsleistung über das gesamte Fluid gebildet und dieses auf die Neutroden- und Anodenwand aufgeteilt. Entsprechend der ungefähren Länge des Lichtbogens wird die Leistung zu $2/3$ im Interface Fluid-Neutrode und zu $1/3$ in das Interface Fluid-Anode eingekoppelt.

In einer aktuellen Arbeit zur Simulation eines CSA konnten Zhukovski et al. zeigen, dass die korrekte Abbildung der elektromagnetischen Gleichungen und deren Randbedingungen entscheidend für die korrekte Repräsentation des Lichtbogens in einem Plasmagenerator sind [ZCV+20]. Um eine korrekte Berechnung des Magnetfeldes zu ermöglichen, wurde in dieser Arbeit die entsprechend große Berechnungsdomäne gewählt, in der sich das Magnetfeld frei ausbilden kann. Durch die Abbildung der äußeren Bauteile und der Bereiche des Plasmagenerators, wie der Neutrode, der Anode und der Umgebung, werden die Randbedingungen

möglichst weit abseits der interessanten Generatorkammer definiert. Dort wird angenommen, dass das magnetische Vektorpotential \vec{A} senkrecht zu allen Außenwänden ist. Für die Rückwand und die vordere Wand wird zudem vorgegeben, dass das magnetische Vektorpotential den Wert $\vec{A} = 0 \text{ T}\cdot\text{m}$ annimmt.

Eine große Herausforderung bei der Modellierung von Plasmageneratoren ist die Darstellung der Kathoden- und Anodenfallgebiete zwischen den entsprechenden Elektroden und dem Plasma. Um diese Bereiche korrekt zu beschreiben, wären NLTE-Modelle erforderlich, welche jedoch eine deutlich höhere Komplexität hinsichtlich ihrer Beschreibung und dem daraus resultierenden Berechnungsaufwand aufweisen. Die in diesem Modell verwendete LTE-Annahme führt zu relativ niedrigen elektrischen Leitfähigkeiten an den kalten Grenzschichten in Nähe der Anodenwand. Infolgedessen wird der Stromfluss in diesen Bereichen behindert, wenn keine Gegenmaßnahmen ergriffen werden. Ein gängiger Ansatz zur Überwindung dieses Problems besteht darin, einen Bereich mit einer künstlich hohen elektrischen Leitfähigkeit in der Nähe der Anodenwand zu definieren [MCM+06, LPC03, THP07, BÖ16].

Eine modifizierte Version dieses Konzepts wird auch im Rahmen dieser Arbeit verfolgt. Dabei wird jedoch nicht wie in bisherigen Arbeiten ein leitender Bereich auf der gesamten Oberfläche der Anode angenommen, sondern es wird nur ein kleiner Bereich als möglicher Anbindungsbereich des Lichtbogens definiert. Abbildung 6.3 zeigt die realisierte Geometrie für die zusätzliche Leitfähigkeit an der Anodendüse. In diesem Bereich wurde für das Plasmagas eine minimale elektrische Leitfähigkeit von $\sigma = 500 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ definiert. Dies entspricht in etwa der Leitfähigkeit eines reinen Argonplasmas bei $T = 7.000 \text{ K}$ und Atmosphärendruck von $p = 0,1 \text{ MPa}$. Die Festlegung der oben genannten Untergrenze zur elektrischen Leitfähigkeit ist dabei als Hilfe zur Anbindung des Lichtbogens zu verstehen. Überschreitet die Leitfähigkeit des Plasmas in diesem Bereich den Wert von $\sigma = 500 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ durch ein Überschreiten der entsprechenden Temperaturen oder eine Druckänderung, so werden die korrekten Leitfähigkeitswerte des Plasmagases im LTE verwendet. Die Dimensionen des Bereiches sind folgendermaßen definiert: Die Länge der Zone beträgt $l_{\text{cond}} = 1 \text{ mm}$, gleichzeitig deckt die Zone einen Winkel von $\alpha_{\text{cond}} = 30^\circ$ ab. Die Dicke der leitfähigen Zone beträgt $t_{\text{cond}} = 0,3 \text{ mm}$. Um dem Lichtbogen trotz der geometrischen Einschränkung eine freie Bewegung in Richtung des Anodenumfangs zu ermöglichen, ist die Position dieser künstlich leitfähigen Zone nicht fixiert, sondern mit der in den Simulationen berechneten Stromdichte i verknüpft. Dabei

bestimmt der Schwerpunkt der Stromdichte $\alpha_{i,center}$ auf der Anodenoberfläche die Position der Zone künstlicher Leitfähigkeit. Diese Position wird für jede Iteration neu berechnet, sodass eine Bewegung des Lichtbogens ermöglicht wird.

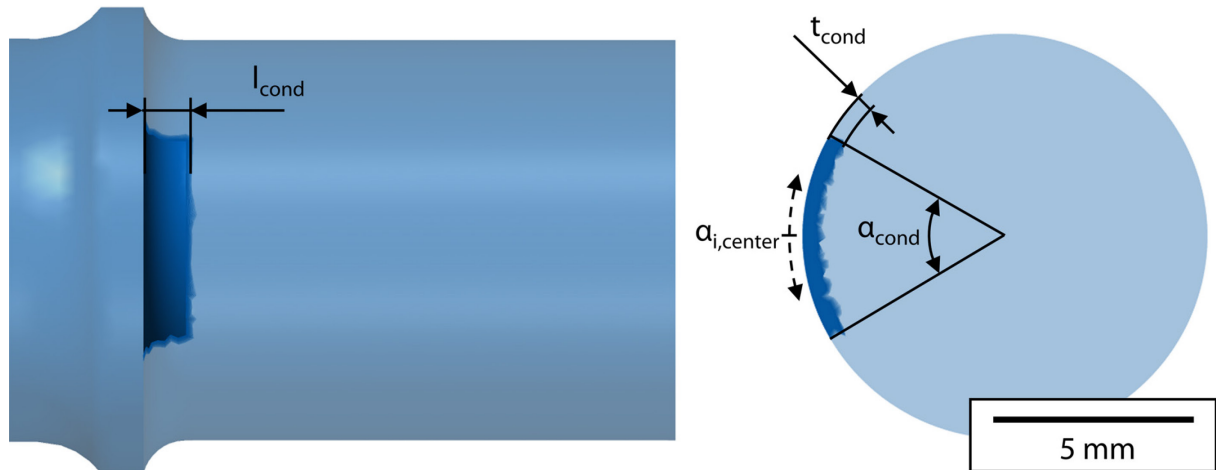


Abbildung 6.3: Beweglicher Bereich der künstlich erhöhten elektrischen Leitfähigkeit an der Anode

Die in den Messungen beobachtete Stabilität des Lichtbogens findet sich auch in der Simulation wieder. In Abbildung 6.4 ist die berechnete und die gemessene Spannung für Parametersatz C dargestellt. Hier wurden zunächst nur ein Prozessparameter mit einem reinen Ar-Plasma simuliert, da die Ar-H₂-Gaszusammensetzungen in diesem Modell noch zu ungelösten Konvergenzproblemen führten. Für den Parameter C zeigen beide Spannungen nur leichte Schwankungen. Während die gemessene Spannung eine regelmäßige Schwingung mit einer Frequenz von $f = 60.000$ Hz aufweist, ist der Spannungsverlauf der Simulation eher unregelmäßig. Die Ursache für die regelmäßige Schwingung des gemessenen Spannungssignals ist die Stromquelle: Die Stromstärke wird von drei Schaltkreisen mit jeweils 20.000 Hz angesteuert. Die Überlagerung dieser drei Schaltkreise führt zu einer Frequenz von $f = 60.000$ Hz [Sul05].

Daher können die Spannungsschwankungen nicht direkt miteinander verglichen werden. Die tatsächlich gemessenen Spannungsabweichungen werden von der Stromquelle verursacht, während die simulierten Schwankungen auf die Wechselwirkungen zwischen Strömungskräften und elektromagnetischen Kräften zurückzuführen sind, welche auf den Lichtbogen wirken. Die durch die Stromquelle verursachten Spannungsfluktuationen von 60.000 Hz

werden nicht in der Simulation berücksichtigt. Um eine Vergleichbarkeit zu erreichen, können diese Spannungsfluktuationen mit einem Bandpass herausgefiltert werden. Nach der Filterung der Messungsdaten ist zu erkennen, dass die Schwankungen der simulierten Spannung und der gefilterten Spannung in der gleichen Größenordnung ($\Delta V < 2 \text{ V}$) liegen. Darüber hinaus kann beobachtet werden, dass die Lichtbogenspannung durch die Simulationen leicht überschätzt wird. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit den transienten Lichtbogensimulationen mit dem LTE-Ansatz von [ZCR+22b].

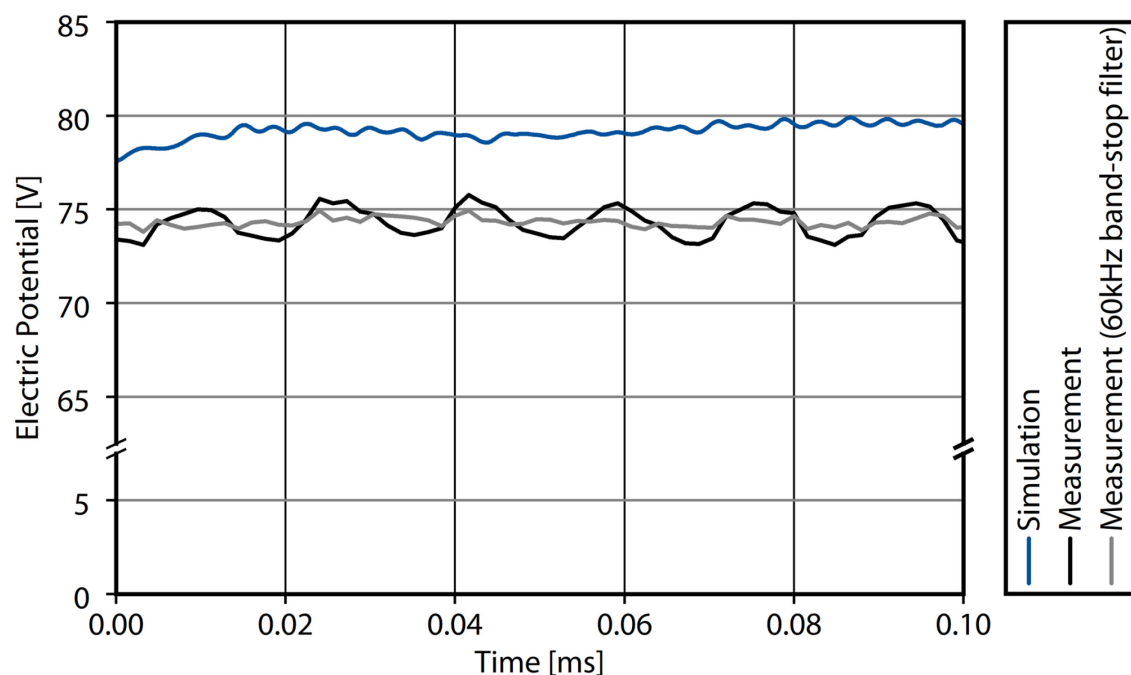


Abbildung 6.4: Simulierte und gemessene Lichtbogenspannung für Parameter C im Vergleich

Insgesamt konnte, wie in Abbildung 6.5 zu sehen, eine gute Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Leistungswerten des Plasmagenerators erreicht werden. Die elektrische Leistung und die Nettoleistung werden von der Simulation nur leicht überschätzt. Dies lässt sich auf die in der Simulation berechneten leicht erhöhten Spannungen und damit auf einen zu hohen elektrischen Widerstand zurückführen. So führt bei vorgegebener Stromstärke eine Erhöhung des Widerstandes nach dem Ohm'schen Gesetz $U = R \cdot I$ zu einer höheren Spannung. Da die Leitfähigkeit direkt von der Temperatur abhängig ist, könnte die höhere Spannung in der Simulation ein Hinweis auf eine zu niedrige Plasmatemperatur sein. Diese hängt hauptsächlich von der abgeführten Energiemenge ab, also von den Strahlungs-

emissionen und der in den Randbereichen übertragenen Wärme. Eine Optimierung dieser Parameter könnte somit zu besseren Ergebnissen führen.

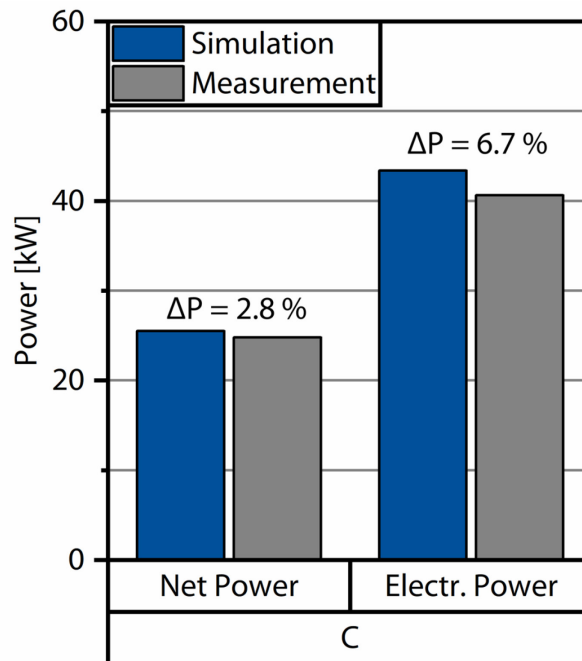


Abbildung 6.5: Vergleich der Leistungen zwischen Simulation und Messungen

In Abbildung 6.6 ist eine Darstellung des Lichtbogens in der Plasmagaskammer durch Isoflächen zu sehen. Da es keine feste Definition gibt, an welchem Punkt ein Lichtbogen beginnt und endet, wurde eine Stromdichte von über $i > 1 \cdot 10^7 \text{ A/mm}^2$ als Grenzwert für die Darstellung des Lichtbogens gewählt. In der Seitenansicht ist im oberen Teil von Abbildung 6.6 zu erkennen, dass der Lichtbogen, ausgehend von der Kathode, über den größten Teil der Länge des Plasmagenerators relativ zentral in der Mitte verbleibt. In der Nähe der Anode knickt der Lichtbogen zur Wand hin ab und dringt direkt hinter dem definierten Bereich der künstlichen Leitfähigkeit in die Anode hinein. Im unteren Bereich von Abbildung 6.6 ist die frontale Ansicht des Plasmagenerators dargestellt. Dort ist zu erkennen, wie sich der Ansatzpunkt des Lichtbogens an der Anode in Umfangsrichtung innerhalb der ersten $t = 0,25 \text{ ms}$ bewegt.

