

**Untersuchungen zur Ionenstromangepassten Prozessführung und zu
Verfahrensvarianten im gepulsten Vakuumbogen-Beschichtungsprozess**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.-Ing.)

von Dipl.-Ing. Henning Fuchs
geb. am 19.08.1967 in Oschersleben

genehmigt durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Hubert Mecke
Prof. Dr. rer. nat. habil. Achim Lunk

Promotionskolloquium am 09.06.2004

Vorwort

Hiermit möchte ich allen danken, die zum Gelingen der vorliegenden Dissertation beigetragen haben.

Allen voran gilt mein Dank meiner Frau Michaela und meinem Sohn Maximilian, auf deren Geduld und liebevollen Rückhalt ich mich jederzeit stützen konnte.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. H. Mecke danke ich für die Betreuung, für die nötigen Impulse zum Fortgang der Arbeiten und das mir entgegengebrachte Vertrauen.

Die experimentellen Arbeiten zur Dissertation wurden am Institut für Elektrische Energiesysteme der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg durchgeführt. Allen Mitarbeitern und Studenten danke ich für ihre Unterstützung. Für ihre besondere Hilfe danke ich den Herren Dipl.-Ing. Enrico Hettkamp, Dipl.-Ing. René Neumann, Dipl.-Ing. Jan Schupp und Michael Helmer. Für die Unterstützung der Messungen und die vielen nützlichen Diskussionen danke ich meiner langjährigen Mitstreiterin Frau Dipl.-Phys. Karola Keutel.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. A. Lunk danke ich für die Durchsicht der Arbeit und die nützlichen Anregungen.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Mario Ellrodt, dessen Arbeiten zum modifizierten Puls-Arc-Verfahren für mich zugleich Grundlage, Beispiel und Ansporn waren. Für die stete Bereitschaft zur fachlichen Diskussion und seinen moralischen Rückhalt gilt ihm mein Dank als Freund.

Herrn Dipl.-Phys. Bernd Engers und Herrn Dipl.-Ing. Jens Schultz möchte ich für die fruchtbringende Zusammenarbeit bei zahlreichen Veröffentlichungen danken.

Meinen Kollegen der Betriebsstätte Oschersleben der WILO AG danke ich für das mir entgegengebrachte Verständnis.

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen

1	Einleitung	1
2	Stand der Forschung	3
2.1	Prozeßmodi der Vakuumlichtbogenverdampfung	3
2.1.1	Random Arc	3
2.1.2	Steered Arc	3
2.1.3	Pulsed Arc	5
2.2	Einfluß der Biasspannung auf die Schichtbildung	7
2.2.1	DC-Bias	7
2.2.2	Gepulste Biasspannung	10
2.3	Pulsstromversorgungen für Lichtbogenstrom und Substratvorspannung	13
2.3.1	Pulsstromquellen für den Lichtbogenstrom	13
2.3.2	Pulsquellen für die Biasspannung	16
2.4	Beschichtungsplasma	17
2.4.1	Bildung und räumliche Ausbreitung des Plasmas eines Gleichstrom-Vakuumlichtbogens	17
2.4.2	Ionenladung, -energie und -geschwindigkeit im Plasma eines Gleichstrom-Vakuumlichtbogens	21
2.4.3	Dropletmission	24
2.4.4	Einfluß pulsförmiger Bogenströme auf das Beschichtungsplasma	26
2.5	Einfluß der Substratgeometrie auf die PVD-Beschichtung	28
3	Motivation	31

4	Experimentelle Basis	33
4.1	Anlagentechnik	33
4.2	Stromquellen	35
4.3	Meß- und Analysetechnik	35
4.3.1	Elektrische Größen und Plasmaparameter	35
4.3.2	Spotverhalten	37
4.3.3	Messung der Schichtdicke	38
4.3.4	Schichteigenschaften	38
5	Analyse des Metaldampfplasmas in Abhängigkeit vom Verdampferstrom	40
5.1	Allgemeines	40
5.2	Ionensättigungsstromdichte	44
5.2.1	Zeitliches Verhalten	44
5.2.2	Gesamtionenstrom	48
5.2.3	Räumliche Verteilung der Ionenstromdichte	51
5.2.4	Einfluss der Fußpunktbewegung auf die Verteilung der Ionensättigungsstromdichte	56
5.3	Beschichtungsrate und Schichtdickengleichmäßigkeit	59
5.4	Ionengeschwindigkeit und -ladung	65
5.4.1	Maximale Ionengeschwindigkeit	65
5.4.2	Ionenladung	68
5.5	Substrattemperatur	73
5.6	Wertung der Ergebnisse in Bezug auf Verfahrensmodifikationen	78
6	Zusammenwirken von gepulstem Verdampferstrom und Target-Magnetfeld	80
6.1	Laufverhalten der Lichtbogenfußpunkte - Targetausnutzung	81

6.2	Ionensättigungsstrom	87
6.2.1	Gesamtionenstrom	87
6.2.2	Parametereinfluss auf die Ionenstromdichteverteilung	89
6.2.3	Zeitverhalten des Ionenstromes	90
6.3	Beschichtungsversuche	91
6.4	Schlussfolgerungen	93
7	Vakuumbogenbeschichtung mit gepulstem Verdampferstrom und gepulster Biasspannung	95
7.1	Theoretische Analyse der elektrischen Feldstärke an Substraten unterschiedlicher Geometrie	96
7.1.1	Systematisierung von Substratgeometrien und numerisches Lösungsverfahren	96
7.1.2	Ergebnisse der numerischen Feldsimulation	99
7.2	Schaltungstechnische Umsetzung	103
7.3	Ionenstromverhalten bei der Verfahrenskombination von Puls-Arc und Puls-Bias	106
7.3.1	Asynchroner Modus	106
7.3.2	Synchroner Modus	111
7.3.3	Zusammenfassung der Ionenstrommessungen	114
8	Ionenstromadaptierte Bogenstromführung	116
8.1	Schaltungstechnische Umsetzung	116
8.2	Untersuchung des Beschichtungsplasmas bei geführtem Bogenstrom	117
8.2.1	Ionenstromverhalten bei Verwendung von Stufenimpulsen	119
8.2.2	Ionenstromverhalten bei Verwendung von Doppelimpulsen	122
8.2.3	Zusammenfassung der Ionenstrommessungen	126
9	Zusammenfassung	127
	Literaturverzeichnis	130

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen

Formelzeichen:

σ, k	-	Boltzmann-Konstante
ε	-	Emissionsgrad
α	-	Öffnungswinkel V-Nut; Keil
$\vartheta; \varphi$	-	Winkel zur Targetsenkrechten
μ	-	Target-Erosionsrate
A	-	Fläche
B	-	magnetische Flussdichte
c	-	spezifische Wärmekapazität; Schallgeschwindigkeit
d	-	Schichtdicke
\dot{d}	-	Beschichtungsrate
E	-	Elektromotorische Kraft
e	-	Elementarladung
E_{ri}	-	Ionenerosionsrate
f	-	Frequenz
i; I	-	elektrischer Strom (zeitlich veränderlich; konstant)
j; J	-	elektrisch Stromdichte (zeitlich veränderlich; konstant)
L^*	-	Brillianz einer Schicht
m	-	Masse
n	-	Ladungsträgerdichte
p	-	Druck
Q	-	Ladung
R	-	ohmscher Widerstand
r	-	Radius, Abstand
T	-	Temperatur; Periodendauer
T_{SP}	-	Schmelztemperatur

u; U	-	elektrische Spannung (zeitlich veränderlich; konstant)
v	-	Geschwindigkeit
v _U	-	Umlaufgeschwindigkeit (Spots)
v _T	-	Tastverhältnis (= t _{on} / T)
Z	-	Ladungszahl

Indizes

a; av.	-	arithmetischer Mittelwert (engl. average)
AC	-	Wechselstrom
arc	-	lichtbogenbezogen (z.B. I _{arc} – Lichtbogenstrom)
ber	-	berechnet
bias; Bias	-	auf Biasspannung/-strom bezogen
DC	-	Gleichstrom
g	-	gegen
gem	-	gemessen
i; ion	-	auf Ionen bezogen
p	-	auf Impuls bezogen
S	-	auf Lichtbogensäule bezogen

Abkürzungen

φ-HCA	-	Filtered HCA
ABS	-	Arc Bond Sputterprozeß
AC	-	Wechselstrom
CSD	-	charge state distribution
DC	-	Gleichstrom
DLC	-	diamond like carbon
FDM	-	Finite Differenzen Methode
FEM	-	Finite Elemente Methode

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen und Abkürzungen

HCA	-	High current pulsed arc
HSFC	-	High speed framing camera
HSIQ	-	Hochstrom-Impulsquelle
HSS	-	high speed steel (Schnellarbeitsstahl)
HV	-	Härte nach Vickers; Hochvakuum
IGBT	-	Insulated Gate Bipolar Transistor
MAGC	-	Metall-Aktivgas (-Schweißen) gesteuert
MSG	-	Metall-Schutzgas (-Schweißen)
MW	-	Mittelwert
NISQ	-	Nadelimpuls-Stromquelle
OES	-	Optische Emissionsspektroskopie
PVD	-	Physical vapour deposition
RFA	-	Retarding Field Analyzer
RMS	-	Effektivwert
RSIQ	-	Rechteckimpuls-Stromquelle
TiAlN	-	Titanaluminiumnitrid
TiN	-	Titannitrid
UBM	-	Unbalanced Magnetron