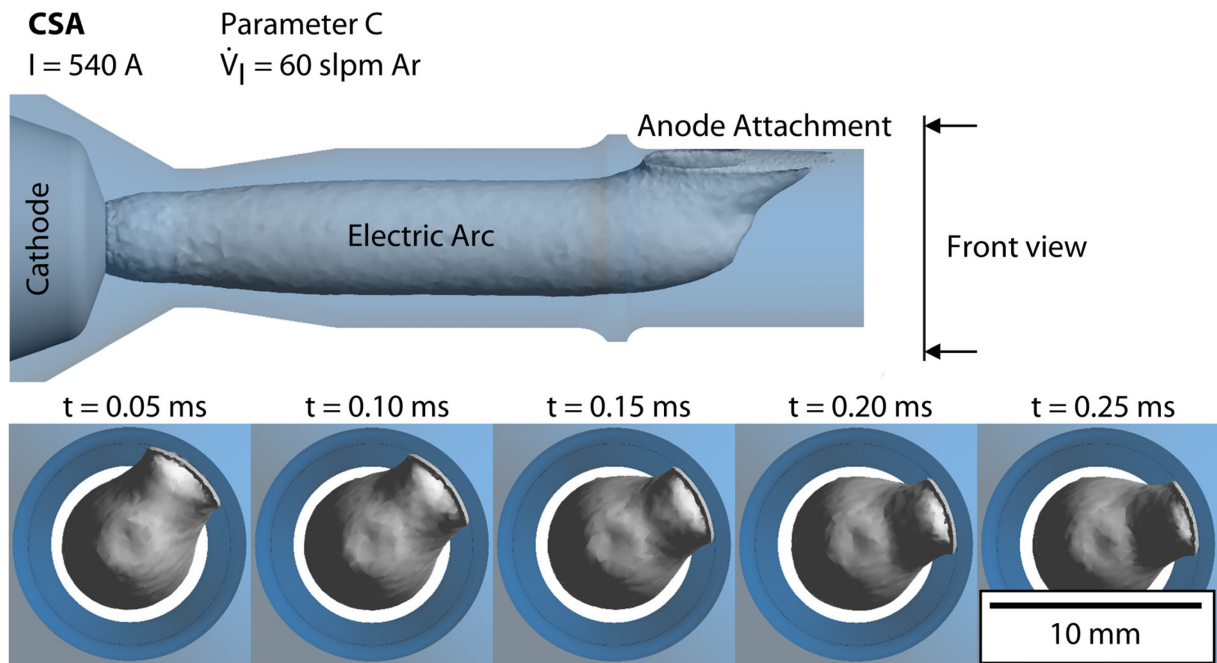


Abbildung 6.6: Darstellung des Lichtbogens als Bereich der elektrischen Stromdichte $i > 1 \cdot 10^7 \text{ A/mm}^2$ und zeitlicher Verlauf der Lichtbogenposition in den ersten $t = 0,25 \text{ ms}$ für Parameter C

In Abbildung 6.7 ist die Position des nicht manipulierten Lichtbogens über den weiteren zeitlichen Verlauf in Blau dargestellt. Nach ca. $t = 2 \text{ ms}$ scheint der Lichtbogen eine Vorzugsposition gefunden zu haben. Von dort bewegt er sich nur noch geringfügig, bis ab ca. $t = 4 \text{ ms}$ keine Bewegung mehr erkennbar ist. Dies ist in Übereinstimmung mit dem beobachteten einseitigen Anodenverschleiß aus Abbildung 6.1. Allerdings entspricht die Position nicht der am realen Plasmagenerator beobachteten Position. Der Grund für dieses Stehenbleiben des Lichtbogens könnte ein nicht ausreichender Drall der Plasmaströmung sein. In Kombination mit den in dem hier bewusst asymmetrisch aufgebauten Modell und den daraus resultierenden ebenfalls asymmetrischen elektrischen Felder, existiert gemäß des Steenbeckschen Minimumprinzips eine bevorzugte Position. Für diese ergibt sich die geringste Spannung, weshalb sie energetisch am günstigsten ist. Gleichzeitig reicht der Drall der Strömung nicht aus, um den Lichtbogen aus dieser Position weiter zu bewegen.

Um die These zur Bewegung des Lichtbogens durch externe magnetische Felder zu untersuchen, wurde eine zweite Simulation durchgeführt, bei der nach dem Einpendeln des Lichtbogens bei $t = 4,25 \text{ ms}$ ein externes Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte von $\vec{B}_z = 10 \text{ mT}$ aufgeschaltet wird, um den Lichtbogenfußpunkt im Generator nach oben zu

bewegen. Der Verlauf der Lichtbogenposition ist in Abbildung 6.7 in Rot dargestellt. Es ist ersichtlich, dass der Lichtbogen schnell eine neue stabile Position im oberen Bereich in der Nähe von 90° annimmt. Neben der Aufbringung eines externen Magnetfeldes wäre es prinzipiell auch möglich den Winkel der Einleitung des Plasmagases und damit den Drall des Plasmagases zu erhöhen. Durch die stärkere rotatorische Strömung könnte, wie in [ZCV+19] untersucht, eine rotatorische Bewegung des Lichtbogenfußpunktes unterstützt werden. Da dies jedoch nur durch eine Veränderung der Geometrie des Plasmagenerators angepasst werden kann, wird ein solches Vorgehen hier nicht weiter betrachtet.

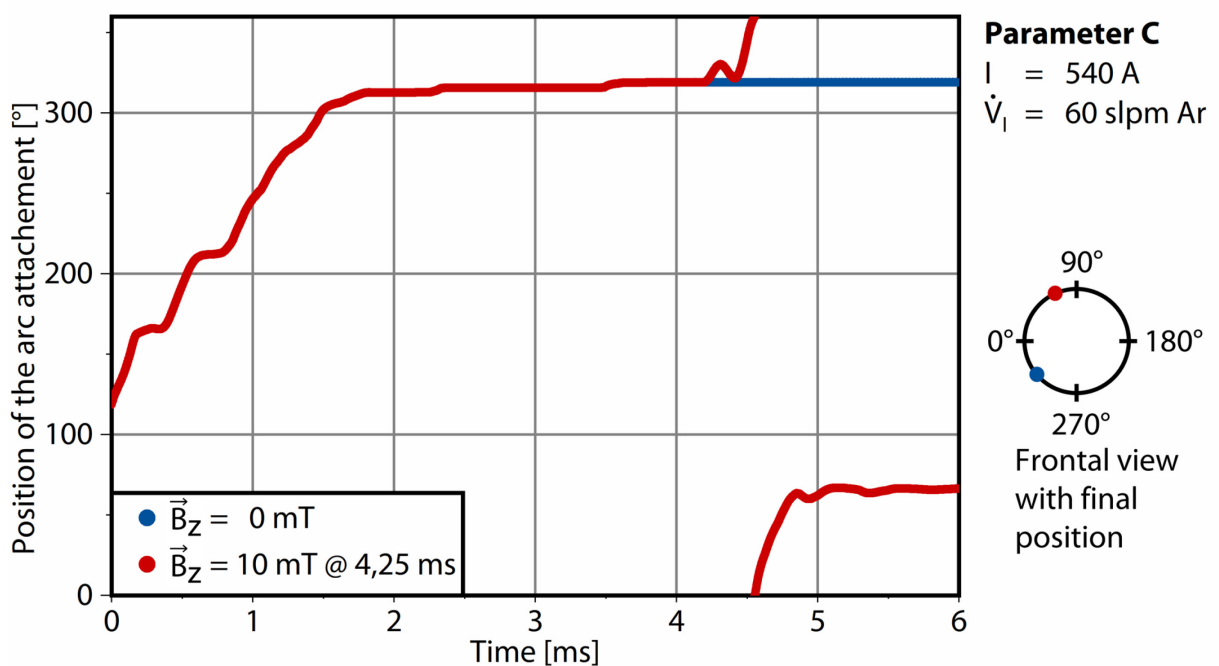


Abbildung 6.7: Bewegung des Lichtbogenfußpunktes nach Manipulation durch ein Magnetfeld

In Abbildung 6.8 a) ist die Folge der asymmetrischen Anbindung des Lichtbogens des nicht manipulierten Parameter C auf die Temperaturverteilung des Plasmagases am Generatorausgang dargestellt. Das Temperaturprofil weist ebenso eine asymmetrische Form auf. Der Kernbereich mit den höchsten Temperaturen von bis zu $T = 21.000 \text{ K}$ verbleibt weiterhin nahe der Mitte der Plasmageneratorachse. Dieser heiße Plasmakern ist in allen Bereichen außer im Bereich des Lichtbogenfußpunktes von einer kalten Grenzschicht umgeben. In Bereich des Lichtbogenfußpunktes kann hingegen eine erhöhte Temperatur beobachtet

werden. Selbst in unmittelbarer Nähe der Wand erreichen die Plasmatemperaturen Werte von bis zu $T = 5.000 \text{ K}$, welche in der Lage sind, den Wolframeinsatz der Anode aufzuschmelzen.

In Abbildung 6.8 b) ist erkenntlich, dass diese Temperaturen des Plasmagases in der Folge auch die Temperaturverteilung der Anodenwand beeinflussen. Auch hier sind die Temperaturen im Bereich des Lichtbogenfußpunktes deutlich erhöht. Es werden zwar nur Temperaturen von bis zu $T = 670 \text{ K}$ an der Anodenwand vorhergesagt, welche nicht in der Lage wären, die Anode zu beschädigen, allerdings müssen dabei die Einschränkungen des Modells berücksichtigt werden. So gibt die Elementgröße des betrachteten Bereichs eine Minimalauflösung vor, in welchem die Temperaturen gemittelt werden. So ist es durchaus möglich, dass im Bereich des Interfaces Fluid-Anode ein größerer Temperaturgradient vorliegt, welcher nicht mit der vorliegenden Elementgröße aufgelöst werden kann. Darüber hinaus wurde in dem Modell mit der oben beschriebenen künstlichen Leitfähigkeit gearbeitet. Die künstliche Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit könnte dazu führen, dass die Joulesche Erwärmung in diesen Bereichen geringer ist als in der Realität und somit zu einer Unterschätzung der Erwärmung des Plasmas in der direkten Randzone führt.

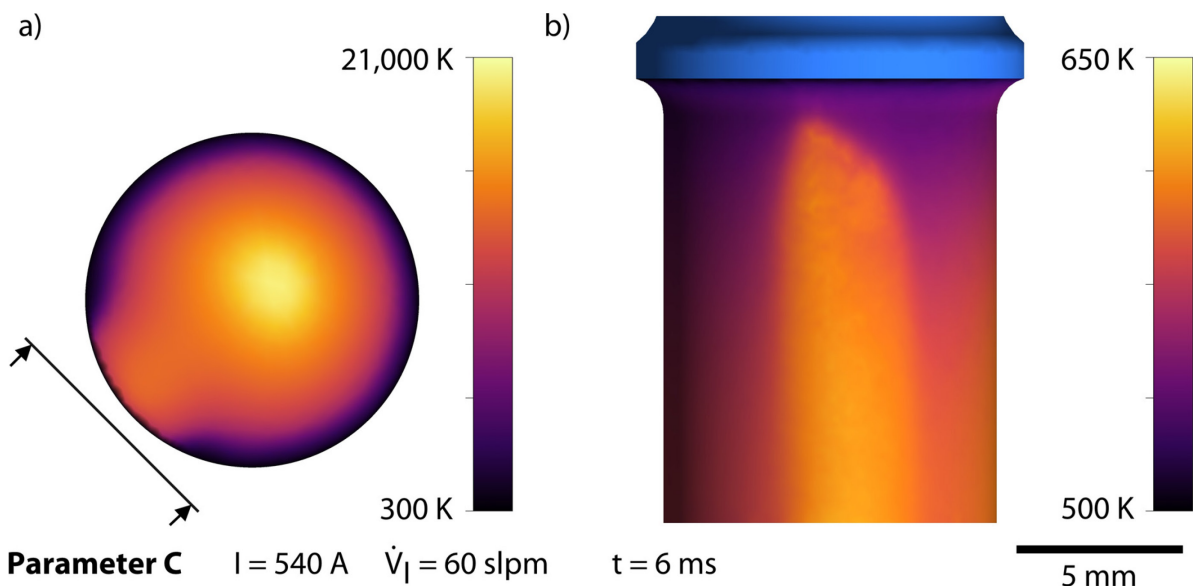


Abbildung 6.8: a) Gastemperaturen am Ausgang des CSA b) Wandtemperatur der Anode im Bereich der Lichtbogenanbindung für den Parameter C

In Abbildung 6.9 ist die Wärmestromdichte zwischen dem Plasma und der Anode dargestellt. Diese beträgt an ihrem höchsten Punkt ca. $\dot{q} \approx 6,5 \text{ kW/cm}^2$. Für die gekühlten Wände von Plasmageneratoren kann ein Wert von ca. $20\text{-}30 \text{ kW/cm}^2$ als Grenze vor der Zerstörung angenommen werden [Kra81]. Der hier simulierte Wert liegt noch deutlich unter dieser Grenze. Allerdings wurde hier zunächst noch ein Prozessparameter mit einem reinen Ar-Plasma simuliert. Binäre Gaszusammensetzungen führen zu einer wesentlich stärkeren Konzentrierung des Lichtbogens und damit zu wesentlich höheren Wärmeeinbringungen in die Elektroden [Kra81]. Dementsprechend erscheint es sehr gut möglich, dass eine stärkere Konzentration des Lichtbogens durch Ar und H_2 Parameter zu dem gezeigten Schadensbild in Abbildung 6.1 geführt hat.

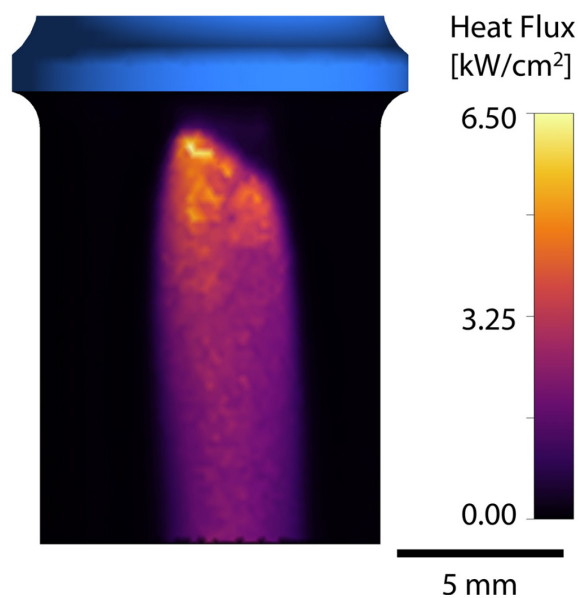


Abbildung 6.9: Übertragende Wärmestromdichte zwischen dem Plasmagas und der Anodenwand für den Parameter C

6.2 Experimentelle Manipulation der Lichtbogenposition und Untersuchung der Auswirkungen

Um den Lichtbogen und damit seinen Ansatzpunkt zu manipulieren, wurden in Zusammenarbeit mit dem LPT experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Es wurden Permanentmagneten auf dem Gehäuse des Plasmagenerators CSA direkt oberhalb der Anode angebracht und so ausgerichtet, dass ein Magnetfeld senkrecht zum Stromfluss des Lichtbogens entsteht. Ziel ist es, eine resultierende Lorentzkraft F_L zu erzeugen, welche den Lichtbogen und damit den Ansatzpunkt analog zu

den zuvor gezeigten Simulationen nach oben verschiebt. Dabei kamen zwei unterschiedliche Permanentmagneten mit magnetischen Remanenzen von $\vec{B} = 680 \text{ mT}$ und $\vec{B} = 1.200 \text{ mT}$ zum Einsatz.

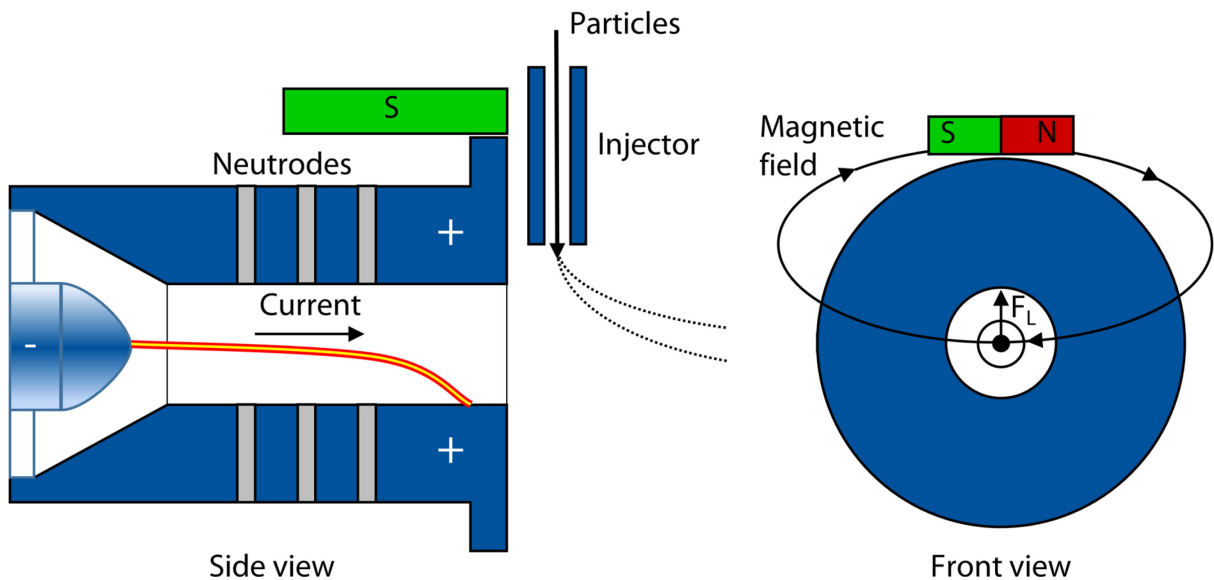


Abbildung 6.10: Ausrichtung des Magnetfelds zur Manipulation des Lichtbogens

6.2.1 Beobachtung der Lichtbogenposition

Zur Bestimmung der Position des Lichtbogens bzw. dessen Fußpunktes wurden über einen Spiegel Frontalaufnahmen des Plasmagenerators während des Betriebs aufgenommen. Das in Abbildung 6.11 a) dargestellte Vorgehen zur Beobachtung des Lichtbogens ist vergleichbar mit Untersuchungen von anderen Autoren. So untersuchten bereits Dorier et al. [DGH+01] die azimutale Position des Lichtbogenanhaftungspunktes an der Anode eines NCSA. Mit diesen Aufnahmen konnten sie die komplexe Natur der Bewegung des anodischen Lichtbogenfußpunktes zeigen. Auf ähnliche Weise verwendeten Duan und Heberlein [DH02] frontale Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, um die Position des Lichtbogenfußpunktes und die Dicke der kalten Grenzschicht zwischen dem Plasma und der Generatorwand zu bestimmen und diese Ergebnisse dann mit den verschiedenen Lichtbogenbetriebsmodi in Verbindung zu bringen.