1 Einleitung

Bereits im Jahre 1892 schrieb Thomas Edison in einem Patent über die Vervielfältigung von Schallplatten [1]: „The electrical arc produces a vapor of the metal of which the electrodes are composed, which vapor is deposited on the indented surface of the phonogram“. Diese Worte als Ausgangspunkt der Nutzung einer Vakuumlichtbogenentladung zum Zwecke der Bauteilbeschichtung zu werten ist fragwürdig. Unstrittig ist jedoch, dass mit dem beginnenden 20. Jahrhundert und der rasanten industriellen Entwicklung auch die Untersuchungen technischer Niederdruckplasmen für die Oberflächenmodifizierung von Werkstoffen zunehmend an Bedeutung gewannen. Von einer industriellen Nutzung kann jedoch erst ab ca. 1970 gesprochen werden. Triebkeile der Prozessweiterentwicklungen stellten dabei immer härtere Anforderungen an industrielle Bauteile dar. Während einige ihrer Eigenschaften nur durch die Eigenschaften des Werkstückvolumens bestimmt werden, gibt es besondere Anwendungsfälle, in denen ausschließlich die Bauteiloberfläche die Eigenschaften bestimmt. Zum Beispiel sind bei einem mechanischen Bauteil die Masse, die Zähigkeit, die mechanische Festigkeit und in einem großen Maße auch die Kosten Eigenschaften des Volumens, während Korrosions- und Verschleißfestigkeit von der Bauteiloberfläche bestimmt werden. In vielen Anwendungsfällen ist es ökonomisch vorteilhaft oder technisch notwendig, die Eigenschaften von Volumen und Oberfläche zu kombinieren. Zu diesem Zweck wurden vielfältige Technologien zur Oberflächenmodifizierung und Beschichtung entwickelt, zu denen auch die PVD (physical vapor deposition – Beschichtung aus der physikalischen Dampfphase) zu zählen ist.

Der katodische Vakuum-Lichtbogen-Prozess als ein PVD-Verfahren wird in der Industrie in großem Umfang zur Abscheidung nitridischer, karbidischer und oxidischer Hartstoffschichten, sowie in neuerer Zeit auch von DLC (diamond like carbon – diamantähnlicher Kohlenstoff) eingesetzt. Als vorteilhaft werden insbesondere die hohe Ionenenergie im fast vollständig ionisierten Plasma und die damit verbundenen hervorragenden Schichteigenschaften (Mikrohärte, Haftung, Struktur) angesehen. Die hohe Beschichtungsrate

impliziert auch aus ökonomischer Sicht Vorteile für diese Technologie. Fehlende Umweltbeeinflussungen sind ökologisch positiv zu bewerten.

Basierend auf der Entwicklung der modernen Leistungselektronik sind in der letzten Dekade Bestrebungen zu verzeichnen, den Lichtbogenstrom in seiner Form über die Stromquelle zu steuern, d.h. einen Impulsbetrieb zu generieren. Momentan zeichnen sich hierbei zwei Wege ab, deren Besonderheiten hauptsächlich in der technischen Umsetzung des gepulsten Prozesses liegen. Die diskontinuierlichen (für jeden Stromimpuls neu zu zündenden) Pulsentladungen sind u.a. in [2, 3] beschrieben. Die dabei verwendeten Lichtbogenstromquellen beruhen auf dem Prinzip der Kondensatorentladung. Demgegenüber steht das modifizierte Puls-Arc-Verfahren [4].

Die Auswirkungen der gepulsten Bogenstromführung auf den Beschichtungsprozess sind vielfältig und in ihrer Gesamtheit bisher nicht dargestellt. Bisherige Untersuchungen mit gepulsten Bogenströmen zeigten u.a. Tendenzen für eine deutliche Erhöhung von Ladungszahl, Ionisationsgrad und kinetischer Energie der Ionen sowie eine veränderte räumliche Emissionscharakteristik und ergaben, dass diese Größen über die elektrischen Pulsparameter beeinflusst werden können.

Die Umsetzung der vorliegenden wissenschaftlichen Erkenntnisse zum modifizierten Puls-Arc-Verfahren in technologischen Nutzen sollte zum Ziel der weiteren Bestrebungen und zum Ansatzpunkt der vorliegenden Arbeit werden. Von großer Bedeutung ist dabei der Strom der schichtbildenden Metallionen. Systematische Untersuchungen zur Beeinflussung dieser Kenngröße durch Parameter des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens oder durch weitere Verfahrensvarianten stehen im Mittelpunkt der nachfolgenden Kapitel. Die Verfügbarkeit leistungsfähiger Strom- und Spannungsquellen zur zeitlich modulierten, d.h. pulsförmigen Leistungseinspeisung in das Plasma ist hiermit verknüpft.

2 Stand der Forschung

2.1 Prozessmodi der Vakuumlichtbogenverdampfung

2.1.1 Random Arc

Die Vakuumbogenentladung ist eine Entladungsform, welche in Gasen und Dämpfen unterhalb eines Arbeitsdruckes von etwa 10^3 Pa brennt. Dabei treten Ströme im Bereich von einigen Ampere bis zu einigen Kiloampere und Spannungen von etwa zehn bis zu einigen zehn Volt auf. Nach der Bereitstellung von Initiaalladungsträgern durch eine geeignete Zündeinrichtung brennt die Entladung im Dampf ihres eigenen Katodenmaterials. Bestimmendes Element der Verdampfung und Ionisierung sind die Katodenbrennflecke (Spots). Sie bewegen sich beim Random-Arc völlig willkürlich über die Katodenoberfläche und vereinen in sich den gesamten Entladungsstrom. Die Bewegung der Entladungsfußpunkte auf der Katodenoberfläche wird beim Random-Arc nicht durch externe Magnetfelder beeinflusst. Lediglich die Begrenzung der aktiven Katodenfläche durch schwache Magnetfelder ist gebräuchlich. Durch die direkte Kopplung von Verdampfung und Ionisierung in den Spots kann die Vakuumbogenentladung effektiv als plasmagestütztes Beschichtungsverfahren eingesetzt werden. [5, 6, 7]

2.1.2 Steered Arc

Die Steuerung der Spotbewegung bei der Vakuumlichtbogenbeschichtung durch externe Magnetfelder (steered arc) findet breite Anwendung in der Industrie. Man kann dabei zwischen wenig gesteuerten Bögen, die nur auf einem bestimmten Katodenbereich gehalten werden sollen, und stark gesteuerten Bögen mit erhöhter Spotgeschwindigkeit und einem definierten Spotweg unterscheiden [4, 6]. Im Vergleich zum Random-Arc-Prozeß gibt es einige technologische Unterschiede, die vor allem in der veränderten Emissionscharakteristik begründet sind [8]. Bedingt durch die höhere Spotgeschwindigkeit wird der Spotweg gestreckt und weiterhin verkürzt sich die Spotlebensdauer. Dadurch entstehen kleinere,

deutlich separierte Krater und damit verringert sich die Dropletmission [9]. Die emittierten Droplets sind sowohl in ihrer Größe als auch Flächenbelegungsichte reduziert [10].

Verbunden mit dem veränderten Laufverhalten der katodischen Lichtbogenfußpunkte wird ein verringerter Katodenabtrag festgestellt. In den Messungen zu [11] verringert sich dessen Wert durch Anwendung eines Parallelmagnetfeldes von ca. 33 $\mu\text{g}/\text{C}$ auf ca. 15 $\mu\text{g}/\text{C}$ (Titan unter Stickstoffatmosphäre, ca. 1 Pa, $I_{\text{arc}}=60$ A). Das findet Bestätigung in [12], wo die Verringerung von ca. 3 auf 2,5 $\text{g}/70\text{A}\cdot\text{h}$ durch bevorzugtes Laufen der Spots in nitrierten Bereichen begründet wird.

Weiterhin wurde festgestellt, dass der Ionenstromanteil am Bogenstrom beim Steered-Arc deutlich reduziert ist (von 8-10 auf 2,5 % [9]). Im Zusammenhang mit einer reduzierten Ionenenergie wird von einer um ca. 30 % verringerten Beschichtungsrate berichtet [13]. Die Messungen von K. Reichel bestätigen dieses Verhalten (Abnahme der Schichtdicke von ca. 10,5 auf 6,5 $\mu\text{m}/\text{h}$ bei 70A und 300°C) [12].

Hinsichtlich der Schichteigenschaften sind die veränderten Prozesskenngrößen ebenfalls von Bedeutung. In [14] wird von höherer Härte und höherer Eigenspannung sowie verringerter Kavität durch Dropletreduzierung berichtet. Homogenität und Dichte der Schicht sind vor allem vom Verdampferstrom abhängig. Der Reaktivgasdruck und die Biasspannung sind weniger bedeutend [10]. Auf Grund des verringerten Katodenabtrages wird für die Abscheidung stöchiometrischer Schichten ein geringerer Reaktivgasdruck benötigt [14]. Es konnte jedoch auch eine poröse Schichtstruktur ähnlich Versuchen bei zu geringer Biasspannung festgestellt werden [12]. Hierbei wird die geringere Ionenenergie als Begründung angegeben.

Umfangreiche technologische Untersuchungen zum Vergleich des Steered- und des Random-Arc wurden u.a. bereits Ende der achtziger Jahre in der Gruppe von Prof. Münz durchgeführt und u.a. in [15] publiziert. Einige Ergebnisse sind beispielhaft in Tab. 2.1 zusammengefasst.

Tab. 2.1 - Vergleich von Prozesskenngrößen (TiN auf HSS, $U_{bias} = -100 V$)

Prozessparameter	Random-Arc	Steered-Arc
Stickstoffdruck in Pa	0,5	0,7
Beschichtungstemp. in °C	425	425
Beschichtungszeit in min.	40	60
Schichtdicke in μm	5,7	2,9
Ionenstromdichte in mA/cm^2	1,9	1,6

Die in diesem Abschnitt zum Steered-Arc getroffenen Feststellungen beziehen sich sämtlich auf den Gleichstrombogen.

2.1.3 Pulsed Arc

In den letzten Jahren gewinnt beim Einsatz von technischen Niederdruckplasmen für die Oberflächenmodifizierung von Werkstoffen die gepulste Anregung dieser Plasmen zunehmend an Bedeutung. Sie führt zu interessanten und vielversprechenden Auswirkungen sowohl auf die Plasmaausbildung, als auch die Plasma-Werkstoff-Wechselwirkung selbst [16]. In diesem Zusammenhang sind auch die Bestrebungen zur Einführung der Pulstechnik für die Vakuumbogenbeschichtung zu sehen. Momentan zeichnen sich hierbei zwei Wege ab, deren Besonderheiten hauptsächlich in der technischen Umsetzung des gepulsten Prozesses liegen.

Die diskontinuierlichen (für jeden Stromimpuls neu zu zündenden) Pulsentladungen werden u.a. in [2, 3, 17] beschrieben und beruhen auf dem Prinzip der Kondensatorentladung. Die bekanntesten technischen Realisierungen sind der Laser-Arc und der High-Current-Pulsed-Arc (HCA) aus dem Fraunhofer-Institut Werkstoff- und Strahltechnik in Dresden. Für die diskontinuierlichen Puls-Verfahren sind teilweise sehr aufwendige Anlagentechniken, insbesondere für die Lichtbogenzündung erforderlich. Näherer Ausführungen zur verwendeten Stromquellentechnik sind dem Abschnitt 2.3.1 zu entnehmen.

Demgegenüber steht das modifizierte Puls-Arc-Verfahren [4], dessen hauptsächliche Eigenschaft in der Überlagerung eines Grundstromes mit Stromimpulsen liegt. Dieses in ähnlicher Form vom Impulsschweißen bekannte Verfahren hat gegenüber den diskontinuierlichen Puls-Arc-Prozessen den Vorteil, unabhängig von speziellen Zündeinrichtungen mit in

weiten Grenzen frei wählbaren Pulsstromparametern (Pulsform, Maximalstrom, Pulsdauer, Frequenz) arbeiten zu können. Der Grundstrom hat die Aufgabe, die Lichtbogenentladung zwischen den Stromimpulsen aufrecht zu erhalten. Die eigentliche Wirkung auf den Prozeß wird in den Pulsphasen erzielt. Man ist mit dieser Verfahrensvariante in der Lage, die Beeinflussung der Bogenentladung durch pulsförmige Bogenströme besser zu untersuchen und die Pulsstromquellen den Prozesserfordernissen anzupassen. Zur Generierung des modulierten Bogenstromes ist es möglich, eine Gleich- und eine Pulsstromquelle lastseitig parallel zu schalten oder eine Stromquelle zu nutzen, die sowohl den Grund- als auch den Pulsstromanteil bereitstellen kann (siehe auch 2.3.1).

Die Auswirkungen der gepulsten Bogenstromführung auf den Beschichtungsprozess sind vielfältig. Untersuchungen mit gepulsten Bogenströmen (u.a. in [18, 19]; siehe auch Abschnitt 2.4.4) ergaben eine deutliche Erhöhung von Ladungszahl, Ionisationsgrad und kinetischer Energie der Ionen sowie eine veränderte räumliche Emissionscharakteristik und zeigen, dass diese Größen über die elektrischen Pulsparameter beeinflusst werden können. Die physikalischen Prozesse im Bereich der katodischen Lichtbogenfußpunkte sind sehr komplex und in ihrer Gesamtheit bisher nicht eindeutig geklärt. Es wird vor allem der Bewegung der Fußpunkte großes wissenschaftliches Interesse entgegengebracht, da mit ihr technologische Parameter, wie z.B. die Dropletmission, in Zusammenhang gebracht werden. Das Bewegungsverhalten beim DC-Arc ohne Magnetfeld (Random-Arc) ist stochastisch und kann über Diffusionskonstanten beschrieben werden [4]. Die Geschwindigkeitswerte differieren je nach Katodenmaterial und betragen einige m/s. Betrachtungen zum Arc-Prozeß mit gepulstem Bogenstrom sind ebenfalls eng mit der Beobachtung des Laufverhaltens der Spots verknüpft, wobei verschiedene Kamerasysteme zur zeitlich und räumlich hochauflösenden optischen Untersuchung angewendet werden [4, 20]. Es wird davon ausgegangen, dass die Spotbewegung von einer gerichteten Geschwindigkeitskomponente bestimmt wird, deren Wert in engem Zusammenhang mit der Stromanstiegsgeschwindigkeit des Pulsstromes steht. Die für das DC-Arc typischen materialspezifischen Geschwindigkeitsunterschiede [21] werden mit zunehmender Stromänderungsgeschwindigkeit kleiner. Es werden makroskopische Geschwindigkeiten bis 80 m/s und Abhängigkeiten von elektrischen Pulsparametern angegeben [4, 22, 23].

Die Prozessmodifikation durch gepulsten Bogenstrom hat sowohl Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften als auch die Struktur der abgeschiedenen Schichten. In [24]

werden Ergebnisse vorgestellt, die von einem orientierten Schichtwachstum und einer guten Schichtstrukturierung sprechen. Das vorgestellte Pulsverfahren (Kondensatorentladung) erlaubt es durch Parametervariation, die Struktur von quasi-amorph bis kristallin sowie die Korngröße und Textur zu variieren. Dabei wurden verschiedene Schichtmaterialien (u.a. DLC und Halbleiter) als auch Metall-Kohlenstoff-Multilayer untersucht. Es gelingt die Abscheidung auf Substraten mit geringer Temperaturbeständigkeit sowie von leitfähigen Schichten mit hoher Dichte und Härte, die sehr gut haften. Untersuchungen an DLC-Schichten, die mit dem Laser-Arc hergestellt wurden, ergaben ebenfalls eine hohe Schichthärte bei einem guten E-Modul [23]. Als Grund wird u.a. der erhöhte Ionisationszustand und die erhöhte Teilchenenergie angegeben.

2.2 Einfluss der Biasspannung auf die Schichtbildung

2.2.1 DC-Bias

Im Vakuumlichtbogen-Beschichtungsprozess werden die zu beschichtenden Substrate in den meisten Fällen auf ein negatives Potential (bezogen auf die Anode) gelegt. Dieses Potential bewirkt eine Beschleunigungsspannung für die Metall- und Reaktivgasionen, die an der Schichtbildung beteiligt sind. Der hohe Ionenanteil des Plasmas bewirkt in Kombination mit der Biasspannung eine deutlich höherer energetische Oberflächenaktivierung als bei einer nur thermisch aktivierten Verdampfung. Für typische Werte der Arc-Verdampfung berechnet man so bereits für einen Ionenanteil von 1% eine Erhöhung der energetischen Aktivierung um den Faktor 9 [25] !

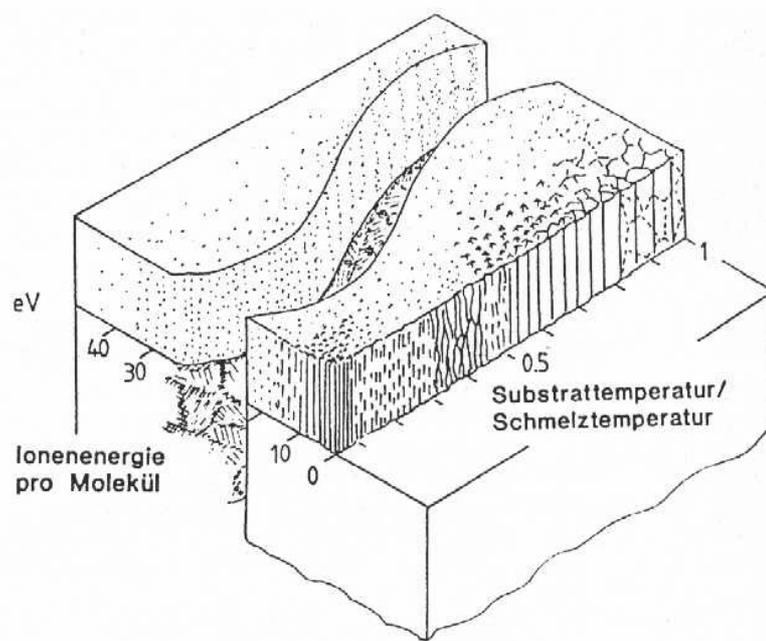


Abb. 2.1 – Gefügestruktur in ionenplattierten Schichten (nach [26])