Um die sehr schnell ablaufenden Prozesse beobachten zu können, wurde die Hochgeschwindigkeitskamera dimax HD der Firma PCO AG, Kelheim, Deutschland eingesetzt. Die Aufnahmen wurden bei einer Frequenz von $f = 34.473 \text{ Hz}$ erstellt, dies entspricht einer

Zeitdifferenz von $\Delta t = 29 \mu\text{s}$ zwischen den einzelnen Bildern. Um die hellen Emissionen des Plasmas abzuschwächen, wurde ein Stapel von Neutralsdichtefiltern (ND0,9+MD0,5+MD0,4) vor der Linse montiert. Diese wurden mit einem Bandpassfilter der Wellenlänge 694 nm (FWHM: 10 nm) kombiniert. Zur Bestimmung einer Referenzposition des Anodenumrisses wurden vor dem Prozess Kalibrieraufnahmen (Abbildung 6.11 b) durchgeführt.

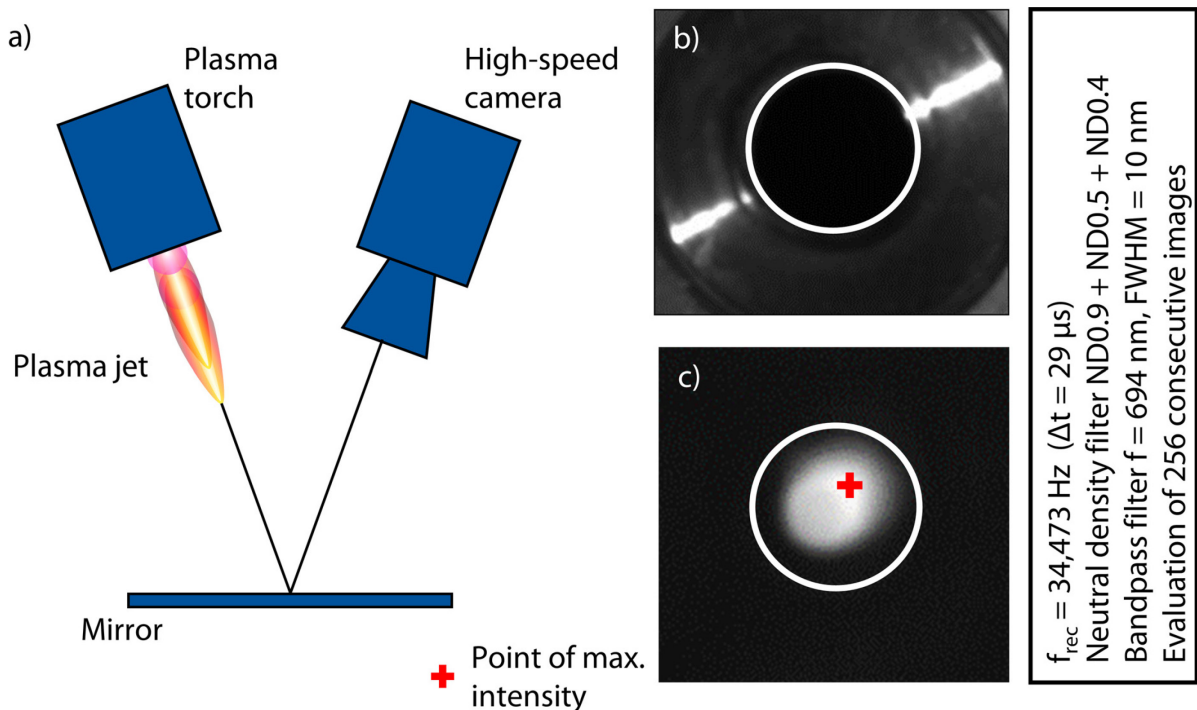


Abbildung 6.11: a) Messaufbau zur Bestimmung der Lichtbogenposition; b) Referenzaufnahme mit eingezeichnetem Umriss der Anode; c) Aufnahme während des laufenden Prozesses mit Punkt maximaler Intensität

In Abbildung 6.11 c) ist eine Aufnahme während des Prozesses abgebildet. Der Punkt der maximalen Intensität wird durch eine vom LPT programmierte Software zum Auswerten der Aufnahmen für jedes Einzelbild ermittelt. Für diesen Punkt wird angenommen, dass er in etwa die Mitte des Lichtbogens repräsentiert, da in diesem Bereich aufgrund der erhöhten Temperaturen auch die Emissionen am höchsten sind. Um eine ausreichende statistische Basis zu bilden wurden 256 konsekutive Aufnahmen aufgenommen und ausgewertet. Die Ergebnisse für die Parameter A, B und C sind in Abbildung 6.12 aufgeführt.

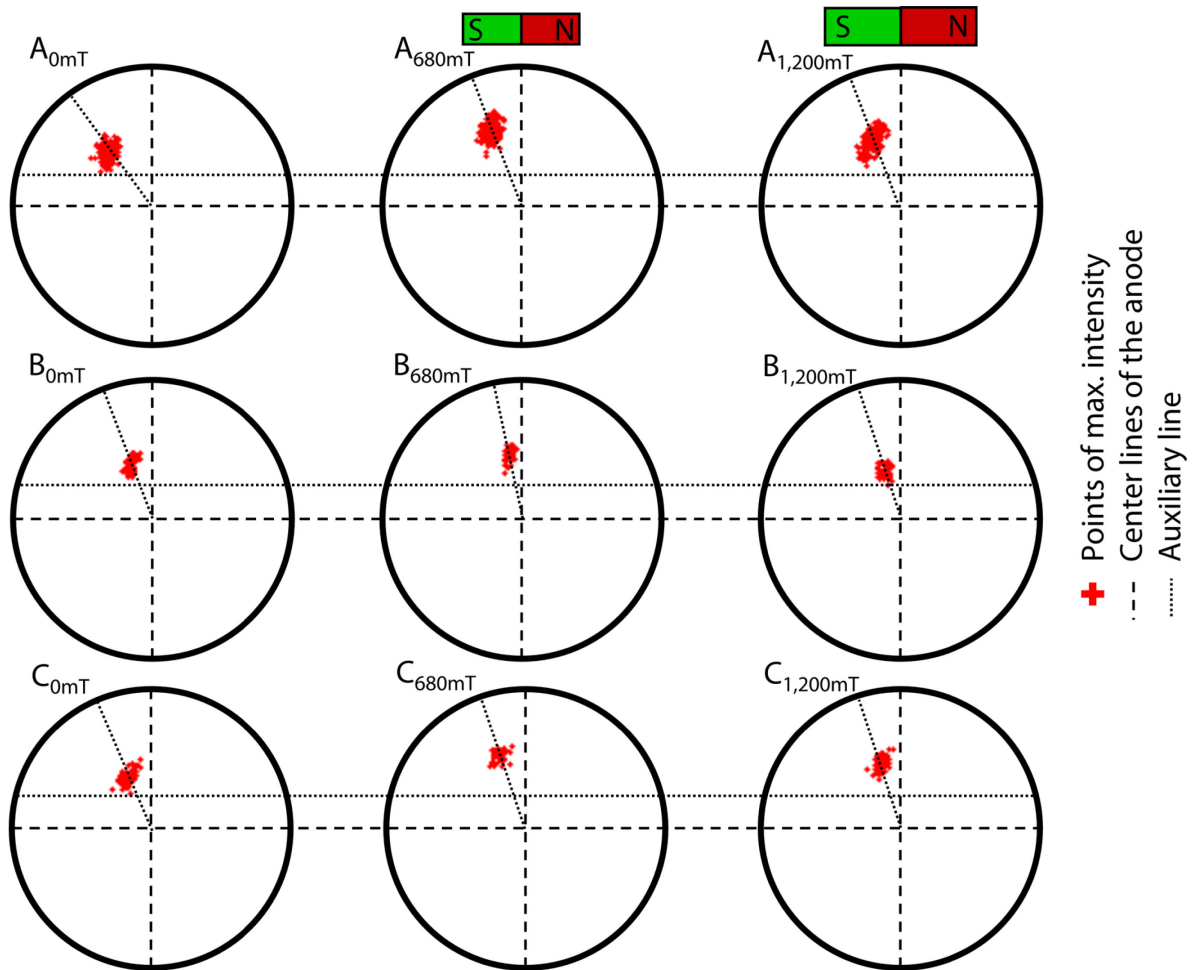


Abbildung 6.12: Punkte maximaler Lichtintensität der Parameter A, B und C vor und nach der Manipulation durch externe Magnetfelder

Die Manipulation durch die externen Magnetfelder führt vor allem im Fall der magnetischen Flussdichte von $\vec{B} = 680 \text{ mT}$ zu einer Bewegung der Punkte mit maximaler Intensität nach oben. Während der Aufwärtsbewegung wurde die gemessene maximale Intensität dabei in Richtung der vertikalen Mittellinie verschoben, was auf die kreisförmige Form der Anode zurückgeführt wird. Die beobachtete Bewegung des Intensitätsmaximums entspricht der erwarteten Richtung für eine Bewegung des Lichtbogenansatzpunktes. Das äußere Magnetfeld induziert eine Lorentz-Kraft, die auf den Lichtbogen einwirkt und folglich den Lichtbogenansatzpunkt nach oben verschiebt. Bei einer magnetischen Flussdichte von $\vec{B} = 1.200 \text{ mT}$ ist lediglich für Parameter A und C eine Verschiebung zu beobachten. Für den Parameter B hat die Manipulation keine große Bewegung hervorzurufen. Grund hierfür könnte auch die niedrigere Stromstärke und damit niedrigere Lorentzkraft sein.

Insgesamt hat die geringere magnetische Flussdichte zu einer stärkeren Verschiebung des Punktes maximaler Intensität geführt. Während die Ergebnisse nicht eindeutig sind, zeigen sie jedoch die grundsätzliche Möglichkeit, mithilfe von externen Magnetfeldern den Lichtbogen bzw. dessen Ansatzpunkt in einem CSA zu verschieben.

6.2.2 Auswirkung der Manipulation der Lichtbogenposition

Um den potentiellen Einfluss der Manipulation auch auf die Schichteigenschaften zu untersuchen, wurden Beschichtungen appliziert und hinsichtlich ihrer Schichtstruktur, Mikrohärtigkeit und Phasenzusammensetzung untersucht. Für die Applikation wurden mit dem Al_2O_3 -Spritzzusatzwerkstoff Amdry™-6062; Oerlikon Metco, Wohlen, Schweiz jeweils zwei Proben beschichtet. Die Rundproben aus S235JR haben einen Durchmesser von 25 mm und eine Dicke von 7 mm. Zur Vorbereitung wurden die Substrate auf eine Rauheit von $R_a \approx 8,5 \mu\text{m}$ und ein Vorbereitungsgrad von Sa 3 gesandstrahlt.

Während der Beschichtung wurde der Plasmagenerator in einem Spritzabstand von $d_s = 100 \text{ mm}$ in Form eines Mäanders mit einem Zwischenabstand von $d_m = 5 \text{ mm}$ über das Substrat bewegt. Die transversale Geschwindigkeit betrug $v_t = 1.000 \text{ mm/s}$, mit dieser wurden $n = 20$ Übergänge gefahren. Währenddessen wurde der Spritzzusatzwerkstoff bei einer Förderrate von $\dot{m}_p = 17 \text{ g/min}$ und einem Fördergasstrom von $\dot{V}_{\text{inj}} = 5 \text{ slpm}$ Argon durch einen Standardinjektor mit einer Länge von $l_{\text{inj}} = 40 \text{ mm}$ einem Durchmesser von $d_{\text{inj}} = 2 \text{ mm}$ in den Plasmafreistrahle injiziert. Die Schichtdicke wurde an jeweils zehn Stellen der zwei Proben mithilfe der Wirbelstrommethode der Sonde EAW3.3 des Messgeräts DUALSCOPE®MP40 der Firma Helmut Fischer GmbH, Sindelfingen, Deutschland ermittelt. Die Porosität wurde anhand von Querschliffen durch die optische Analyse von zehn Einzelaufnahmen in ImageJ bestimmt.

Abbildung 6.13 zeigt die lichtmikroskopischen Aufnahmen der Beschichtungen von Parameter A und B. Parameter C hat nur zu einem sehr geringen Schichtauftrag geführt, weshalb dieser Parameter nicht weiter untersucht wird. Im Vergleich zwischen A und B ist der deutlich höhere Auftragswirkungsgrad des Parameters A direkt ersichtlich. Ursache hierfür ist die höhere Stromstärke, die zu einer höheren Leistung und damit auch einer höheren Aufschmelzleistung dieses Parameters führt. Die Tendenz der Auftragsraten sind dabei in Übereinstimmung mit den vorhergesagten Partikeltemperaturen aus Abschnitt 5.3.4. Alle

Beschichtungen weisen für den keramischen Werkstoff Al_2O_3 typische Schichtstrukturen auf. Diese sind von einer relativ hohen Porosität gekennzeichnet.

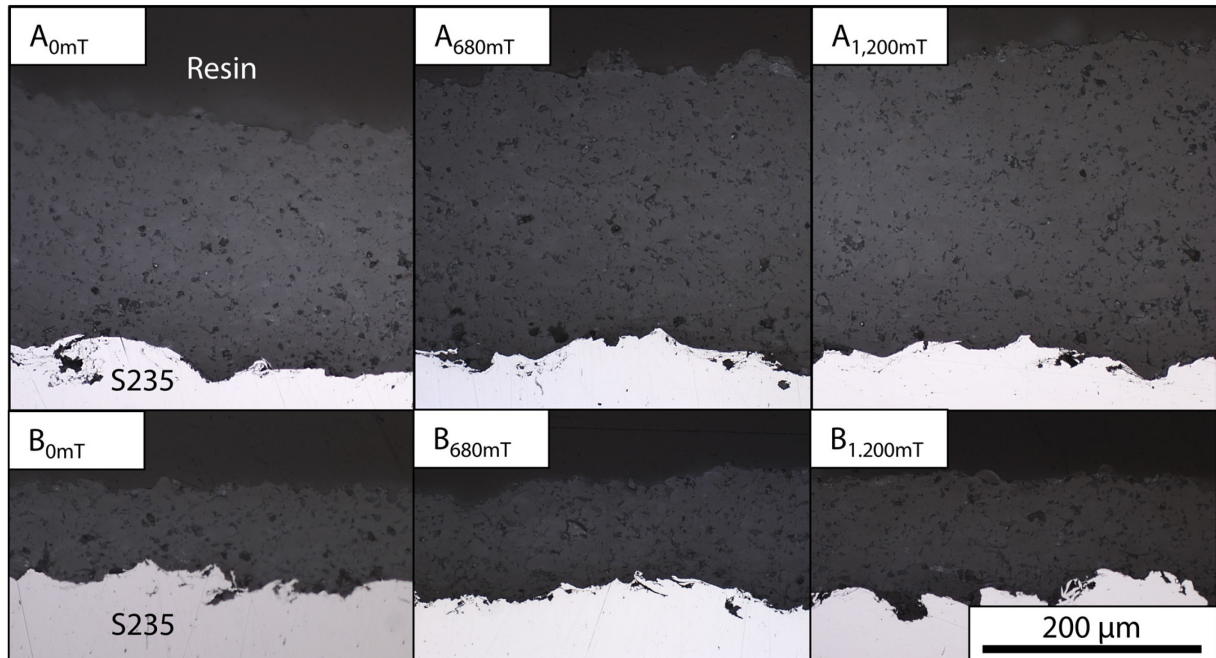


Abbildung 6.13: Einfluss der Manipulation auf die Beschichtungen von Parameter A und B

Die quantitativen Ergebnisse der Schichtanalyse sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Während die Schichtdicke von Beschichtung A_{0mT} ca. $230\text{ }\mu\text{m}$ beträgt, führt die Manipulation durch ein externes Magnetfeld zu erhöhten Schichtdicken von ca. $280\text{ }\mu\text{m}$ im Fall von A_{680mT} und $A_{1,200mT}$. Dies deutet auf einen Einfluss der Manipulation auf den Lichtbogen und damit auf die Verteilung der Temperaturen im Plasmafreistrahle hin. Durch die Verschiebung könnten die Partikel in Bereiche mit höheren Temperaturen eingedrungen und dadurch stärker aufgeschmolzen worden sein. Allerdings kann dieser Effekt nur für den Prozessparameter A beobachtet werden. Im Fall von Parameter B liegen relativ konstante Schichtdicken zwischen $124\text{ }\mu\text{m}$ und $131\text{ }\mu\text{m}$ vor. Das gleiche gilt für die Porosität der Beschichtungen. Die Porosität der Beschichtungen A liegen im Bereich zwischen $7,2\%$ bis $8,3\%$ und im Fall des Parameters B zwischen $10,2\%$ und $11,4\%$. Gleichzeitig zeigen die Werte jedoch keinen signifikanten Einfluss der Manipulation des Lichtbogens auf den Anteil der Poren. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass die visuelle Bestimmung der Porosität eine relativ ungenaue Methodik ist, bei der nur drastische Änderungen detektierbar gewesen wären. Es kann daher nicht final ausgeschlossen werden, dass ein Effekt vorhanden ist.

Tabelle 6.2: Parameter und resultierende Schichtdicke und Porosität der Beschichtungen

Parameter	Magn. Fluss. B [mT]	Porosität P [%]	Schichtdicke s [μm]
A _{0mT}	0	7,4	236
A _{680mT}	680	7,2	285
A _{1.200mT}	1.200	8,3	284
B _{0mT}	0	10,9	131
B _{680mT}	680	11,4	127
B _{1.200mT}	1.200	10,2	124

Um zu überprüfen, ob neben dem Anstieg der Schichtdicke im Fall der manipulierten Parameter A auch die Schichteigenschaften beeinflusst werden, wurden die Mikrohärtigkeit und die Phasenzusammensetzung aller Proben ermittelt. Für die Ermittlung der Mikrohärtigkeit wurde das MICROMETTM 1 der Firma Bühler Ltd. Illinois, USA eingesetzt. Für die Messung wurden in den Schichtquerschliffen aller 6 Proben jeweils $n_i = 20$ Härteeindrücke mit einer Last von $m_i = 100 \text{ g}$ über einen Zeitraum von $t_i = 15 \text{ s}$ durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.14 dargestellt.

Der Mittelwert der Härte, der mit Parametersatz A aufgetragenen Beschichtungen, liegt zwischen 1.158 HV_{0,1} und 1.229 HV_{0,1}, verglichen mit den Härten der mit Parametersatz B aufgetragenen Beschichtungen, die in einem Bereich von 993 HV_{0,1} bis 1.064 HV_{0,1} liegen. Der Härteunterschied zwischen Parametersatz A und B entspricht der Tendenz der angegebenen Porosität der Beschichtungen aus Tabelle 6.2. Die höhere Härte von Parameter A scheint auf die weniger poröse Struktur dieser Beschichtungen zurückzuführen zu sein. Auch hier ist kein erkennbarer Einfluss der Manipulation auf die Mikrohärtigkeit erkennbar. Die dargestellten Unterschiede sind im Vergleich zur Streuung zu gering, um einen klaren Trend festzumachen. Zukünftig könnte ggf. eine tiefergehende Analyse der Porengröße und -formen, wie sie in [TKA19] durchgeführt wurde, einen möglichen Effekt erkenntlich machen.

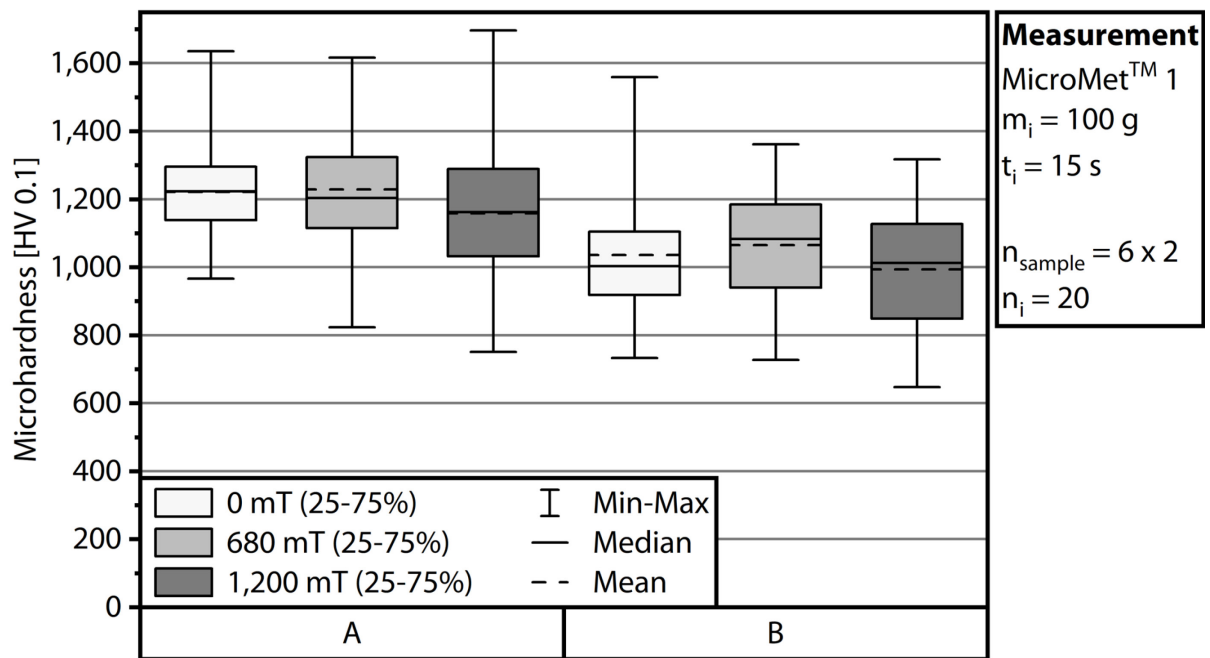


Abbildung 6.14: Mikrohärte HV 0,1 der manipulierten Parameter A und B

Um zu untersuchen, ob die Manipulation Einfluss auf die Phasenzusammensetzung hat, wurden die Phasen mithilfe der Röntgendiffraktometrie identifiziert. Dabei kam das XRD 3000 der Firma Seifert, Ahrensberg, Deutschland zum Einsatz. Dieses war mit einer Cu-K α Röntgenröhre ausgestattet, welche Röntgenstrahlung der Wellenlänge 1,540598 Å generiert. Der Einfallswinkel betrug konstant $\omega = 10^\circ$, während der Detektor im Bereich 2θ zwischen 20° und 80° in $0,05^\circ$ Schritten bewegt wurde. Dabei wurde jede Position für 5 s gehalten.

In Abbildung 6.15 sind die Röntgendiffraktogramme des Spritzzusatzwerkstoffes und der untersuchten Beschichtungen zu sehen. Ebenso sind die Positionen der Maxima für $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (JCPDS 01-088-0826) und $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (JCPDS 00-056-0457) eingefügt. In den Röntgendiffraktogrammen der Beschichtungen sind im Fall des Prozessparameters B die Peaks für $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ nur noch geringfügig ausgeprägt. Im Fall des Prozessparameters A sind diese kaum noch erkennbar. Die erkennbaren dominanten Peaks gehören zu $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$. Dies ist die typischerweise in thermisch gespritzten Al_2O_3 -Beschichtungen vorliegende Phase [Aul57, McP89]. Die sehr schnell ablaufende Abkühlung der geschmolzenen Partikel während des Aufpralls führt zur Ausbildung der $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Phase, während die Ausbildung von $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ für relativ kalte Substrate, wie es in diesem Fall vorliegt, fast vernachlässigbar ist [McP80, McP73]. Zwischen den Beschichtungen der Prozessparameter A und B sowie ihren manipulierten

Varianten ist kaum ein Unterschied erkennbar. Die nicht manipulierte Variante A_{0mT} weist einen leicht andeuteten Peak der $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Phase auf. Dieser verschwindet für die Parameter A_{680mT} und $A_{1,200mT}$ und stimmt somit mit den beobachteten höheren Schichtdicken überein. Diese hatten vermutlich einen höheren Aufschmelzgrad und weisen dementsprechend kaum bis keine Anteile des $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ mehr auf. Für die Schichten von Prozessparameter B sind, aufgrund des geringen Aufschmelzgrades der Partikel, kleine Anteile von $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ detektierbar. Dies ist in Übereinstimmung mit den beobachteten geringeren Schichtdicken.

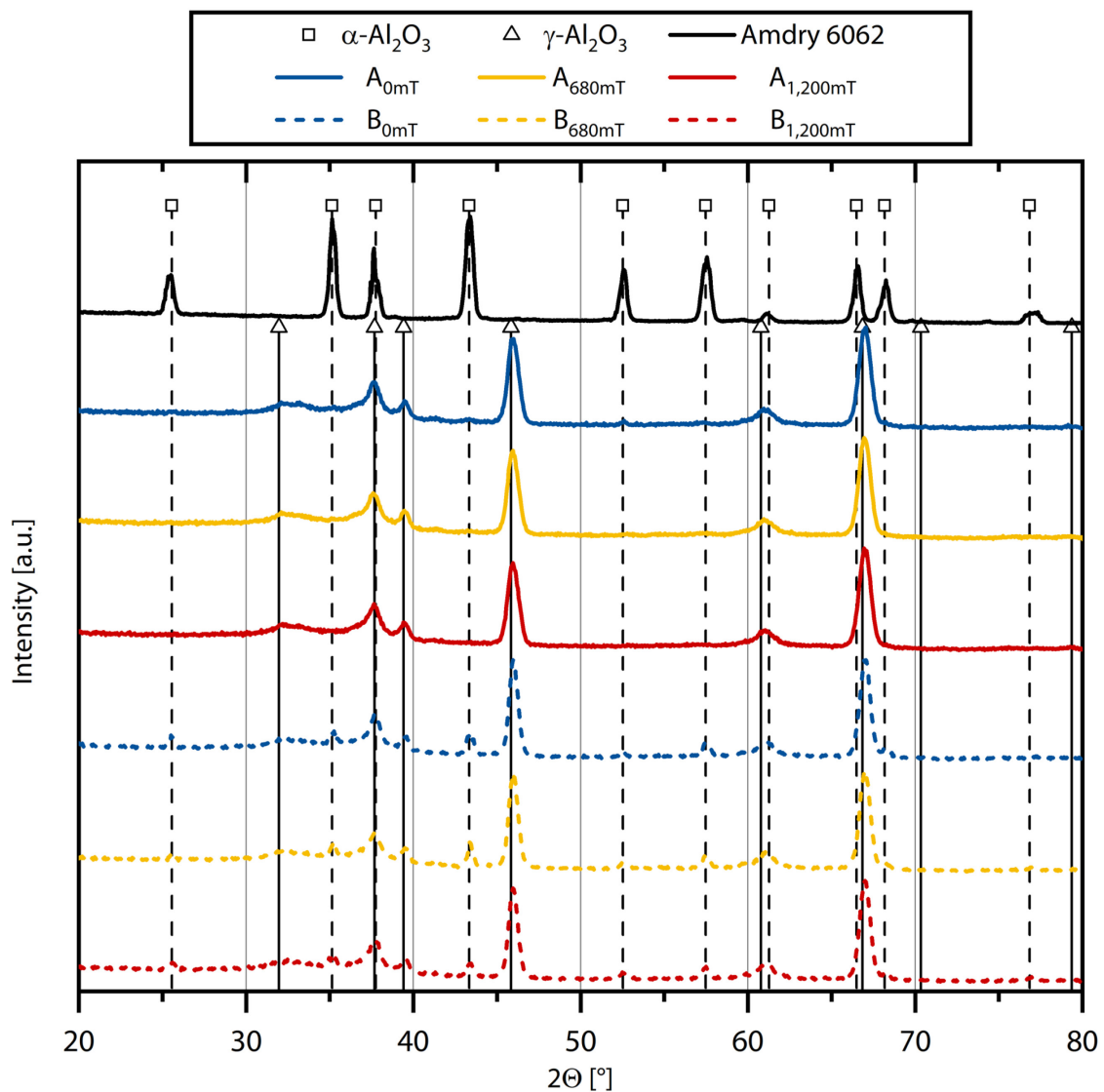


Abbildung 6.15: Röntgendiffraktogramm der Beschichtungen für Prozessparameter A und B und deren manipultierten Varianten

Um den beobachteten Einfluss der Manipulation auf den Prozessparameter weiter zu untersuchen, wurde ein sogenanntes Spritzbild erstellt. Dabei wird der Spritzbrenner auf einer Position fixiert vor ein Substrat gehalten und das entstehende Spritzbild analysiert. Hier wurden Spritzbilder auf Substraten aus S235JR mit den Dimensionen von $50 \times 50 \times 5 \text{ mm}^3$ appliziert. Der Plasmagenerator wurde dabei in einem Abstand von 100 mm für 3 s an einer Stelle gehalten. Die Spritzbilder wurden anschließend mithilfe der konfokalen Laser-mikroskopie ausgewertet. Dazu wurde das Gerät VKX 210 der Firma Keyence Deutschland GmbH, Neu-Isenburg, Deutschland genutzt.

Die Höhenkarten des Prozessparameters und der beiden manipulierten Varianten sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Um einen Vergleich zu erleichtern, sind zusätzlich die Konturen der Höhenlinie bei $400 \mu\text{m}$ unterhalb der Höhenkarte abgebildet. Die Konturen visualisieren den Einfluss der Manipulation recht plakativ. Die Form des Spritzbildes wird mit zunehmender magnetischer Flussdichte breiter. Auch wenn dieser qualitative Vergleich nur kleine Unterschiede aufzeigt, sind diese in Übereinstimmung mit dem beobachteten Einfluss aus Abbildung 6.12. Es kann erwartet werden, dass dieser Einfluss zunehmen würde, wenn die Magnetfelder hinsichtlich Stärke und Richtung an den Prozess angepasst wären.

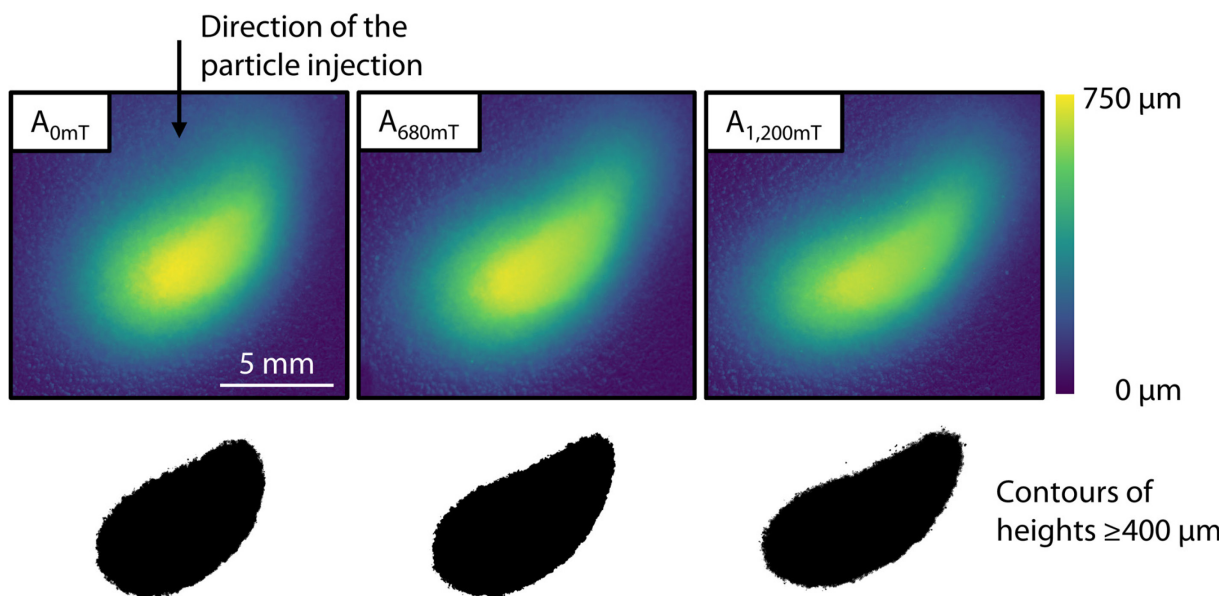


Abbildung 6.16: Einfluss der Manipulation durch Magnetfelder auf das Spritzbild des Parameter A

6.3 Zwischenfazit

Im Kapitel 6 dieser Arbeit wurde zunächst ein transientes LTE-Modell zur Beobachtung des Lichtbogenverhaltens im CSA entwickelt. Dieses wurde genutzt, um die Rotationsbewegung des Lichtbogens an der Anode für ein reines Ar-Plasma zu verfolgen. In dem Modell pendelt der Lichtbogen nach wenigen Mikrosekunden an einer finalen Position ein. Dies entspricht den experimentellen Beobachtungen von Erosionserscheinungen an der Anode. Durch die Modellierungen konnte zudem gezeigt werden, dass die Fixierung der Lichtbogenposition zu einem asymmetrischen Temperaturprofil am Ausgang des Plasmagenerators führt, welche vermutlich auch einen Einfluss auf das Verhalten der Partikel in einem Plasmafreistrahls haben wird. Zudem konnte innerhalb der Simulationen die Lichtbogenposition durch das Anlegen eines externen Magnetfelds verschoben werden. Zukünftig sollte auch dieses Modell um binäre Gaszusammensetzungen ergänzt werden, um technisch relevantere Prozessparameter nachzustellen. Zudem kann das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld am Ausgang dieses Generators als Eingangsgröße für die Freistrahlsimulationen genutzt werden, um den Einfluss der asymmetrischen Profile auf die Partikel im Freistrahls zu untersuchen.