Während der Beschichtung löst der Beschuss durch Ionen und gestoßene Gasteilchen atomare Stoßkaskaden in der wachsenden Schicht aus. Diese führen zu einer erhöhten Beweglichkeit der Atome und - bei ausreichender Energie - auch zur Zerstäubung an inneren und äußeren Oberflächen und damit zur Füllung von Hohlräumen [27]. Die atomaren Stoßkaskaden führen aber auch zu einer Mischung der Atome und zu unscharfen Korngrenzen. Abb. 2.1 zeigt eine Darstellung der temperaturbedingten Gefügezonen in Abhängigkeit der Ionenenergie je Molekül und der Substrattemperatur. Man sieht, wie mit wachsender Energiedichte die sonst voneinander getrennten kolumnaren Körner zusammenwachsen, so dass die inneren Oberflächen allmählich verschwinden. Makroskopisch äußert sich die steigende Konzentration von Zwischengitteratomen in zunehmenden inneren Druckspannungen [26]. Die Mobilität der Teilchen auf der Substratoberfläche ist von entscheidender Bedeutung. Eine große Mobilität (u.a. durch Erhöhung der Ionenenergie erreichbar) bedeutet weniger Hohlräume und eine hohe Dichte [28]. Weiterhin führt die mit dem Ionenbeschuss verbundene Erwärmung des Substrates zu einer verstärkten Desorption lose anhaftender Teilchen und damit auch zu einer höheren Dichte und Homogenität sowie einer feineren Mikrostruktur [29].

Die Struktur der Schicht wird bei Versuchen ohne Biasspannung als kolumnar (Stengelwachstum) bezeichnet [25], die Schichten sind auf Grund der zu geringen Ionenenergie

porös [12]. Durch die Erhöhung der Biasspannung (hiermit sind in allen Fällen negative Werte gemeint !) wird die Bildung kolumnarer Strukturen vermieden, die Schicht wird zunehmend feinkörniger [30]. In [31] wird bereits bei -150 V von einer dichten Struktur gesprochen. Das hier beschriebene Verhalten wird auch durch das in [9] vorgestellte Ergebnis bestätigt, welches eine Korrelation der Bruchflächenstruktur mit der Ionenenergie nachweist, d.h. mit sinkender Energie werden die Strukturen stengeliger bis „krümelig“.

Aus werkstofftechnischen Untersuchungen ist weiterhin bekannt, dass die Gitterorientierung der Schicht vom Ionenbombardement beeinflusst wird. Damit ist die Vorzugsgitterorientierung auch von der Biasspannung abhängig [32]. Unabhängige Messungen geben für TiN die Orientierung (*111*) an [32, 33, 34].

Die Haftung der am Substrat aufwachsenden Schicht wird ebenfalls nicht unbedeutend von der Biasspannung beeinflusst. Als Gründe werden eine verstärkte Oberflächendiffusion [33] und die Implantation von Metallionen, die einen grenzflächenfreien Übergang Schicht-Substrat bewirkt [25], angegeben. Hier liegt darüber hinaus eine Abhängigkeit vom Substrat selbst vor, so dass in der Literatur auch von einer für die Schichthaftung optimalen Biasspannung gesprochen wird [35]. Insbesondere Veränderungen der Biasspannung im Bereich 0...-100 V haben einen merklichen Effekt auf die Schichthaftung [29, 30, 33]. Beispielhaft wird in [30] für die Abscheidung von TiN eine Erhöhung der kritischen Last von 35 auf 85 N angegeben. Die Grenzschicht zeigt dabei epitaktisches Wachstum, was als Begründung für die gute Haftung angegeben wird. Auf Grund geringerer Scherspannungen in der Schicht verbessert sich auch die Haftung auf sehr harten Substraten [33].

Die Härte der Schicht nimmt ebenfalls mit steigender Biasspannung zu, wie Ergebnisse für unterschiedliche Schichtmaterialien gleichlautend bestätigen (TiN: [30]; TiZrN: [29]; TiAlN: [10]). Als Grund wird u.a. die verringerte Eigenspannung der Schicht durch angelegte Diffusion angegeben [33, 10].

Auch die Flächenbelegungsichte mit Droplets wird in gewissem Maße von der Biasspannung beeinflusst. In [15] wird bei -50 V eine hohe Dropletkonzentration (verbunden mit einer geringen Brillanz L^* der Schicht) angegeben. Bei -100 V ist die Defektdichte insgesamt geringer, es werden jedoch mehr Fehlstellen durch rückgesputterte Droplets beobachtet.

Neben den positiven Effekten auf den Schichtbildungsprozess ist mit der Erhöhung der Biasspannung aber auch die Erhöhung der Substrattemperatur verbunden, was insbesondere für thermisch empfindliche Substrate eine Beschichtung oberhalb bestimmter Werte der Biasspannung ausschließt [12, 30, 36]. Dieser Zusammenhang ist für die Gleichspannungs-Bias kaum zu trennen.

Der hochenergetische Ionenbeschuß bei steigender Biasspannung bewirkt auch ein Zunehmen des Rücksputtereffektes und kann im Extremfall, wenn der Rücksputterkoeffizient größer ist als der Haftkoeffizient, dazu führen, dass die Schicht abgetragen wird [7]. Doch bereits unterhalb dieses Grenzwertes wurde z.B. eine Vergrößerung der Oberflächenrauigkeit [33] oder die Verringerung des Aluminiumgehaltes von TiAlN-Schichten durch Rücksputtern der schlechter haftenden Aluminiumatome beobachtet [10]. Die optische Plasmaanalyse in einem Filtered-Arc-System ergab mit steigender Biasspannung die Erhöhung des Neutralteilchenanteils, was ebenfalls durch das Rücksputtern begründet ist.

Im Hinblick auf technologisch interessierende Parameter soll Tab. 2.2 zusammenfassend den Einfluss der Biasspannung darstellen. Die Parameter waren: TiN, $I_{\text{arc}}=60\text{A}$, $p=1\text{Pa}$, Abstand Target-Substrat: 120mm.

Tab. 2.2 - Technologische Parameter als Funktion der Biasspannung [30]

	0V	-100V	-200V	-400V
Schichtdicke in μm	6,0	4,0	3,8	5,6
Beschichtungszeit in min	22	18	23	35
resultierende Beschichtungsrate in $\mu\text{m/h}$	16,4	13,3	9,9	9,6
Substrattemperatur am Prozessende in $^{\circ}\text{C}$	250	345	460	510

2.2.2 Gepulste Biasspannung

Im Beschichtungsprozess ist eine thermische Belastung der Substrate durch den intensiven Ionenbeschuß unvermeidbar und bis zu einem bestimmten Betrag auch für die Erzielung des gewünschten Beschichtungsergebnisses erforderlich. Die temperaturabhängige Beweglichkeit der Ladungsträger ist insbesondere für die Haftung, Dichte, Struktur und Härte der

Schicht bedeutsam. Es gibt jedoch auch Anwendungsfälle, bei denen die prozesstypische Beschichtungstemperatur von 450-550° C zu hoch ist. Hierfür seien nur Kunststoffe, Folien und gehärtete Substrate genannt [35].

Für den DC-Prozess bestehen systematische Zusammenhänge zwischen den Prozessparametern und den Beschichtungsbedingungen [37]. Bei konstanter Biasspannung und konstanten Vakuumbedingungen verhalten sich die Größen Lichtbogenstrom → Katodenabtrag → Substratstrom → Leistungseintrag am Substrat → Substrattemperatur in der angegebenen Prozesskette proportional. Daher kann die Substrattemperatur direkt durch den Lichtbogenstrom und die Biasspannung beeinflusst werden. Die verstärkte Dropletmission bei hohen Gleichströmen einerseits und die geringe Beschichtungsrate sowie Lichtbogeninstabilität bei kleinen Gleichströmen andererseits, schränken die Nutzung des Lichtbogenstromes als Temperatur-Regelgröße jedoch stark ein.

Die Steuerung der Substrattemperatur mittels Änderung der Biasspannung ist jedoch technologisch gebräuchlich. Bei ansonsten konstanten Bedingungen kann eine lineare Abhängigkeit zwischen Biasspannung und Substrattemperatur ermittelt werden [36]. Allerdings bestehen hierbei Grenzen durch die schlechte Schichthftung bei geringer Biasspannung und das starke Resputtering bei hoher Biasspannung.

Die Senkung der Temperatur unter Beibehaltung der Schichteigenschaften und Beschichtungsrate war die Motivation für die Untersuchungen mit gepulster Biasspannung.

Im Wesentlichen wurden Experimente mit DC-Bias, Puls-Bias und Puls-Bias mit DC-Offset verglichen [35, 38, 39]. Als wichtigste Erkenntnis ist zu nennen, dass es mit der Puls-Bias gelingt, den von der DC-Bias bekannten Zusammenhang zwischen Biasspannung und Substrattemperatur zu entkoppeln [38]. Die Temperatur der Substrate wird über die Parameter der Spannungspulse (insbesondere wurde das Tastverhältnis variiert) bestimmt. In [39] wird eine lineare Abhängigkeit zwischen Tastverhältnis und Temperatur angegeben. Da alle anderen Spannungsparameter konstant waren, wurde hier tatsächlich eine Variation der mittleren Biasspannung durchgeführt, was das Ergebnis erklärbar macht. Von Interesse ist, dass bei gleichem Mittelwert der gepulsten Biasspannung kein Einfluss der Pulsfrequenz festgestellt wurde.