Die Simulationen wurden durch experimentelle Untersuchungen zum Lichtbogenverhalten im CSA ergänzt. Dabei konnten ebenfalls die Vorzugspositionen des Lichtbogens beobachtet werden. Durch die Anbringung von Permanentmagneten konnte zudem der Lichtbogen im Fall des Parameters A verschoben, und seine Auswirkung auf die Schichteigenschaften untersucht werden. Die Ergebnisse zeigen, dass es zu einem höheren Auftragswirkungsgrad kommt, welcher vermutlich auf die dadurch entstehenden besseren Injektionsbedingungen für die Partikel zurückzuführen ist. Gleichzeitig hat die Manipulation keinerlei feststellbaren Einfluss auf die Schichteigenschaften. Die hier durchgeführten Manipulationen beschränkten sich auf recht simple erste Versuche mithilfe von Dauermagneten. Dabei sind die Magnetfelder von überschaubarer Stärke und noch nicht auf die Prozessparameter angepasst. Durch die gezielte Erzeugung von technischen Magnetfeldern mit angepassten Stärken, könnte dieser Effekt in Zukunft noch verstärkt und ggf. auch variabel verändert werden.

7 Zusammenfassung

Diese Arbeit setzt sich intensiv mit dem kaskadierten Plasmagenerator mit Einzellichtbogen, CSA, auseinander. Dabei wurde zunächst eine neue Methodik zur Erfassung und Bewertung der Stabilität des Plasmafreistrahls im Plasmaspritzen anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entwickelt und qualifiziert. Diese wurde genutzt, um die Generatortypen NCSA, CSA und CMA einem Vergleich zu unterziehen und zu bewerten.

Daran anschließend wurde ein Simulationsmodell des Plasmagenerators zur Vorhersage der Plasmagastemperaturen und -geschwindigkeiten am Düsenausgang des CSA aufgebaut und anhand von Leistungsdaten validiert. Das Modell basiert auf vorherigen Simulationen des CMA und wurde um binäre Ar- und H₂-Gaszusammensetzungen ergänzt. Das daraus resultierende Modell ist in der Lage, die elektrischen Leistungen und die Nettoleistungen des Generators mit guter Genauigkeit vorherzusagen.

Dem folgend wurde eingehend untersucht, ob eine Verlängerung der im Plasmaspritzen bisher verwendeten Injektoren zu einer Steigerung der Partikelgeschwindigkeit führt. Der Effekt konnte aufgrund aus der Fertigung resultierenden Rauheitsunterschieden noch nicht abschließend belegt werden. Die Erkenntnis bezüglich des Rauheitseinflusses konnte jedoch genutzt werden, um die Freistrahlsimulationen um diesen Einfluss zu erweitern.

Dementsprechend wurde ein Modell des partikelbeladenen Plasmafreistrahls eines CSA entwickelt und eingehend untersucht. Durch die Berücksichtigung der Rauheit der Partikelinjektion, der Strahlung und einer realitätsgetreueren Partikelgrößenverteilung konnte die Vorhersagegenauigkeit des Freistrahlmmodells gesteigert werden. Das Modell ist in der Lage, die Partikelgeschwindigkeiten mit einer guten Qualität vorherzusagen, auch wenn die Partikeltemperaturen noch überschätzt werden.

Im letzten Teil der Arbeit wurde die azimutale Position des Lichtbogens im CSA genauer beleuchtet. Der Lichtbogen des CSA weist für bestimmte Parameter eine Vorzugsposition und einen entsprechend einseitigen Anodenverschleiß auf. Dabei konnte nicht geklärt werden, in welchen Fällen diese Vorzugspositionen auftreten. Durch transiente Simulationen konnten diese Vorzugspositionen allerdings nachgestellt und die daraus resultierenden asymmetrischen Temperaturprofile am Düsenausgang ermittelt werden. Basierend darauf wurden Unter-

suchungen zur Manipulation des Lichtbogens durch Magnetfelder durchgeführt. Eine Auswirkung der Manipulation konnte für einen Prozessparameter beobachtet werden.

Zusammenfassend konnten somit tiefgehender Einblicke in den CSA gewonnen werden. Die Stabilität wurde anhand einer neuen Methode quantifiziert und es wurden Simulationsmodelle zur Vorhersage der Partikeltemperaturen und -geschwindigkeiten entwickelt. Darüber hinaus konnte die Lichtbogenposition beobachtet und manipuliert werden.

8 Ausblick

Mit Abschluss dieser Arbeit liegt ein erstes Plasmageneratormodell zur Vorhersage der Plasmaeigenschaften für Ar und Ar/H₂ Plasmagaszusammensetzungen vor. Dieses kann zukünftig um Ar/N₂ Gasmische erweitert werden, um auch diese technischen relevanten Parameter abzudecken. Darüber hinaus beschränkt sich das Freistrahlmmodell auf Al₂O₃ als Spritzzusatzwerkstoff. Mit dem Plasmaspritzen kann jedoch eine breite Palette an Werkstoffen verarbeitet werden, weshalb zukünftig weitere Werkstoffe wie z. B. ein metallischer Spritzzusatzwerkstoff mit runden Partikelgeometrien und ein Spritzzusatzwerkstoff für Wärmedämmschichten, wie das YSZ mit niedrigeren Wärmeleitfähigkeiten, in das Modell integriert werden sollten. Für letzteres wäre zusätzlich eine Betrachtung des Wärmeflusses innerhalb der Partikel notwendig. Hier müssten Lösungen zur Umsetzung eines solchen Ansatzes mit numerisch akzeptablen Kosten gefunden werden.

Daneben wurde eine Methode entwickelt, welche die Stabilität eines Plasmafreistrahls bewerten kann. Diese kann zukünftig noch mit den Partikeltrajektorien der Freistrahlsimulationen kombiniert werden, wie dies in einer weiteren Arbeit des Autors bereits für den CMA durchgeführt wurde [BHO21, BHO22]. Dadurch könnte der Einfluss der Instabilitäten des Plasmafreistrahls auf die Partikel noch besser abgeschätzt werden.

In Bezug auf die Partikelinjektion konnte der Einfluss von längeren Injektoren in der Praxis aufgrund der vorliegenden hohen Rauheiten der gefertigten Injektoren nicht abschließend untersucht werden. Es existieren allerdings spezielle Fertigungsverfahren zur Bohrung und Honung solcher tiefen Bohrungen mit hohen Oberflächengüten. Diese sollten genutzt werden, um den Einfluss erneut experimentell zu untersuchen.

Die bisherigen Manipulationen fanden ausschließlich mit Permanentmagneten statt, welche hinsichtlich der Stärke des Magnetfeldes aber auch dessen Ausrichtung beschränkt sind. Für eine gezielte Manipulation des Lichtbogens sollten daher zukünftig elektrisch induzierte und damit variable Magnetfelder genutzt werden. Die Anpassungen an die Prozessparameter stellt ein großes Potential im Hinblick auf eine geringere Erosion der Anode dar und insbesondere auch die Verbesserung der Injektionsbedingungen ist vielversprechend.

9 Literaturverzeichnis

- [AGW12] T. Adams, C. Grant, H. Watson, A Simple Algorithm to Relate Measured Surface Roughness to Equivalent Sand-grain Roughness, *International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics* 1 1 (2012), 66-71
- [AH92] J. Agapakis, T. Hoffman, Real-time imaging for thermal spray process development and control, *Journal of Thermal Spray Technology* 1 1 (1992), 19–25
- [Alk21] I. Alkhasli, Multiscale Modelling of Plasma Spraying, Dissertation: Shaker Verlag GmbH, 1, 2021, ISBN 978-3-8440-8263-0
- [Aul57] N. N. Ault, Characteristics of Refractory Oxide Coatings Produced by Flame-Spraying, *Journal of the American Ceramic Society* 40 3 (1957), 69–74
- [BBP11] K. Bobzin, N. Bagcivan, I. Petkovič, Numerical and experimental determination of plasma temperature during air plasma spraying with a multiple cathodes torch, *Journal of Materials Processing Technology* 211 10 (2011), 1620–1628
- [BBS+95] J. A. Brogan, C. C. Berndt, W. C. Smith, R. V. Gansert, S. Raghu, S. Sampath, H. Herman, Real-time imaging of the plasma spray process—Work in progress, *Journal of Thermal Spray Technology* 4 4 (1995), 374–376
- [BBZ+11] K. Bobzin, N. Bagcivan, L. Zhao, I. Petkovic, J. Schein, K. Hartz-Behrend, S. Kirner, J.-L. Marqués, G. Forster, Modelling and diagnostics of multiple cathodes plasma torch system for plasma spraying, *Frontiers of Mechanical Engineering* 19 1 (2011), 1
- [BGM03] J. F. Bisson, B. Gauthier, C. Moreau, Effect of Plasma Fluctuations on In-Flight Particle Parameters, *Journal of Thermal Spray Technology* 12 1 (2003), 38–43
- [BHO21] K. Bobzin, H. Heinemann, A. O'Brien, Capturing the Influence of Jet Fluctuations on Particles in Plasma Spraying, in: F. Azarmi, X. Chen, J. Cizek, C. Cojocar, B. Jodoin, H. Koivuluoto, Y. C. Lau, R. Fernandez, O. Ozdemir, H. Salimi Jazi, F. Toma, *Thermal Spray 2021: Proceedings from the International Thermal Spray Conference*, ASM International, 2021, 379–385, ISBN 978-1-7138-3130-3

- [BHO22] K. Bobzin, H. Heinemann, A. O'Brien, Capturing the Influence of Jet Fluctuations on Particles in Plasma Spraying, *Journal of Thermal Spray Technology* 31 1-2 (2022), 59–69
- [BKW+13a] K. Bobzin, N. Kopp, T. Warda, M. Schäfer, M. Öte, A Numerical Investigation: Influence of the Operating Gas on the Flow Characteristics of a Three-Cathode Air Plasma Spraying System, in: R. Lima (Ed.), *Innovative coating solutions for the global economy, International Thermal Spray Conference & Exposition ; (ITSC 2013) ; Busan, Republic of Korea, 13 - 15 May 2013*, Red Hook, NY: Curran, 2013, 400–405, ISBN 9781632666819
- [BKW+13b] K. Bobzin, N. Kopp, T. Warda, I. Petković, S. Zimmermann, K. Hartz-Behrend, K. Landes, G. Forster, S. Kirner, J.-L. Marqués, J. Schein, J. Prehm, K. Möhwald, F.-W. Bach, Improvement of Coating Properties in Three-Cathode Atmospheric Plasma Spraying, *Journal of Thermal Spray Technology* 22 4 (2013), 502–508
- [BL02] F.-W. Bach, E. Lugscheider, *Handbuch der thermischen Spritztechnik, Technologien - Werkstoffe - Fertigung*, Düsseldorf: Verl. für Schweißen und Verwandte Verfahren, DVS-Verl., 2002, ISBN 978-3-87155-186-4
- [BLN+06] K. Bobzin, E. Lugscheider, R. Nickel, T. Kashko, Advanced Homogenization Strategies in Material Modeling of Thermally Sprayed TBCs, *Advanced Engineering Materials* 8 7 (2006), 663–669
- [BM03] J. F. Bisson, C. Moreau, Effect of Direct-Current Plasma Fluctuations on In-Flight Particle Parameters, Part II, *Journal of Thermal Spray Technology* 12 2 (2003), 258–264
- [BMD+05] J. F. Bisson, C. Moreau, M. Dorfman, C. Dambra, J. Mallon, Influence of Hydrogen on the Microstructure of Plasma-Sprayed Yttria-Stabilized Zirconia Coatings, *Journal of Thermal Spray Technology* 14 1 (2005), 85–90
- [BÖ15] K. Bobzin, M. Öte, A Numerical Investigation: Air Plasma Spraying by means of a Three-Cathode Spraying Torch, *Thermal Spray Bulletin* 8 2 (2015), 118–125
- [BÖ16] K. Bobzin, M. Öte, Modeling Multi-Arc Spraying Systems, *Journal of Thermal Spray Technology* 25 5 (2016), 920–932

- [Bob13] K. Bobzin, Oberflächentechnik für den Maschinenbau, Weinheim: Wiley-VCH, 1. Aufl., 2013, ISBN 978-3-527-33018-8
- [BÖK+17] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, I. Alkhasli, U. Reisgen, O. Mokrov, O. Lisnyi, Simulation of the Particle Melting Degree in Air Plasma Spraying, Journal of Physics: Conference Series 825 (2017), 12002
- [BÖK+19a] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, I. Alkhasli, Macroscopic particle modeling in air plasma spraying, Surface and Coatings Technology 364 (2019), 449–456
- [BÖK+19b] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, H. Heinemann, S. Zimmermann, J. Schein, Influence of external magnetic fields on the coatings of a cascaded plasma generator, IOP Conference Series: Materials Science and Engineering 480 (2019), 12004
- [BÖK+19c] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, H. Heinemann, Influence of Injector Head Geometry on Particle Injection in Plasma Spraying, in: F. Azarmi, K. Balani, H. Koivuluoto, Y. Lau, H. Li, K. Shinoda, F. Toma, J. Veilleux, C. Widener, Thermal Spray 2019: Proceedings from the International Thermal Spray Conference, ASM International, 2019, 192–198
- [BÖK+20a] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, I. Alkhasli, Macroscopic Modeling of an Agglomerated and Sintered Particle in Air Plasma Spraying, Journal of Thermal Spray Technology 29 1-2 (2020), 13–24
- [BÖK+20b] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, H. Heinemann, Influence of the Injector Head Geometry on the Particle Injection in Plasma Spraying, Journal of Thermal Spray Technology 29 4 (2020), 534–545
- [BÖK+21] K. Bobzin, M. Öte, M. A. Knoch, I. Alkhasli, H. Heinemann, High-Speed Video Analysis of the Process Stability in Plasma Spraying, Journal of Thermal Spray Technology (2021)
- [BÖS+16] K. Bobzin, M. Öte, J. Schein, S. Zimmermann, K. Möhwald, C. Lummer, Modelling the Plasma Jet in Multi-Arc Plasma Spraying, Journal of Thermal Spray Technology 25 6 (2016), 1111–1126