Steigert man die Substrattemperatur über das Tastverhältnis so steigt bis ca. 300°C auch die Beschichtungsrate an, da der Ionenstrom durch v_T -Erhöhung auch größer wird. Oberhalb 300°C fällt die Rate wieder, wobei die Gründe noch nicht vollständig geklärt sind.

Das Abdampfen auf Grund der höheren Temperatur und die höhere Packungsdichte auf Grund besserer Diffusionsbedingungen sind mögliche Ursachen.

Die Härte (HV 0,025) zeigt ähnliches Verhalten wie die Beschichtungsrate (max. HV=ca. 2500 bei 300°C). Die kritische Last steigt ebenfalls mit der Temperatur (d.h. v_T). Bei DC-Bias beobachtet man hingegen für steigende Temperatur (durch $U_{\text{bias}} \uparrow$) eine Abnahme der kritischen Last als Folge steigender Eigenspannung durch den hochenergetischen Ionenbeschuss. Bei gepulster Biasspannung kann die Temperatur ohne Steigerung der Biasspannung erhöht werden, damit wird die Oberflächendiffusion erleichtert und die Schichten werden weniger spröde [39].

In mehreren Publikationen [35, 38] wird ein möglichst kleines Tastverhältnis als optimal betrachtet ($v_T < 0,1$). Dabei wird eine gute Haftfestigkeit bei um ca. 100 °C gesenkter Substrattemperatur erreicht. Die kritische Last steigt z.B. bei nur 330 °C von 15 N auf 30 N gegenüber einer gleich warmen Probe bei DC-Bias [35]. Dieses Ergebnis wurde sowohl mit ausschließlichem Pulsbetrieb als auch der Überlagerung der üblichen DC-Bias mit Spannungsimpulsen ermittelt. Letzterer Prozeß wird in [35] außerdem hinsichtlich des sogenannten Ion-Mixing bevorzugt. In diesem Fall findet eine Oberflächenaktivierung ohne Pausen, bei ständiger Oberflächenreinigung durch den Ionenbeschuss statt, die Vorgänge der Schichtabscheidung wurden jedoch in den Pulsphasen beeinflusst.

Als weitere Vorteile der gepulsten Bias werden angegeben, dass die Stöchiometrie der Schicht [35] und die Standzeit der beschichteten Werkzeuge [38] unbeeinflusst bleiben. Das Verfahren wurde auch im Rahmen des Metallionenätzens eingesetzt. Es konnten Bogenentladungen auf dem Substrat unterdrückt werden und die Temperatur war über die Pulsparameter beeinflussbar [39].

Als sehr interessante technische Lösung ist die Verwendung der gepulsten Biasspannung bei der Plasma-Ionen-Implantation anzusehen, wie sie in [40] beschrieben wird. Die Ionenquelle selbst arbeitet ebenfalls im Pulsmodus und die Biaspulse können mit den Arc-Pulsen synchronisiert werden. Es ist eine Verzögerungszeit von bis zu 200 μs einstellbar, die Pulsdauer beträgt jeweils 20 μs .

Bei Versuchen mit einem Erbium-Target und einem Quellen-Substrat-Abstand von 28 cm wurden Untersuchungen zum Zusammenhang zwischen der Verzögerungszeit und dem Ionenstromimpuls am Substrat durchgeführt. Wird der Biasimpuls 5 μs vor dem Arc-Puls gestartet, dann erreichen die ersten Ionen das Substrat erst nach Ende des Biasimpulses

(ca. 21 μs), der gesamte Plasmainpuls ist nach ca. 50 μs angekommen (offensichtlich verringert sich die Geschwindigkeit). Je später der Biasimpuls nach dem Arc-Impuls angelegt wird, um so mehr verändert sich die Form des Ionenstromimpulses am Substrat. Man nimmt an, die Energieverteilung der auftreffenden Ionen mittels Variation der delay time beeinflussen zu können. Es wird weiterhin angenommen, dass die erste Ionenschicht des ankommenden Plasmainpulses die restliche Plasmawolke vor dem elektrischen Feld der Substratbias abschirmt.

2.3 Pulsstromversorgungen für Lichtbogenstrom und Substratvorspannung

2.3.1 Pulsstromquellen für den Lichtbogenstrom

Von großer Bedeutung für die technologische Einführung der Puls-Arc-Technik ist die Verfügbarkeit leistungsfähiger Stromquellen zur zeitlich modulierten, d.h. pulsförmigen Leistungseinspeisung in das Plasma.

Die bereits bei den Erläuterung zu den gepulsten Lichtbögen getroffene Einteilung in diskontinuierliche und kontinuierliche Pulsung gilt hier analog.

Siemroth beschreibt in [2, 41] den sogenannten High-Current-Pulsed-Arc (HCA) als neuen Verdampfertyp zur Erhöhung der Beschichtungsrate. Man arbeitet hier mit halbsinusförmigen Pulsen von 0,5 bis 1 ms Dauer und 4 bis 5 kA Maximalstrom. Die Entladung wird durch eine Gleitfunkenentladung an einer Triggerelektrode (Hochspannungsimpulse: 30 kV, 5 μs) im Zentrum der kreisförmigen Kathode gezündet. Die Entladefrequenz ist zwischen 0 und 300 Hz variierbar. Abb. 2.2 zeigt das Schaltbild der verwendeten Anordnung.

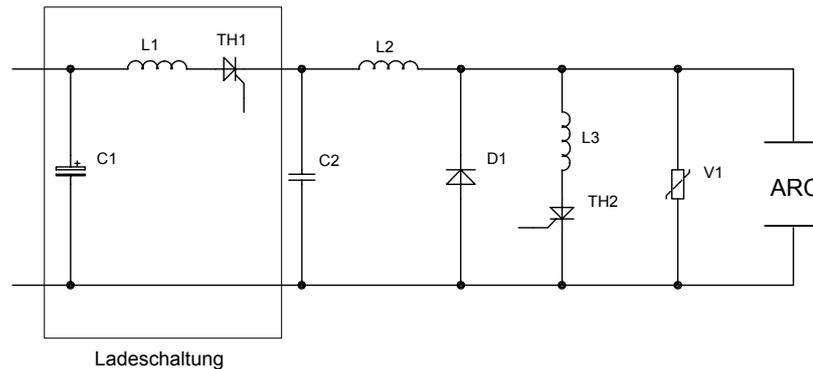


Abb. 2.2 - Prinzipschaltung der Stromversorgung beim HCA (nach [2])

Durch die pulsformige Strombelastung ist es hier möglich, Strommittelwerte von 1000 A zu erzielen (DC-Arc: 100...200 A). Um den Durchmesser des erodierten Oberflächenbereiches steuern zu können und somit auch das Übergehen der Spots auf den Kathodenhalter vermeiden zu können, wurde der Pulse-Clipping-Thyristor (Th2) vorgesehen. Durch Einfügen der Diode D1 und Nutzung der Kabel als Induktivität L2 wurde hier ein Umschwingkreis für die Kondensatorrestenergie gebildet. Damit erhöht sich der elektrische Wirkungsgrad der Schaltung erheblich.

Die Vakuumbogenstromversorgungen beim Laser-Arc [23 et. al.] sind schaltungstechnisch mit dem HCA-Verfahren vergleichbar. Die Bogenzündung erfolgt hier allerdings lasergestützt (Impulsdauer 0,1 μ s), und der maximale Pulsstrom liegt bei nur 1 kA.

Zahlreiche andere Experimente wurden mit Pulsstromquellen durchgeführt, die ebenfalls auf dem Wirkprinzip der Kondensatorentladung beruhen. Über die Variation der Schwingkreisparameter und Aufladebedingungen werden Pulsströme zwischen 50 und 1000 A generiert [24, 40, 42, 43, 44, 45]. Die Impulsdauer beträgt bis zu 1 ms und die realisierten Entladefrequenzen übersteigen einige 100 Hz nicht. Zur Lichtbogeninitiierung kommt ausnahmslos die Hochspannungszündung zur Anwendung.

Als eine Schaltungsvariante wird in [46] eine 7-stufige LC-Anordnung angegeben, mit der annähernd rechteckförmige Stromimpulse erzeugt werden können.

Für die Untersuchungen zur Beeinflussbarkeit der Vakuumbogenbeschichtung im modifizierten Puls-Arc-Verfahren wurden am Lehrstuhl Leistungselektronische Geräte und Anlagen/Elektrowärme der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg mehrere Pulsstromquellen entwickelt bzw. durch Modifikation industrieller Komponenten an den Prozeß angepasst.

Die Rechteck-Impulsstromquelle (RISQ - Abb. 2.3) vereinigt die Erzeugung von Grund- und Pulsstromanteil in einem Gerät. Die gleichgerichtete und geglättete Eingangsspannung speist dazu zwei getrennt arbeitende Tiefsetzsteller. Der Ausgangsstrom des Grundstromstellers wird über eine Entkoppeldiode direkt an den Stromquellenausgang geführt. An den Pulsstromsteller schließt sich die eigentliche Pulsationseinheit an.

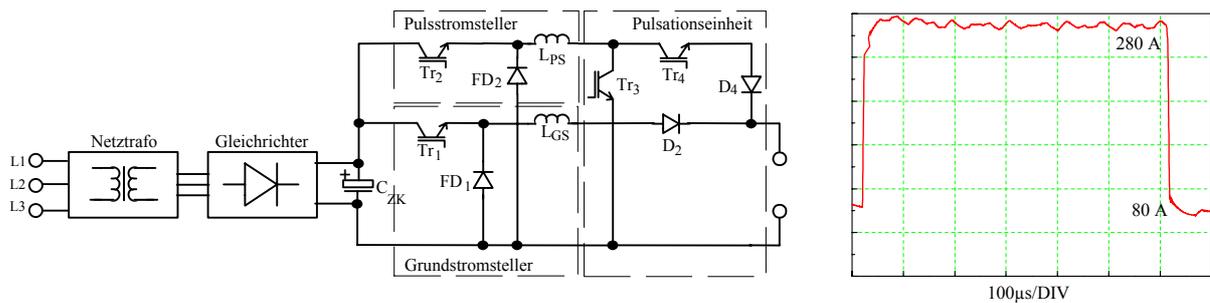


Abb. 2.3 - Prinzipschaltung und typischer Ausgangsstromimpuls der Rechteck-Impulsstromquelle (nach[47])

Der Parameterstellbereich kann mit $I_{DC} = 20 \dots 200 \text{ A}$, $I_p = 40 \dots 400 \text{ A}$ und $f_p = 20 \text{ Hz} \dots 20 \text{ kHz}$ angegeben werden. Als großer Vorteil für Grundlagenuntersuchungen erweist sich die stufenlose Einstellbarkeit der Stromänderungsgeschwindigkeiten (max: $190 \text{ A}/\mu\text{s}$).

Die in Abb. 2.4 dargestellte Hochstromimpulsquelle (HSIQ) basiert auf dem Prinzip der Kondensatorentladung. Die Ausgangsstromimpulse haben entsprechend des als Serienschwingkreis gestalteten Lastkreises die Form einer positiven Sinushalbwellen. Zentrale Baugruppe der Stromquelle ist die als Energiespeicher dienende Kondensatorbatterie. Durch Einschalten des Transistors wird der Ausgangsstromimpuls erzeugt. Die nicht im Lichtbogen umgesetzte Restenergie kann über den L-D-C-Umschwingkreis zur Kondensatorbatterie zurückgeführt werden, wodurch sich der Nachladevorgang verkürzt und der Wirkungsgrad erhöht. Diese Stromquelle erzeugt (abhängig von den Schwingkreisparametern) in der jetzigen Konfiguration Stromimpulse mit $I_p = 200 \dots 1000 \text{ A}$, $t_p = 25 \dots 100 \mu\text{s}$ und $f_p = 0 \dots 2 \text{ kHz}$.

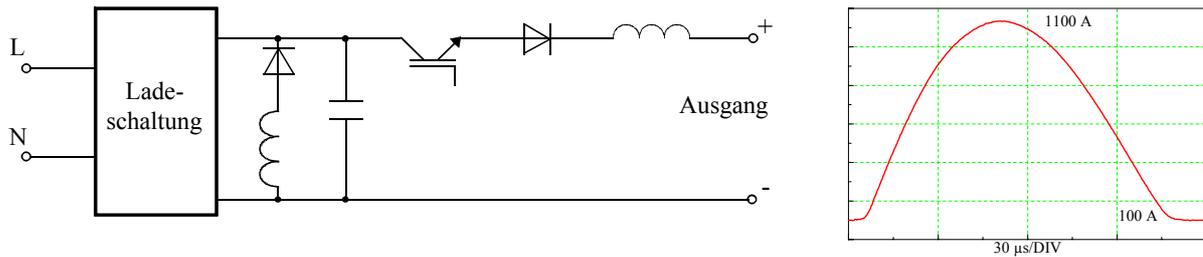


Abb. 2.4- Prinzipschaltung und typischer Ausgangsstromimpuls der Hochstromimpulsquelle (nach [4])

Die Nadelimpuls-Stromquelle (NISQ - Abb. 2.5) schaltet den im Inverter bereitgestellten und geregelten Strom nach dem Hochsetzstellerprinzip auf den Prozeß. Es ist mit dieser Stromquelle möglich, sehr kurze (ca. $1 \mu\text{s}$) Impulse mit Stromanstiegsgeschwindigkeiten von mehreren $100 \text{ A}/\mu\text{s}$ zu generieren. Mit dem Funktionsmuster ist ein Pulsstromwert von 200 A erreichbar. Die maximale Pulsfrequenz beträgt 80 kHz .

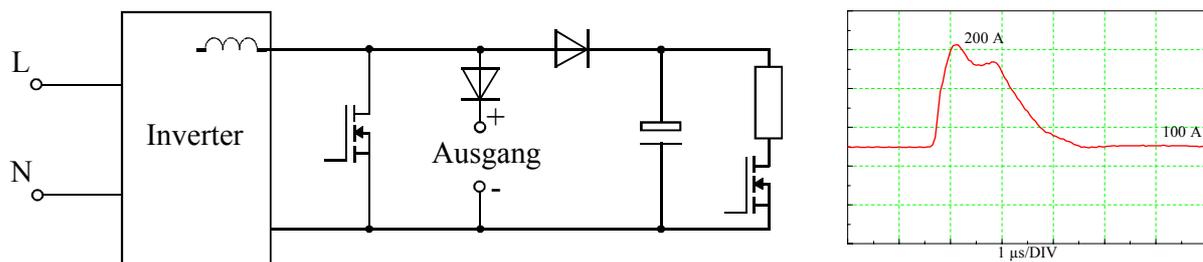


Abb. 2.5- Prinzipschaltung und typischer Ausgangsstromimpuls der Nadelimpuls-Stromquelle (nach [4])

Sowohl die HSIQ als auch die NISQ benötigen zum Betrieb im modifizierten Puls-Arc-Verfahren eine parallel geschaltete Grundstromquelle.

2.3.2 Pulsquellen für die Biasspannung

Aufbauend auf den in Abschnitt 2.2.2 dargelegten Erkenntnissen hat sich der Einsatz der gepulsten Biasspannung in den letzten Jahren zum Stand der Technik entwickelt. Alle führenden Hersteller bieten entsprechende Geräte an, die auf Grund der vergleichbaren

Parameter eigentlich vom Gebiet des Puls-Magnetronsputters kommen. Schaltungstechnisch handelt es sich um primärgetaktete Spannungsquellen.

Die, auch in den experimentellen Untersuchungen [35, 39, 48] eingesetzten, Geräte arbeiten mit Ausgangsfrequenzen der unipolaren oder bipolaren Rechteckimpulse bis zu 33 kHz. Es sind die Betriebsmodi DC, Puls und die Kombination daraus einstellbar. Die maximale Ausgangsspannung beträgt bis zu 1250 V.

Bei den Untersuchungen zur Synchronisation von Ionenquellenimpuls und Biasimpuls bei der Ionenimplantation kam ein Eigenbaugerät mit den maximalen Ausgangsparametern 100 kV, 50 A bei 20 μ s und 2 kHz zur Anwendung [40].

2.4 Beschichtungsplasma

2.4.1 Bildung und räumliche Ausbreitung des Plasmas eines Gleichstrom-Vakuumlichtbogens

In Vakuumlichtbögen (unter der Voraussetzung einer inaktiven Anode) wird das gesamte Plasma, das zum Stromtransport zwischen den Elektroden benötigt wird, in den Katodenspots gebildet. Aus diesen Quellen breitet sich das Plasma in allen möglichen Richtungen zur Anode hin aus (in atmosphärischen Bögen bremst das umgebende Gas diese Ausdehnung!) [49].

Durch die Wirkung eines oder mehrerer Spots verliert die Katode Material in drei Massenströmen. Das sind Ionen, geschmolzene Metallpartikel (Droplets) und neutraler Metaldampf [50]. Hierbei dominieren die ersten beiden Anteile deutlich. Messungen zur Metaldampfbildung ergaben nur geringe Anteile an der Erosionsrate (1-2% bei Kupfer [51]). Weiterhin wurde festgestellt, dass insbesondere ein Nachverdampfen aus Katodenbereichen, die der Fußpunkt gerade verlassen hat [52] und die Verdampfung aus im Plasma fliegenden Droplets [53] die wichtigsten Quellen des neutralen Metaldampfes sind.

Der Ionenfluß ist hauptsächlich senkrecht von der Katode weg gerichtet [54, 55 et. al.], d.h. die Ionen bewegen sich in Anodenrichtung. Das ist nur durch die hohe kinetische Energie der Ionen möglich, deren Werte deutlich höher sind, als man es aus der von außen messbaren Lichtbogenbrennspannung (üblicherweise 10-30 V) annehmen kann [51, 56, 57]. Für niedrigschmelzende Metalle (Blei, Cadmium, Zink) sind die Ionen überwiegend

einfach geladen, während bei den hochschmelzenden Metallen (Tantal, Molybdän) Ladungszahlen im Ionenspektrum von 5 und 6 auftreten können [31, 51].