- [BÖS+17] K. Bobzin, M. Öte, J. Schein, S. Zimmermann, Numerical Study on Plasma Jet and Particle Behavior in Multi-arc Plasma Spraying, *Journal of Thermal Spray Technology* 26 5 (2017), 811–830
- [BPB03] A. Blais, P. Proulx, M. I. Boulos, Three-dimensional numerical modelling of a magnetically deflected dc transferred arc in argon, *Journal of Physics D: Applied Physics* 36 5 (2003), 488–496
- [BVM+05] C. Baudry, A. Vardelle, G. Mariaux, M. Abbaoui, A. Lefort, Numerical Modeling of a DC Non-Transferred Plasma Torch, Movement of the Arc Anode Attachment and resulting Anode Erosion, *High Temperature Material Processes (An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes)* 9 1 (2005), 1–15
- [BWH+21] K. Bobzin, W. Wietheger, H. Heinemann, F. Wolf, Simulation of thermally sprayed coating properties considering the splat boundaries, *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* 1147 1 (2021), 12026
- [Cra85] L. E. Cram, Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines, *Journal of Physics D: Applied Physics* 18 3 (1985), 401–411
- [CRG+10] Y. Cressault, M. E. Rouffet, A. Gleizes, E. Meillot, Net emission of Ar–H₂–He thermal plasmas at atmospheric pressure, *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 33 (2010), 335204
- [CRR07] J.-F. Coudert, V. Rat, D. Rigot, Influence of Helmholtz oscillations on arc voltage fluctuations in a dc plasma spraying torch, *Journal of Physics D: Applied Physics* 40 23 (2007), 7357–7366
- [CVM+10] C. Caruyer, S. Vincent, E. Meillot, J.-P. Caltagirone, D. Damiani, Analysis of the unsteadiness of a plasma jet and the related turbulence, *Surface and Coatings Technology* 205 4 (2010), 1165–1170
- [DGH+01] J.-L. Dorier, M. Gindrat, C. Hollenstein, A. Salito, M. Loch, G. Barbezat, Time-resolved imaging of anodic arc root behavior during fluctuations of a DC plasma spraying torch, *IEEE Transactions on Plasma Science* 29 3 (2001), 494–501
- [DH02] Z. Duan, J. V. Heberlein, Arc Instabilities in a Plasma Spray Torch, *Journal of Thermal Spray Technology* 11 1 (2002), 44–51

- [DHS+01] J.-L. Dorier, C. Hollenstein, A. Salito, M. Loch, G. Barbezat, Characterisation and Origin of Arc Fluctuations in a F4 DC Plasma Torch used for Thermal Spraying, High Temperature Material Processes (An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes) 5 4 (2001), 13
- [DIN17] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. **DIN EN ISO 14232-1**, Thermisches Spritzen – Pulver – Teil 1: Zusammensetzung und technische Lieferbedingungen Beuth Verlag, Berlin, DIN Deutsches Institut für Normung e.V., 2017
- [DIN22] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. **DIN EN ISO 21920-2:2022-12**, Geometrische Produktspezifikation(GPS)- Oberflächenbeschaffenheit: Profile-Teil 2, Begriffe und Kenngrößen für die Oberflächenbeschaffenheit (ISO 21920-2:2021, korrigierte Fassung 2022-06); Deutsche Fassung EN_ISO_21920-2:2022 Beuth Verlag GmbH, Berlin, DIN Deutsches Institut für Normung e.V., 2022
- [EPW67] E. R. G. Eckert, E. Pfender, S. A. Wutzke, Study of electric arc behavior with superimposed flow, AIAA Journal 5 4 (1967), 707–713
- [Fau04] P. L. Fauchais, Understanding plasma spraying, Journal of Physics D: Applied Physics 37 9 (2004), R86-R108
- [FCS+03] J. R. Fincke, D. M. Crawford, S. C. Snyder, W. D. Swank, D. C. Haggard, R. L. Williamson, Entrainment in high-velocity, high-temperature plasma jets. Part I: experimental results, International Journal of Heat and Mass Transfer 46 22 (2003), 4201–4213
- [FCV+92] P. L. Fauchais, J.-F. Coudert, M. Vardelle, A. Vardelle, A. Denoirjean, Diagnostics of thermal spraying plasma jets, Journal of Thermal Spray Technology 1 2 (1992), 117–128
- [FHB14] P. L. Fauchais, J. V. R. Heberlein, M. I. Boulos, Thermal spray fundamentals, From powder to part, New York: Springer: 2014, ISBN 1306691354
- [Fis02] A. Fischer, Analyse des Atmosphärischen Plasmaspritzens mittels online Prozeßkontrolle, Zugl.: Aachen, Techn. Hochsch., Diss., 2001, Aachen: Mainz, 1. Aufl., 2002, ISBN 3861300915

- [FMV+06] P. L. Fauchais, G. Montavon, M. Vardelle, J. Cedelle, Developments in direct current plasma spraying, *Surface and Coatings Technology* 201 **5** (2006), 1908–1921
- [Fra92] T. Frank, Numerische Simulation der feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal unter Berücksichtigung von Wandrauigkeiten: 1992
- [FS91] J. R. Fincke, W. D. Swank, Measurement of particle size, velocity and temperature in the plasma spray coating process, in: D. E. Stock, *Gas-solid flows* 1991, presented at the First ASME JSME Fluids Engineering Conference Portland, Oregon, June 23 - 27, 1991, New York: American Society of Mechanical Engineers, 1991, 97–102, ISBN 0-7918-0715-0
- [FVV+96] P. L. Fauchais, M. Vardelle, A. Vardelle, L. Bianchi, A. C. Léger, Parameters controlling the generation and properties of plasma sprayed zirconia coatings, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 16 **1** (1996), 99–125
- [GBR+97] J.-J. Gonzalez, M. Bouaziz, M. Razafinimanana, A. Gleizes, The influence of iron vapour on an argon transferred arc, *Plasma Sources Science and Technology* 6 **1** (1997), 20–28
- [GGP+93] J.-J. Gonzalez, A. Gleizes, P. Proulx, M. I. Boulos, Mathematical modeling of a free-burning arc in the presence of metal vapor, *Journal of Applied Physics* 74 **5** (1993), 3065–3070
- [GSZ+18] L. Guggenheim, A. Schwenk, S. Zimmermann, J. Schein, K. Landes, Untersuchungen zum Einfluss von Permanentmagneten auf das physikalische Verhalten von kaskadierten, wandstabilisierten Lichtbögen und keramisch gespritzten Schichten, in: K. Nassenstein, K. von Niessen, 7. GTV Kolloquium Thermisches Spritzen & Laser Cladding, 2018, 95–101
- [GVR21] Thermal Spray Coatings Market Size, Share & Trends Analysis Report, 2022 - 2030:, 2021
- [Har10] J. E. Harry, Introduction to plasma technology, Science, engineering and applications, Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2010, ISBN 978-3-527-32763-8

- [Hei19] R. B. Heimann, A Discussion on the Limits to Coating Reproducibility Based on Heat Transfer Instabilities, *Journal of Thermal Spray Technology* 28 3 (2019), 327–332
- [HEP83] K. C. Hsu, K. Etemadi, E. Pfender, Study of the free-burning high-intensity argon arc, *Journal of Applied Physics* 54 3 (1983), 1293–1301
- [Her16] H. Herwig, *Strömungsmechanik, Einführung in die Physik von technischen Strömungen*, Wiesbaden: Springer Vieweg, 2., überarbeitete und erweiterte Auflage, 2016, ISBN 978-3-658-12982-8
- [HGŠ06] J. Hlína, J. Gruber, J. Šonský, Application of a CCD camera to investigations of oscillations in a thermal plasma jet, *Measurement Science and Technology* 17 4 (2006), 918–922
- [HMC12] D. Hawley, R. Molz, D. Chen, Evaluating a Single Arc Cascaded Plasma Gun, in: *ASM International, Thermal Spray 2012, Proceedings from the International Thermal Spray Conference and Exposition. ITSC 2012*, Ohio: ASM International, 2012, 886–890, ISBN 978-1-62708-010-1
- [HSN04] J. Hlína, J. Sonsky, V. Nenicka, Mapping of Spatial Distributions of Oscillations in a Thermals Plasma Jet, *High Temperature Material Processes (An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes)* 8 2 (2004), 215–220
- [Hug67] G. A. Hughmark, Mass and heat transfer from rigid spheres, *AIChE Journal* 13 6 (1967), 1219–1221
- [JEN03] J. Larjo, E. Hamalainen, N. Kriikka, In-Flight Particle Imaging in Thermal Spraying with Diode Laser Illumination, in: *B. R. Marple, C. Moreau, Thermal spray 2003, Advancing the science and applying the technology; 5 - 8 May 2003, Orlando, Florida, USA; proceedings of the International Thermal Spray Conference, ITSC 2003*, Materials Park, Ohio: ASM International, 1. print., [Elektronische Ressource], 2003, 1113–1116, ISBN 0-87170-785-3
- [JVC+99] S. Janisson, A. Vardelle, J.-F. Coudert, P. L. Fauchais, E. Meillot, Analysis of the Stability of DC Plasma Gun Operating with Ar-He-H₂ Gas Mixtures, *Annals of the New York Academy of Sciences* 891 1 (1999), 407–416

- [KN02] P. Kotalik, H. Nishiyama, An effect of magnetic field on arc plasma flow, IEEE Transactions on Plasma Science 30 **1** (2002), 160–161
- [Kra81] E. Kranz, Physikalische Diagnostik-Methoden für die technische Plasmatron-Anwendung und mit ihnen erhaltene Ergebnisse, Dissertation, Greifswald: 1981
- [Lan91] Landes, K. D. **EP0500492B1**, Plasmaspritzgerät zum Versprühen von festem, pulverförmigem oder gasförmigem Material, 1991
- [LBE+96] E. Lugscheider, C. Barimani, P. Eckert, U. Eritt, Modeling of the APS plasma spray process, Computational Materials Science 7 **1-2** (1996), 109–114
- [LBN06] E. Lugscheider, K. Bobzin, R. Nickel, Application of Multiscale Modeling in the Coating Formation Simulation of APS PYSZ TBCs, Journal of Thermal Spray Technology 15 **4** (2006), 537–544
- [LC01] H.-P. Li, X. Chen, Three-dimensional modelling of a dc non-transferred arc plasma torch, Journal of Physics D: Applied Physics 34 **17** (2001), L99-L102
- [LM02] L. Leblanc, C. Moreau, The Long-Term Stability of Plasma Spraying, Journal of Thermal Spray Technology 11 **3** (2002), 380–386
- [LN03] E. Lugscheider, R. Nickel, Finite element simulation of a coating formation on a turbine blade during plasma spraying, Surface and Coatings Technology 174-175 (2003), 475–481
- [LP02] E. Lugscheider, N. Papenfuß-Janzen, Simulation of the influence of spray parameters on particle properties in APS, in: E. Lugscheider (Ed.), International Thermal Spray Conference, Conference Proceedings, Düsseldorf: Verl. für Schweißen und Verwandte Verfahren DVS-Verl., 2002, 42–46, ISBN 3-87155-783-8
- [LPC03] H.-P. Li, E. Pfender, X. Chen, Application of Steenbeck's minimum principle for three-dimensional modelling of DC arc plasma torches, Journal of Physics D: Applied Physics 36 **9** (2003), 1084–1096
- [LS74] B. E. Launder, D. B. Spalding, The numerical computation of turbulent flows, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering 3 **2** (1974), 269–289

- [MA94] A. B. Murphy, C. J. Arundelli, Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 14 **4** (1994), 451–490
- [MAB95] H. Minoo, A. Arsaoui, A. Bouvier, An analysis of the cathode region of a vortex-stabilized arc plasma generator, *Journal of Physics D: Applied Physics* 28 **8** (1995), 1630–1648
- [McG11] J. McGovern, Friction factor diagrams for pipe flow (2011)
- [MCM+06] E. Moreau, C. Chazelas, G. Mariaux, A. Vardelle, Modeling the Restrike Mode Operation of a DC Plasma Spray Torch, *Journal of Thermal Spray Technology* 15 **4** (2006), 524–530
- [McP73] R. McPherson, Formation of metastable phases in flame- and plasma-prepared alumina, *Journal of Materials Science* 8 **6** (1973), 851–858
- [McP80] R. McPherson, On the formation of thermally sprayed alumina coatings, *Journal of Materials Science* 15 **12** (1980), 3141–3149
- [McP89] R. McPherson, A review of microstructure and properties of plasma sprayed ceramic coatings, *Surface and Coatings Technology* 39-40 (1989), 173–181
- [MFS09] L.-J. Marqués, G. Forster, J. Schein, Multi-Electrode Plasma Torches, Motivation for Development and Current State-of-the-Art, *The Open Plasma Physics Journal* 2 **1** (2009), 89–98
- [MGL+94] C. Moreau, P. Gougeon, M. Lamontagne, V. Lacasse, G. Vaudreuil, P. Cielo, On-line control of the plasma spraying process by monitoring the temperature, velocity, and trajectory of in-flight particles (1994)
- [MT14] A. B. Murphy, E. Tam, Thermodynamic properties and transport coefficients of arc lamp plasmas: argon, krypton and xenon, *Journal of Physics D: Applied Physics* 47 **29** (2014), 295202
- [Mur00] A. B. Murphy, Transport Coefficients of Hydrogen and Argon–Hydrogen Plasmas, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 20 **3** (2000), 279–297
- [Mur01] A. B. Murphy, Thermal plasmas in gas mixtures, *Journal of Physics D: Applied Physics* 34 **20** (2001), R151–R173

- [Mur14] A. B. Murphy, Calculation and application of combined diffusion coefficients in thermal plasmas, Scientific reports 4 (2014), 4304
- [MV05] G. Mariaux, A. Vardelle, 3-D time-dependent modelling of the plasma spray process. Part 1, Flow modelling, International Journal of Thermal Sciences 44 4 (2005), 357–366
- [MVS11] G. Mauer, R. Vaßen, D. Stöver, Plasma and Particle Temperature Measurements in Thermal Spray: Approaches and Applications, Journal of Thermal Spray Technology 20 3 (2011), 391–406
- [Oer17] Oerlikon Metco, Werkstoffe für das Thermische Spritzen, BRO-0001.17, 2017
- [Oer20] Oerlikon Metco, Material Product Data Sheet, Pure Aluminum Oxide Powders, DSM-0237.1_Al2O3-1, 2020
- [OMH19] P. Ondac, A. Maslani, M. Hrabovsky, Investigation of the Arc-Anode Attachment Area by Utilizing a High-Speed Camera, PLASMA PHYSICS AND TECHNOLOGY 3 1 (2019), 1–4
- [Ost09] A. G. Ostrogorsky, Simple Explicit Equations for Transient Heat Conduction in Finite Solids, Journal of Heat Transfer 131 1 (2009)
- [Öte16] M. Öte, Understanding multi-arc plasma spraying, Dissertation:, 2016, ISBN 978-3-8440-4598-7
- [Ots79] N. Otsu, A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms, IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics 9 1 (1979), 62–66
- [Paw08] L. Pawłowski, The science and engineering of thermal spray coatings, Chichester, England, Hoboken, NJ: Wiley, 2nd ed., 2008, ISBN 978-0-471-49049-4
- [Paw80] L. Pawłowski, Optimization of Arc Plasma Spraying Parameters, Surface Technology 11 (1980), 8–16
- [Pet14] I. Petkovič, Modellierung und Simulation als Werkzeug zur Verbesserung des APS-Prozesses mittels Mehrlichtbogen-Plasmagenerator, Zugl.: Aachen, Techn. Hochsch., Diss., 2014, Aachen: Shaker, 2014, ISBN 978-3-8440-2891-1

- [PFS91] E. Pfender, J. R. Fincke, R. Spores, Entrainment of cold gas into thermal plasma jets, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 11 4 (1991), 529–543
- [PHP+99] J. H. Park, J. V. Heberlein, E. Pfender, Y.-C. Lau, J. Ruud, Wang H. P., Particle Behavior in a Fluctuating Plasma Jet, *Annals of the New York Academy of Sciences* 891 1 (1999), 417–424
- [PKH+04] J. M. Park, K. S. Kim, T. H. Hwang, S. H. Hong, Three-Dimensional Modeling of Arc Root Rotation by External Magnetic Field in Nontransferred Thermal Plasma Torches, *IEEE Transactions on Plasma Science* 32 2 (2004), 479–487
- [RGG95] S. Raghu, G. Goutevenier, R. Gansert, Comparative study of the structure of gas-stabilized and water-stabilized plasma jets, *Journal of Thermal Spray Technology* 4 2 (1995), 175–178
- [RMC17] V. Rat, F. Mavier, J.-F. Coudert, Electric Arc Fluctuations in DC Plasma Spray Torch, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 37 3 (2017), 549–580
- [RMV+06] K. Ramachandran, J.-L. Marqués, R. Vaßen, D. Stöver, Modelling of arc behaviour inside a F4 APS torch, *Journal of Physics D: Applied Physics* 39 15 (2006), 3323–3331
- [RSP94] S. Russ, P. J. Strykowski, E. Pfender, Mixing in plasma and low density jets, *Experiments in Fluids* 16 5 (1994), 297–307
- [Sch09] Schoop, M. U. **49278**, Verfahren zur Herstellung von dichten metallischen Schichten, 1909
- [SFL02] K. Seemann, A. Fischer, E. Lugscheider, Influence of noise factors at atmospheric plasma spraying, in: E. Lugscheider (Ed.), *International Thermal Spray Conference, Conference Proceedings*, Düsseldorf: Verl. für Schweißen und Verwandte Verfahren DVS-Verl., 2002, 1007–1010, ISBN 3-87155-783-8
- [SFV+07] V. Srinivasan, M. Friis, A. Vaidya, T. Streibl, S. Sampath, Particle Injection in Direct Current Air Plasma Spray: Salient Observations and Optimization Strategies, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 27 5 (2007), 609–623
- [SMD88] R. N. Szente, R. J. Munz, M. G. Drouet, Arc velocity and cathode erosion rate in a magnetically driven arc burning in nitrogen, *Journal of Physics D: Applied Physics* 21 6 (1988), 909–913

- [Som92] M. Sommerfeld, Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows, *International Journal of Multiphase Flow* 18 **6** (1992), 905–926
- [SS19] R. C. Seshadri, S. Sampath, Characteristics of Conventional and Cascaded Arc Plasma Spray-Deposited Ceramic Under Standard and High-Throughput Conditions, *Journal of Thermal Spray Technology* 2 **170** (2019), 308
- [Sul05] Sulzer, TriStar IPS-1000 Manual, MAN 411170 DE 02, 2005
- [TAR+14] W. Tillmann, M. Abdulgader, H. G. Rademacher, N. Anjami, L. Hagen, Adapting of the Background-Oriented Schlieren (BOS) Technique in the Characterization of the Flow Regimes in Thermal Spraying Processes, *Journal of Thermal Spray Technology* 23 **1-2** (2014), 21–30
- [TCV+09] J. P. Trelles, C. Chazelas, A. Vardelle, J. V. Heberlein, Arc Plasma Torch Modeling, *Journal of Thermal Spray Technology* 18 **5-6** (2009), 728–752
- [THP07] J. P. Trelles, J. V. Heberlein, E. Pfender, Non-equilibrium modelling of arc plasma torches, *Journal of Physics D: Applied Physics* 40 **19** (2007), 5937–5952
- [TKA19] W. Tillmann, O. Kahil, M. Abdulgader, Porosity Characterization and Its Effect on Thermal Properties of APS-Sprayed Alumina Coatings Properties of APS-Sprayed Alumina Coatings, *Coatings* 601 **9** (2019)
- [TPH06] J. P. Trelles, E. Pfender, J. V. Heberlein, Multiscale Finite Element Modeling of Arc Dynamics in a DC Plasma Torch, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 26 **6** (2006), 557–575
- [Tre13] J. P. Trelles, Computational study of flow dynamics from a dc arc plasma jet, *Journal of Physics D: Applied Physics* 46 **25** (2013), 255201
- [TSJ+10] N. Tiwari, S. N. Sahasrabudhe, N. K. Joshi, A. K. Das, Study of jet fluctuations in DC plasma torch using high speed camera, *Journal of Physics: Conference Series* 208 (2010), 12134
- [Tuc13] Tucker, R. C., Thermal spray technology, Materials Park Ohio: ASM International, 2. print, 2013, ISBN 978-1-61503-996-8
- [VMA+16] A. Vardelle, C. Moreau, J. Akedo, H. Ashrafizadeh, C. C. Berndt, J. O. Berghaus, M. I. Boulos, J. A. Brogan, A. C. Bourtsalas, A. Dolatabadi, M. R. Dorfman, T. J.

- Eden, P. L. Fauchais, G. Fisher, F. Gaertner, M. Gindrat, R. Henne, M. Hyland, E. Irissou, E. H. Jordan, K. A. Khor, A. Killinger, Y.-C. Lau, C.-J. Li, L. Li, J. Longtin, N. Markocsan, P. J. Masset, J. Matejcek, G. Mauer, A. McDonald, J. Mostaghimi, S. Sampath, G. Schiller, K. Shinoda, M. F. Smith, A. A. Syed, N. J. Themelis, F.-L. Toma, J. P. Trelles, R. Vaßen, P. Vuoristo, The 2016 Thermal Spray Roadmap, *Journal of Thermal Spray Technology* 25 8 (2016), 1376–1440
- [VMT+15] A. Vardelle, C. Moreau, N. J. Themelis, C. Chazelas, A Perspective on Plasma Spray Technology, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 35 3 (2015), 491–509
- [VVF+01] M. Vardelle, A. Vardelle, P. L. Fauchais, K.-I. Li, B. Dussoubs, N. J. Themelis, Controlling Particle Injection in Plasma Spraying, *Journal of Thermal Spray Technology* 10 2 (2001), 267–284
- [VVF+83] M. Vardelle, A. Vardelle, P. L. Fauchais, M. I. Boulos, Plasma—particle momentum and heat transfer: Modelling and measurements, *AIChE Journal* 29 2 (1983), 236–243
- [VVF+94] M. Vardelle, A. Vardelle, P. L. Fauchais, I. Saray, Comparison of Classical and Axial Injection Torches for Spraying Alumina Coatings, *Materials and Manufacturing Processes* 9 4 (1994), 735–755
- [WPW+99] Y. P. Wan, V. Prasad, G.-X. Wang, S. Sampath, J. R. Fincke, Model and Powder Particle Heating, Melting, Resolidification, and Evaporation in Plasma Spraying Processes, *Journal of Heat Transfer* 121 3 (1999), 691–699
- [WTS92] R. Westhoff, G. Trapaga, J. Szekely, Plasma-particle interactions in plasma spraying systems, *Metallurgical Transactions B* 23 6 (1992), 683–693
- [ZCR+22a] R. Zhukovskii, C. Chazelas, V. Rat, A. Vardelle, R. Molz, Model of a non-transferred arc cascaded-anode plasma torch: the two-temperature formulation, *Journal of Physics D: Applied Physics* 55 6 (2022), 65202
- [ZCR+22b] R. Zhukovskii, C. Chazelas, V. Rat, A. Vardelle, R. Molz, Predicted Anode Arc Attachment by LTE (Local Thermodynamic Equilibrium) and 2-T (Two-Temperature) Arc Models in a Cascaded-Anode DC Plasma Spray Torch, *Journal of Thermal Spray Technology* 31 1-2 (2022), 28–45

- [ZCR+23] R. Zhukovskii, C. Chazelas, V. Rat, A. Vardelle, R. J. Molz, Effect of Cathode-Plasma Coupling on Plasma Torch Operation Predicted by a 3D Two-Temperature Electric Arc Model, *Journal of Thermal Spray Technology* 32 **2-3** (2023), 532–547
- [ZCV+19] R. Zhukovskii, C. Chazelas, A. Vardelle, V. Rat, Control of the Arc Motion in DC Plasma Spray Torch with a Cascaded Anode, *Journal of Thermal Spray Technology* 11 **3** (2019), 44
- [ZCV+20] R. Zhukovskii, C. Chazelas, A. Vardelle, V. Rat, B. Distler, Effect of Electromagnetic Boundary Conditions on Reliability of Plasma Torch Models, *Journal of Thermal Spray Technology* (2020)
- [ZGL00] T. Zhang, D. T. Gawne, B. Liu, Computer modelling of the influence of process parameters on the heating and acceleration of particles during plasma spraying, *Surface and Coatings Technology* 132 **2-3** (2000), 233–243
- [ZZ07] Zhukov, M. F.; Zasytkin, I. M., *Thermal plasma torches, Design, characteristics, application*, Cambridge: Cambridge International Science Publishing, 2007, ISBN 978-1-904602-02-6

10 Anhang

10.1 Matlab Code zur Auswertung des Plasmafreistrahls

```
tic;
d=uigetdir('C:\Messung\','Choose the Folder with designated Pictures'); % Angabe des
Ordnerns für die Bilder
display(d);
prompt = 'What was the Sampling Rate [Hz]? '; % Angabe der Sampling Rate
Fs = input(prompt);
prompt = 'Please give a name for the Parameters to save the created pictures: ';
folder = input(prompt,'s');
threshold = 0.5; % Threshold
folder = strcat(folder,'th0_',num2str(threshold*100000));
cd(d); % Wechsel in ausgewählten Ordner
pr=dir(fullfile(d,'*.tif'));
names={pr.name};
names_chr = char(pr.name);

N = length(names); % Anzahl der Bilder
%N_2 = floor(N/2); % Hälfte der Bilder

test_file = imread(fullfile(d,names_chr(1,:))); % Erstes Bild zum Test einlesen
[img_height, img_width, RGB] = size(test_file); % Def. der Größe Bildmatrix
info = imfinfo(fullfile(d,names_chr(1,:))); % Info aus erstem Bild einlesen
MaxValue = info.MaxSampleValue(1); % Maximalen Wert aus Bild einlesen
%hs_images = zeros([img_height img_width RGB N]);

name_pic= strcat(num2str(img_width),'x',num2str(img_height),'_',... % Name der Bilder
num2str(N),'fs_',num2str(Fs),'Hz_',folder,'_b_w');

name_value = strcat('white_value',name_pic);

mkdir('..',name_pic) % Erstellt den Ordner für die neuen Bilder

%% For Schleife, um die Bilder einzulesen, zu binarisieren und abzuspeichern
white_value = zeros(N,1);
for i = 1:N
    file_1 = fullfile(d,names_chr(i,:));
```



```

hs_image = imbinarize(imread(file_1,'tif').*16,threshold); %0.01 entspricht 1% Helligkeit
für 16 bit .*16 zur Konvertierung der 12 bit in 16 Bit
white_value(i) = sum(sum(hs_image));
imwrite(hs_image, strcat('..', name_pic, '/', name_pic, '_', num2str(i), '.tif')); % Abspeichern des
Bildes
end
white_value_wo_mean = white_value - mean(white_value);
cd ..
save(name_value, 'white_value', 'white_value_wo_mean');
toc;

```

10.2 Python Codes zur Auswertung des Plasmafreistrahls

10.2.1 FlameLength

```

import time
import os
import matplotlib.pyplot as plt
import numpy as np
import glob as g

os.chdir('C:/Messungen/')      #Specification of the file path under which the images are located

flamelength = []
threshold = 500                #Setting the threshold for determining the length of the plasma jet

#import each image in sequence, find first column in image array that doesn't exceed threshold
value and use this as approximation of flamelength. Save this length to array.
for original in g.glob('*.tif'):
    originalName = ".join(original)
    original = plt.imread(originalName)
    ogColMax = np.max(original,axis=0)
    ogColMax[:25] = [threshold+1]*25
    length = np.argmax(ogColMax < threshold)
    flamelength.append(length)

flamelength = np.asarray(flamelength)
flamelength.tofile('result.csv',sep=',') #Output of the result file

```

10.2.2 FlameIntensity

```

import os
import matplotlib.pyplot as plt
import numpy as np
import glob as g

os.chdir('C:/Messungen/') #Specification of the file path under which the images are located

flameintensity = []

```

```
#import each image in sequence, sum total pixel values and save total in array
for original in g.glob('*.*tif'):
    originalName = ".join(original)
    original = plt.imread(originalName)
    intensity = np.sum(original)
    flameintensity.append(intensity)

#save flamelength list to csv
flameintensity = np.asarray(flameintensity)
flameintensity.tofile('result.csv',sep=',')      #Output of the result file
```

10.3 Frequenzspektren der Plasmaintensitäten für Parameter A und C

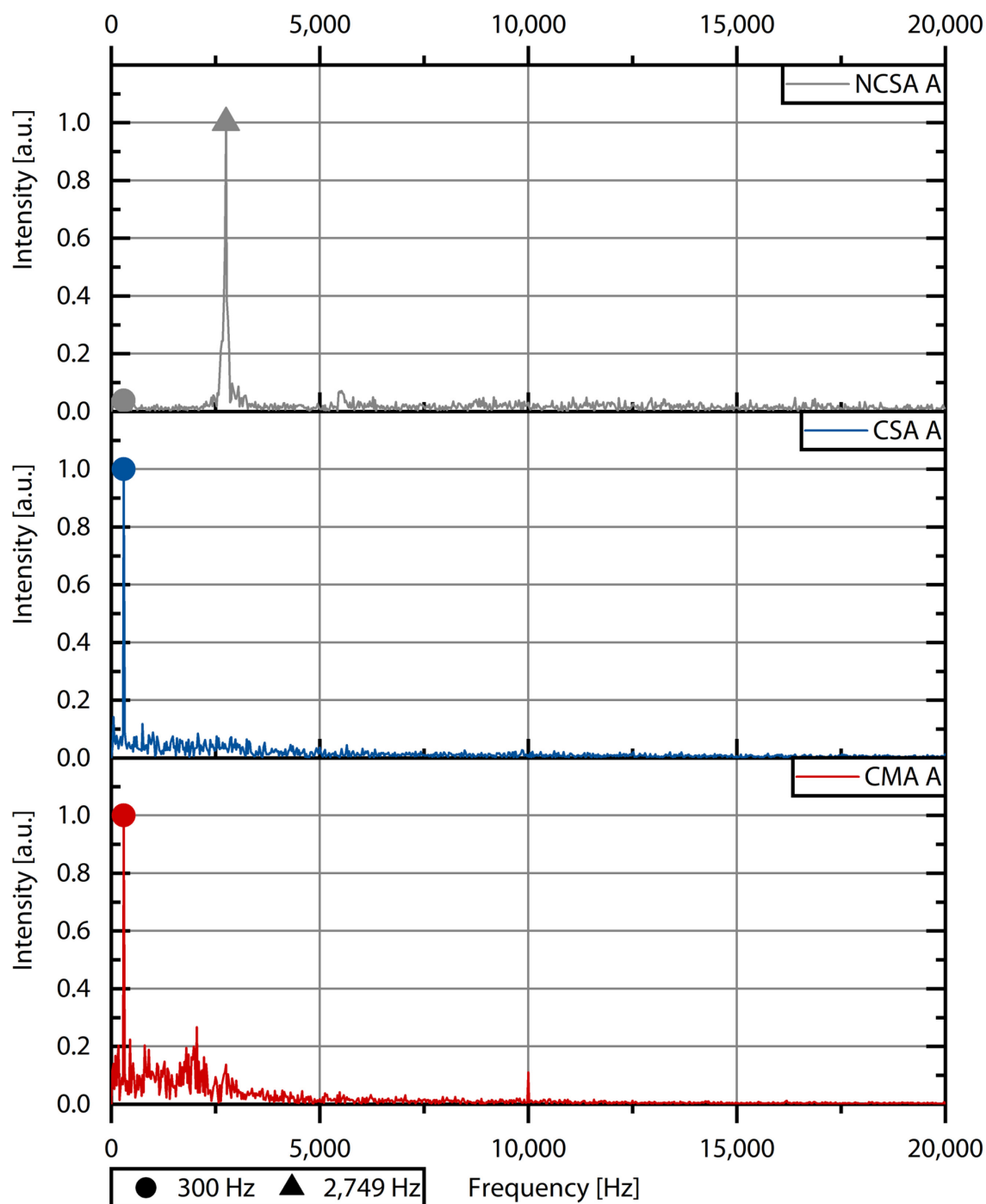


Abbildung 10.1: Frequenzspektren der drei unterschiedlichen Plasmageneratoren für den Prozessparameter A aufgetragen bis 20.000 Hz; Die Spektren wurden auf den jeweils höchsten Peak normiert