Der Anteil des Ionenstromes am Bogenstrom wird mit 8-10 % angegeben [56, 58 et. al.]. Für eine Vielzahl von Metallen mit sehr unterschiedlichen Eigenschaften ist dieser Wert gültig und Untersuchungen zeigen weiterhin, dass der Ionenstromanteil unabhängig vom Elektrodenabstand, der Katoden- und Anodengröße oder der Ausdehnung der Vakuumkammer ist. Ebenso gilt der angegebene Wert für einen großen Strombereich (bis zu kA!) und Bogenbrenndauern von ms bis s. Es scheint tatsächlich so zu sein, dass der Ionenstromanteil eine „fundamentale Eigenschaft des Vakuumlichtbogens“ ist [56]. Durch die bekannte Spotteilung erhöht sich auch der messbare Ionenstrom linear mit steigendem Bogenstrom. Messungen mit einem einzelnen Spot auf Kupfer zeigen, dass der Ionenstrom auf kleineren Werten verharrt [59].

Die Ergebnisse der Ionenstrommessung und der Zusammensetzung des Ionenflusses können verwendet werden, um den Ionenabtrag an der Katode zu bestimmen. Üblicherweise wird der Katodenabtrag in Mikrogramm je Coulomb (eingebrachter Ladung) angegeben (Erosionsrate) und umfasst alle o.g. Anteile des Massenstromes von der Katode. Die „Ionenerosionsrate“ kann für den DC-Prozess definiert werden durch [60]:

$$E_{ri} = \frac{I_i \cdot m_i}{I_{arc} \cdot \bar{Z} \cdot e} \quad (2.1)$$

Hierbei ist I_{arc} der Bogenstrom, I_i der Ionenstrom, \bar{Z} die mittlere Ionenladungszahl, e die Elementarladung und m_i die Masse eines Ions. (diese Gleichung ist analog zum 2. Faraday'schen Gesetz der Elektrolyse, wobei $\frac{m_i}{Z \cdot e}$ das elektrochemische Äquivalent ist).

Wendet man Gleichung 2.1 auf die Messergebnisse aus [51] an, so bestimmt man für Titan eine Ionenerosionsrate von $30,4 \mu\text{g} \cdot \text{C}^{-1}$. Vergleicht man diesen Wert mit Angaben zur Gesamterosionsrate (z.B. $45 \mu\text{g} \cdot \text{C}^{-1}$ [61]), so kann man den Anteil an Neutralteilchen (Droplets und Metaldampf) bestimmen, der das Target verlässt.

Die Elektronenkomponente des Plasmas ist lediglich ein thermisches Elektronengas mit geringer Temperatur ($k \cdot T_e \approx 1 \dots 2 \text{ eV}$) [49].

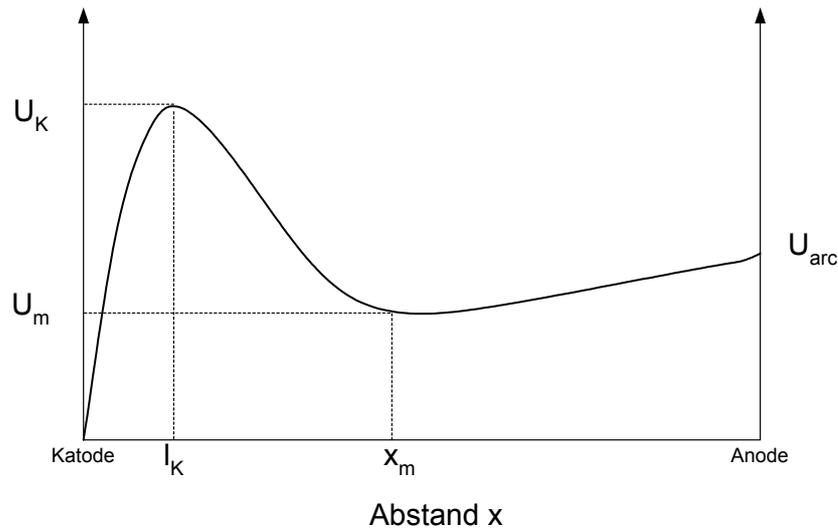


Abb. 2.6 - Eindimensionales Modell der Potentialverteilung im Entladungsraum [62]

Im Plasma gibt es nur ein schwaches elektrisches Feld, das Potential bleibt über den Elektrodenpalt annähernd konstant. Das eindimensionale Modell der Potentialverteilung (Abb. 2.6) zeigt eine erhöhte Ladungsträgerdichte nahe der Katode. Die Begrenzung dieses Bereiches liegt bei x_m . Der Rest des Elektrodenabstandes stellt eine „Vakuumdioden“ mit Ionenneutralisation dar. Das Katodenfallpotential U_c überschreitet die Brennspannung der Entladung U_{arc} und die Länge der Katodenfallregion ist kürzer als alle mittleren freien Weglängen. Ein abgedampftes Atom bewegt sich durch das Fallgebiet, hat auf Grund der Länge dieses Bereiches keine atomaren Zusammenstöße, so dass sich seine Geschwindigkeit nicht ändert. Das Atom kann jedoch durch ein im Potentialwall befindliches thermisches Elektron ionisiert werden [62].

In [49] wird ebenfalls ein eindimensionales Modell des Vakuumlichtbogens vorgestellt. Alle Plasmamaparameter sind Funktionen von $(I/r)^{2/5}$, wobei I der Bogenstrom und r der Abstand zur Katode ist. Es können die drei Kräfte berechnet werden, die die Ionen zu höheren kinetischen Energien beschleunigen können (das elektrische Feld; der Ionendruck-Gradient und die Elektronen-Ionen-Reibung). Diese Ergebnisse wurden auf ein zweidimensionales Modell (Abhängigkeit von Abstand r und Winkel θ) übertragen [63]. Die Abhängigkeit der Parameter von $r^{-2/5}$ bleibt auch im zweidimensionalen Modell erhalten. Außerdem erhält man in erster Näherung eine Abhängigkeit von θ^2 , d.h. insgesamt eine Abflachung der Verteilung. Die vielfach gemessenen Kosinusverteilung ist ebenfalls eine mögliche Lösung

der Modellrechnungen. Der Einfluss der drei ionenbeschleunigenden Größen wird berechnet zu:

- elektrisches Feld 27%
- Ionendruck-Gradient 24%
- Plasmawiderstand (Elektronen-Ionen-Reibung) 49% .

Sondenmessungen haben gezeigt, dass der Ionenanteil des Plasmas eines Katodenspots entsprechend einer Kosinusfunktion verteilt ist [54, 51, 55, et. al.]. Mathematisch lässt sich das wie folgt beschreiben:

$$n_z(\vartheta, r) = C \cdot \frac{I}{r^2} \cdot \cos \vartheta \quad (2.2)$$

Hierbei ist n_z die Dichte der Ionen mit der Ladungszahl Z , I ist der Entladungsstrom, r ist der Abstand vom Spotzentrum, $C \cong 10^{13} \frac{f_z}{Z} \cdot A^{-1} \cdot m^{-1}$ [64], f_z ist der Anteil der Ionen mit dem Ladungszustand Z , \bar{Z} ist die mittlere Ionenladung und ϑ ist der Winkel zu Katodennormalen [103]. Die Verwendung des Ausdruckes r^2 ist nur für ausreichend lange Abstände zum Spot zulässig. Das ist jedoch bereits ab $r > 50 \mu\text{m}$ erfüllt [65, 66].

Mit steigendem Bogenstrom ist ein Fokussierungseffekt der Plasmakeule festgestellt worden, der auf das mit dem Strom verknüpfte Magnetfeld zurückgeführt wird [67]. Messungen der Ionenstromdichte ergaben eine lineare Abhängigkeit vom Abstand Sonde-Katode [68]. Der Ionenfluss ist merklich mehr gerichtet, als es dem Kosinusgesetz entspricht. Die Ionenstromdichte (in 250 mm-Abstand) ist bei planarer Katode 25 % höher als bei konkaver Katode. Es wurde kein signifikanter Einfluss des Bogenstromes (zwischen 65 und 180 A) auf die Winkelverteilung der Ionenstromdichte festgestellt [69].

Die im Plasma vorherrschende hohe Ionendichte und -energie bewirkt eine hohe Reaktivität zwischen Metallplasma und Reaktivgas. Das führt zur Ionisation des Gases und ermöglicht die direkte Synthese z.B. nitridischer Verbindungen mit hohen Raten [31]. Messungen dieser Vorgänge im reaktiven Plasma bei der TiN-Abscheidung ergaben, dass die Stickstoffmoleküle durch den Zusammenstoß mit hochenergetischen Elektronen angeregt und ionisiert werden. Aus der Katode emittierte und mehrfach geladenen Titanionen rekombinieren mit Elektronen und werden zu Ti^+ -Ionen oder Ti-Atomen (die Rekombinationsrate steigt mit steigendem Reaktivgasdruck). Während der Bildung von

TiN auf der Substratoberfläche kommt es u.a. dazu, dass angeregte N₂-Moleküle adsorbiert werden und zu N-Atomen dissoziieren. Stoßen diese dann mit Ti⁺-Ionen (40-60 eV) zusammen, bildet sich TiN [70], [71].

Kurz nach dem Einschalten des Bogens ist der Stickstoffdurchfluss je nach Katodengeometrie bis zu doppelt so hoch wie im stationären Betrieb (das Target muss erst nitrieren). Mit Absinken des Gasflusses auf die Werte des stationären Betriebes nach 2-3 min. sinkt der totale Ionenstrom von ca. 8% auf 4% des Bogenstromes. Gleichzeitig wird der Katodenabtrag reduziert (hier von 33μg/C auf 12-15μg/C) [9].