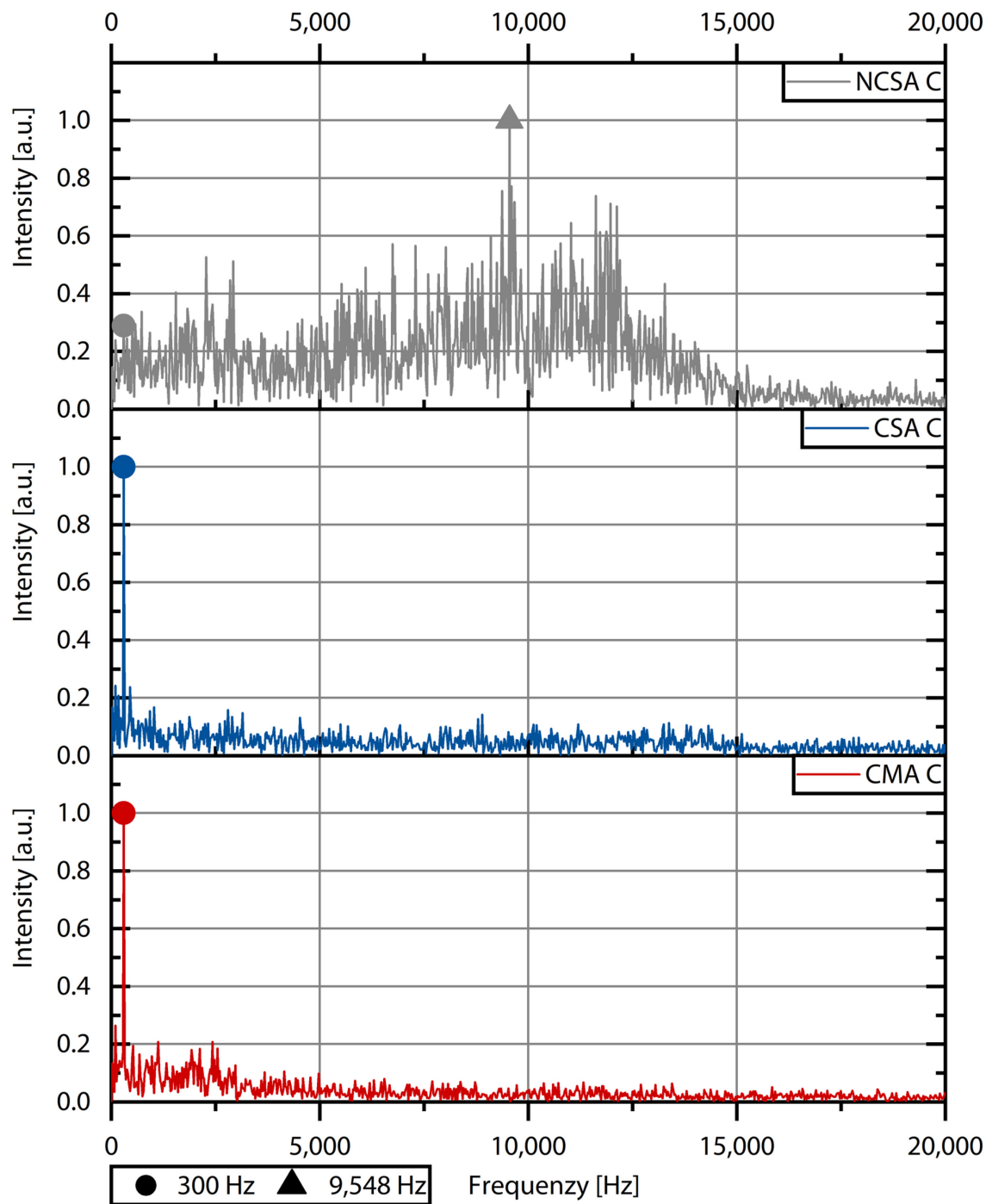


Abbildung 10.2: Frequenzspektren der drei unterschiedlichen Plasmageneratoren für den Prozessparameter C aufgetragen bis 20.000 Hz; Die Spektren wurden auf den jeweils höchsten Peak normiert

10.4 Moody Diagramm

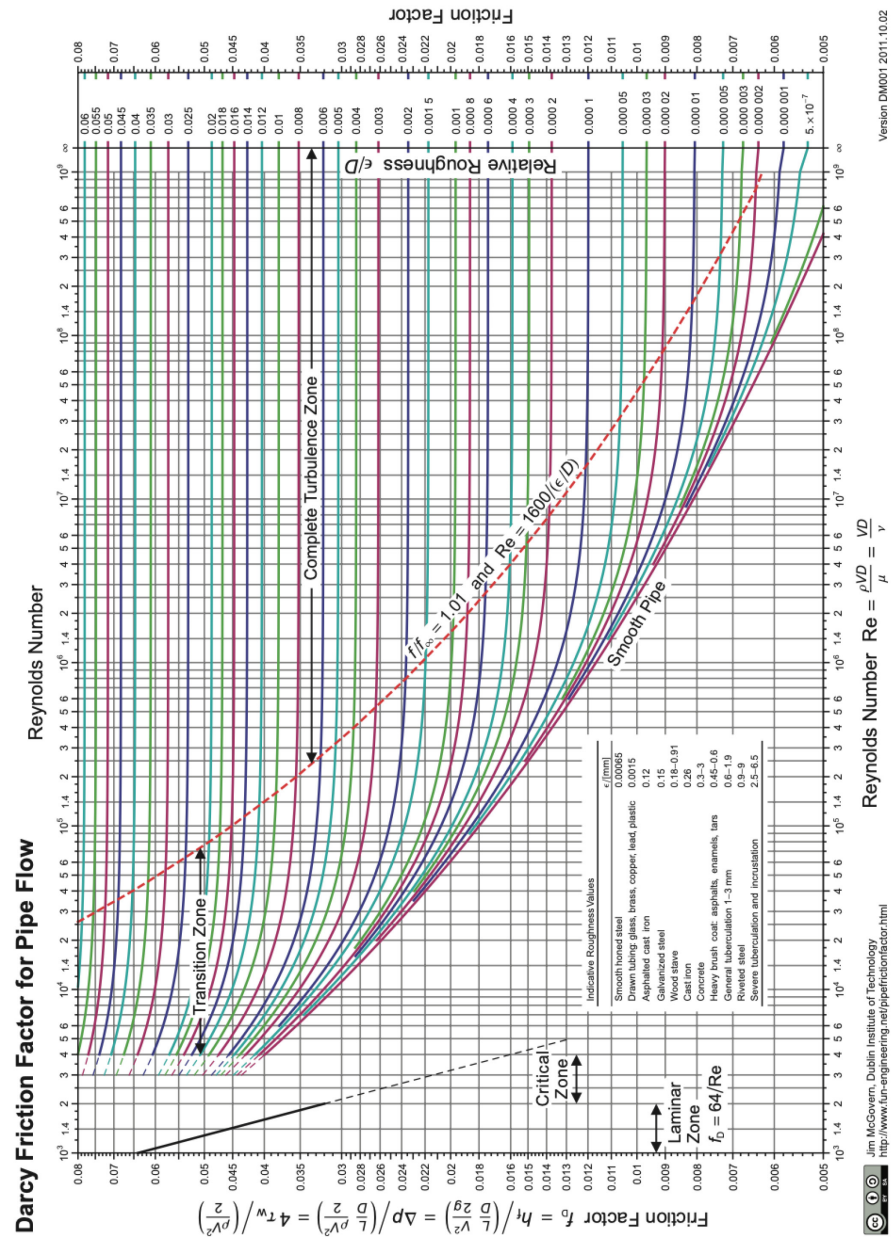


Abbildung 10.3: Moody Diagramm [McG11]

In der Schriftenreihe Oberflächentechnik des Instituts für Oberflächentechnik der RWTH Aachen sind bisher erschienen:

- Band 1: Seemann, Klaus: Vorhersage von Prozess- und Schichtcharakteristiken beim atmosphärischen Plasmaspritzen mittels statistischer Modelle und neuronaler Netze
- Band 2: Parco, Maria: Thermische Beschichtung von Leichtbaulegierungen aus Magnesium zum Verschleiß- und Korrosionsschutz
- Band 3: Bobzin, K. (Hrsg.): Oberflächentechnik Jahrbuch 2004/2005
- Band 4: Bobzin, K. (Hrsg.): 1. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2006
- Band 5: Nickel, Reimo: Die beschichtungsprozessabhängige Materialmodellierung von EB-PVD- und APS-Wärmedämmschichten
- Band 6: Ernst, Felix: Qualitätskontrolle auf Basis optischer Prozessdiagnostik und neuronaler Netze beim Thermischen Spritzen
- Band 7: Maes, Michel: Gepulste Abscheidung von (Cr,Al)N PVD-Niedertemperaturschichtsystemen für Hochleistungsbauteile
- Band 8: Bobzin, K. (Hrsg.): 2. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2007
- Band 9: Hurevich, Vitalii: Einfluss einer Verschleißschuttschicht bei Skalierung des Bohrprozesses in den Mikrobereich
- Band 10: Zwick, Jochen: Herstellung und Charakterisierung oxiddispersionsverstärkter Pulver für das Thermische Spritzen
- Band 11: Comenares de Piñero, Carmen Leonor: Entwicklung nanostrukturierter PVD-Schichtsysteme für Zerspanung und Kaltumformung durch Einsatz der Pulstechnologie
- Band 12: Bobzin, K. (Hrsg.): 3. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2008
- Band 13: Bagcivan, Nazlim: Entwicklung von EB-PVD-Wärmedämmschichten auf Lanthanzirkonatbasis und gesputterten Oxidationsschutzschichten für den Einsatz auf intermetallischen Ni-Basislegierungen
- Band 14: Richardt, Katharina: Eigenschaften und Potentiale Atmosphärischer Plasmaspritzsysteme
- Band 15: Bobzin, K. (Hrsg.): 4. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2009
- Band 16: Meeß, Rudolf: Entwicklung von Mikrowälzführungen
- Band 17: Bobzin, K. (Hrsg.): 5. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2010
- Band 18: Immich, Heinrich Philipp: Maßgeschneiderte oxidische und nitridische PVD-Werkstoffverbunde für metallische Werkzeuge in der Stahlformgebung
- Band 19: Rojas Yoris, Yelena: Entwicklung von Lotwerkstoffen zum Vakuumlöten von Nickel- und Titanaluminiden

- Band 20: Stephan Bolz: Abscheidung nanostrukturierter Verschleißschutzschichten für Zerspanwerkzeuge mittels Kathodenzerstäubung
- Band 21: Daniel Parkot: Simulative und plasmadiagnostische Untersuchungen des Magnetron Sputterns
- Band 22: Stefania Ferrara: Entwicklung von Weichaktivloten und Transient-Liquid-Phase-Lotsystemen für Mikrolötverbindungen im Bereich der Medizin und Luft- und Raumfahrt
- Band 23: Bobzin, K. (Hrsg.): 6. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2011
- Band 24: Nils Kopp: Reactive Air Brazing
- Band 25: Mara Ewering: Synthese, thermische Stabilität und tribologisches Verhalten nanokristalliner $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Schichten für die Zerspanung
- Band 26: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 7. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2012
- Band 27: Konstantinos-Dionysios Bouzakis, Kirsten Bobzin, Berend Denkena, Marion Merklein (Eds.): Proceedings of the 10th International Conference The "A" Coatings 2013
- Band 28: Thomas Warda: Thermisch gespritzte eisenbasierte Feinstpulverschichtsysteme für Verschleiß- und Korrosionsschutzanwendungen
- Band 29: Sebastian Theiß: Analyse gepulster Hochleistungsplasmen zur Entwicklung neuartiger PVD-Beschichtungen für die Kunststoffverarbeitung
- Band 30: Marcel Pascal Schäfer: Modellierung, Simulation und Optimierung von kerosinbetriebenen HVOF-Beschichtungssystemen
- Band 31: Sabrina Michelle Puidokas: Design of Highly Stressed Brazed Joints
- Band 32: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 8. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2013
- Band 33: Hasan Koray Yilmaz: Untersuchung der Einflussgrößen auf das Reibverhalten von Kohlenstoffschichten in geschmierten Tribosystemen
- Band 34: Raphael Weiß: Entwicklung und Untersuchung mehrlagiger PVD-Kohlenstoffschichten als Schutz vor tribologischer und korrosiver Beanspruchung
- Band 35: Ivica Petković: Modellierung und Simulation als Werkzeug zur Verbesserung des APS-Prozesses mittels Mehrlichtbogen-Plasmagenerator
- Band 36: Markus Brühl: Elektromagnetische Eigenschaften von thermisch gespritzten ferromagnetischen Schichten
- Band 37: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 9. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2014
- Band 38: Tobias Münstermann: Synthese, Charakterisierung und Qualifizierung von MSIP-Edelmetallbeschichtungen für das Präzisionsblankpressen von Glas
- Band 39: Marc-Manuel Matz: Lichtbogendrahtspritzen zur Armierung der ersten Kolbennut für moderne Verbrennungsmotoren

- Band 40: Thomas Schläfer: Entwicklung von Verfahren zur Bestimmung der Haftzugfestigkeit von thermisch gespritzten Zylinderlaufbahnen
- Band 41: Baycan Yildirim: Mehrlagige EB-PVD-Wärmedämmschichten auf Basis von Seltenerdoxiden
- Band 42: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 10. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2015
- Band 43: Ricardo Henrique Brugnara: Hochtemperaturaktive HPPMS-Verschleißschutzschichten durch Bildung reibmindernder Magnéli-Phasen im System (Cr,Al,X)N
- Band 44: Mehmet Öte: Understanding Multi-Arc Plasma Spraying
- Band 45: Martin Hilaire Djoufack: Tribological Evaluation of Hydrogenated a-C:H and Hydrogen-free ta-C Diamond-like Carbon Coatings in Diesel Lubricated Model Tests
- Band 46: Leander Schramm: Development of a Robust Cylinder Bore Coating Process and Investigation of Different Feedstock Materials
- Band 47: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 11. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2016
- Band 48: Tobias Brögelmann: Reibungsreduzierung durch gradierte diamantähnliche Kohlenstoffschichten a-C:H:Zr und a-C:H:Ti in EHD-Kontakten des Automobylantriebsstrangs
- Band 49: Christiane Schulz: Thermisch gespritzte ZnMgAl-Schichten als Korrosionsschutz in chloridhaltiger Atmosphäre
- Band 50: Thomas Frederik Linke: Entwicklung eines thermisch gespritzten Oxidationsschutzsystems zur Erhöhung der Lebensdauer von γ -Titanaluminiden
- Band 51: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 12. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2017
- Band 52: Serhan Bastürk: Oxidische und sulfidische HPPMS-Beschichtungen für den Einsatz in der Zerspan- und Umformtechnik
- Band 53: Stefanie Wiesner: Einfluss der Ag-Basislote auf das Alterungsverhalten reaktiv gelöteter Verbunde aus Keramik und Metall
- Band 54: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 13. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2018
- Band 55: Mostafa Arghavani: Elastic-Plastic Deformation and Cracking Behavior of Thin Hard Chromium-Based Coatings
- Band 56: Martin Gottfried Engels: Korrelation von Plasma- und Schichteigenschaften bei der reaktiven Plasmasynthese von Hartstoffschichten

- Band 57: Xifang Liao: Metallisierung von Kunststoffbauteilen mittels In-Mold-Metal-Spraying
- Band 58: Martin Andreas Knoch: Korrosionsverhalten thermisch gespritzter ZnAl15-Korrosionsschutzschichten
- Band 59: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 14. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2019
- Band 60: Nathan C. Kruppe: Entwicklung hybrider PVD-Prozesse zur Abscheidung nanostrukturierter, oxinitridischer Hartstoffschichten
- Band 61: Jan Sommer: HVOF-gespritzte FeCr25B5-Beschichtungen für den Verschleiß- und Korrosionsschutz
- Band 62: Tiancheng Liang: Schichtentwicklung zum Oxidationsschutz von Titanaluminiden mittels HS-PVD
- Band 63: Christian Kalscheuer: Entwicklung triboaktiver (Cr,Al,X)N-Beschichtungen für den Einsatz auf Maschinenelementen
- Band 64: Matthias Thiex: Wechselwirkungen zwischen gradierten diamantähnlichen Kohlenstoffschichten und additivierten Schmierstoffen
- Band 65: Tim Denis Stefan Königstein: Eisenbasierte, teilmorphe Hochleistungsbeschichtungen
- Band 66: Mona Naderi: Nitride and Oxynitride High Performance PVD Hard Coatings with Laser-processed Surfaces
- Band 67: Martin Welters: Potenzial der High-Speed Physical Vapour Deposition Technologie zur Abscheidung oxidischer Werkzeugbeschichtungen
- Band 68: Leonid Gerdt: Beschichtungen für das Druckgießen von stoffschlüssigen Hybridbauteilen aus Aluminiumguss und Stahlblech
- Band 69: Wolfgang Maximilian Wietheger: Maßgeschneiderte Gleitlagerbeschichtungen für hochbelastete Lagerstellen durch Thermisches Spritzen
- Band 70: Ilkin Alkhasli: Multiscale Modelling of Plasma Spraying
- Band 71: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 15. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2021
- Band 72: Julian Hebing: Ti-Impfen von Ni-Basisloten zur Steigerung der Präzision im Lötgut
- Band 73: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 16. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium 2022
- Band 74: Seyed Ruhollah Dokhanchi: Towards Digital Shadow in Plasma Spraying

Band 75: Marco Carlet: Potentiale oxinitridischer PVD-Hartstoffschichten für Zerspanwerkzeuge

Band 76: Kirsten Bobzin (Hrsg.): 17. Aachener Oberflächentechnik Kolloquium

Band 77: Andreas Schacht: Thermisch gespritzte Heizschichten für das Kunststoffspritzgießen

Band 78: Hendrik Heinemann: Plasmaspritzen mit einem kaskadierten Einzellichtbogen