2.4.2 Ionenladung, -energie und -geschwindigkeit im Plasma eines Gleichstrom-Vakuumlichtbogens

Das in den Katodenspots eines Vakuumlichtbogens gebildete Metallplasma enthält mehrfach geladene Ionen [72 et. al.]. Die Verteilung der Ladungszustände wurde sehr intensiv untersucht, wobei Metalle und Metallegierungen in verschiedenen Betriebsmodi (low und high current arc, random und steered arc) betrachtet wurden. Der Mechanismus der Ionenbildung basiert auf thermischer Ionisation in einem dichten, leicht nichtidealen Plasma. Daran schließt sich ein schneller Übergang zum Nichtgleichgewichtsplasma an (die Ionenzustandsverteilung wird „eingefroren“) [73].

Messungen zur Ionenzustandsverteilung an 48 metallischen Katodenmaterialien [44, 74] ergaben, dass generell mehrfach geladen Ionen produziert werden und die mittlere Ionenladung mit dem Siedepunkt des Katodenmaterials steigt. Hierfür wurde versucht, eine Näherungsfunktion zu finden, die den Messwerten entspricht

$$\bar{Q} = 0,38 \cdot \frac{T_{SP}}{1000} + 1 \quad (2.3)$$

Hierbei ist \bar{Q} die mittlere Ionenladung und T_{SP} die Schmelztemperatur des Katodenmaterials.

In [75] werden diesbezüglich theoretische Betrachtungen zur Ladungsverteilung unter Nutzung der Saha-Gleichung beschrieben. Im Ergebnis wird bestätigend festgestellt, dass man die Katodenmaterialien entsprechend Periodensystem in Gruppen mit charakteristischen Ladungsverteilungen einteilen kann.

Auf Grund der vorgesehenen Untersuchungen mit dem Referenzmaterial Titan werden im Weiteren nur dementsprechende Ergebnisse zusammengefasst.

Übereinstimmend wird in der Fachliteratur das Auftreten von bis zu dreifach geladenen Titan-Ionen im Plasma angegeben [51, 69, 76 et. al.]. Die relative Häufigkeit mehrfach geladener Ionen nimmt mit steigendem Bogenstrom ab, während die relative Häufigkeit einfach geladener Ionen entsprechend steigt [51].

Die Winkelabhängigkeit der Ionenzusammensetzung im Plasma wird von der Katodengeometrie und der Katodentemperatur beeinflusst. Zweifach geladene Titan-Ionen haben den Hauptanteil am Stromfluss. Ein räumliches Maximum liegt jedoch bei ca. 60° , während ein- und dreifach geladenen Ionen senkrecht zur Katode maximal auftreten [69]. Die Anwendung eines Magnetfeldes zur Plasmaführung, wie es in den Filtered-Arc-Systemen gebräuchlich ist, kann zur Erhöhung der mittleren Ladung der Ionen führen. Als möglicher Grund werden vermehrte Ionisationsprozesse im eingeschnürten Plasma genannt [77]. In realen Beschichtungsplasmen spielt der Reaktivgasdruck ebenfalls eine Rolle für die Ladungszustandsverteilung. Beeinflusst werden hauptsächlich die ein- und zweifach geladenen Ionen. Die bekannte Abhängigkeit des Gesamtionenstromes vom Stickstoffdruck ist im Wesentlichen auf den Ladungsaustausch zwischen Ti^{2+} -Ionen und Stickstoffmolekülen zurückzuführen [76].

Für das Vakuumlichtbogenplasma ist bekannt, dass die mittlere Ionenenergie die Lichtbogenbrennspannung überschreitet [51 et. al.]. Führt man die Messungen zur Ionenenergie auf die Form Energie je Ladungszahl (E_i/z) zurück, so werden Werte bis zu 80 eV/z angegeben.

Untersuchungen zur Abhängigkeit der Ionenenergie vom Stickstoffdruck ergaben, dass mit steigendem Druck die Intensität der Ionenemission kleiner wird und sich die Energieverteilung ändert [34]. Bezogen auf die dominierenden Ti^{2+} -Ionen wird in der angegebenen Publikation eine Verschiebung des E_i/z -Peaks von ca. 67 eV/z bei $2 \cdot 10^{-3}$ Pa auf 40 eV/z bei $1 \cdot 10^{-1}$ Pa vermerkt. Die Halbwertbreite der Energieverteilungsfunktion fällt dabei von ca. 60 eV/z auf ca. 20 eV/z. Die Messungen erfolgten bei einem durchaus gebräuchlichen Lichtbogenstrom von 90 A. Eine Abhängigkeit der mittleren Ionenenergie vom Bogenstrom konnte im Bereich von 60 bis 130 A nicht festgestellt werden bzw. war marginal [78, 67]. Bei diesen Experimenten wurde durch Variation des Messwinkels zur Katode

weiterhin ermittelt, dass die aus unterschiedlichen Winkeln zum Substrat anfliegenden Ionen keine signifikant unterschiedliche Energie besitzen.

Tab. 2.3 gibt einen Überblick von Literaturangaben zur Ladungs- und Energieverteilung der Ionen im Titanplasma. Die höheren Werte aus [44] liegen darin begründet, dass die Messungen in einem intermittierenden Modus durchgeführt wurden (Messdauer 250 μ s), und damit eher ein Pulsprozess zugrunde zu legen ist.

Tab. 2.3 - Literaturangaben zur Verteilung der Ionenladung und -energie im Arc-Plasma

	Ti ⁺	Ti ²⁺	Ti ³⁺	mittl. Ladung	Literatur- stelle
Anteil am	27	67	6	(berechnet: 1,79)	[51]
Gesamtionenfluß in %	-	-	-	1,6	[36]
	11	75	14	2,1	[44]
Ionenenergie in eV	65	78	102	-	[51]

Aus der Literatur [57, 40, 72] ist bekannt, dass alle Vakuumlichtbogenplasmen mit einer Geschwindigkeit von $v_{ion}=1-2 \cdot 10^4$ m/s aus den Katodenspots expandieren. Dabei liegt eine geringe Materialabhängigkeit vor. Außerdem wurde festgestellt, dass es in der Plasmaausdehnungszone eine vom Ladungszustand abhängige Ionengeschwindigkeit $v_{ion}(Q)$ gibt. Die Ionen werden in der Nähe der Katodenspots durch einen Mechanismus beschleunigt, der elektromagnetische und hydrodynamische Kräfte kombiniert [79]. Damit begründet sich, dass die Ionenladung eine wichtige Rolle bei der Beschleunigung spielt. In einem ausreichenden Abstand von der Beschleunigungszone (relevant für ein technologisch genutztes Plasma) kann die Geschwindigkeit jedoch als gleich angenommen werden [73]. In [57] wurde mittels der Time-Of-Flight-Methode festgestellt, dass die Spotposition einen Einfluss auf die gemessene Ionenfluggeschwindigkeit hat. Nähere Aussagen wurden nicht getroffen.

2.4.3 Dropletmission

Unter Droplets werden die beim Arc-Prozeß verfahrensbedingt auftretenden Tröpfchen aus der Schmelze des Katodenmaterials verstanden. Diese Droplets gelangen zum Teil auf das Substrat und werden in die Schicht eingebaut. Im Wesentlichen bewirkt das eine Erhöhung der Oberflächenrauigkeit und chemische Inhomogenitäten im Schichtaufbau. Für den industriell sehr verbreiteten ABSTM-Prozeß (Arc Bond Sputter) ist bekannt, dass die während des Ionenätzens am Substrat auftreffenden Droplets zu Oberflächendefekten führen, die durch den eigentlichen Beschichtungsprozess im UBM (unbalanced magnetron) nicht kompensiert werden können bzw. sich direkt auf die Oberfläche der Hartstoffschicht abbilden [80].

Die Untersuchungen zur Dropletmission [53, 55, 81, et. al.] decken einen Strombereich von einigen zehn Ampere bis hin zu mehreren Kiloampere ab, wobei die Brenndauer des Lichtbogens zwischen Millisekunden und Sekunden variierte. Die gemessenen Partikelgrößen befinden sich im Bereich von Bruchteilen eines μm bis hin zu mehreren $10 \mu\text{m}$. Kleine Droplets sind überdurchschnittlich häufig zu finden, da eine starke und kontinuierliche Reduzierung der Dropletanzahl mit steigender Größe vorliegt. Die Winkelverteilung der Dropletmission hat ihr Maximum in 0° -Richtung zur Katodenoberfläche (während das Ionenstrommaximum senkrecht zur Katodenfläche liegt). Mit größer werdendem Winkel zur Katodenfläche verringert sich der Massenausstoß an Droplets erheblich. Weiterhin wurde festgestellt, daß große Droplets bevorzugt in flachen Winkeln emittiert werden, während kleinere Droplets typisch für größere Winkel sind. Ab einem Winkel von $20\text{-}30^\circ$ zur Katodenfläche kann kaum noch eine Dropletmission festgestellt werden. Man sollte jedoch beachten, daß für diese Betrachtungen eine Spotposition im Katodenzentrum zugrunde gelegt wurde und die Fußpunktwanderung zum Katodenrand die Verhältnisse verschieben kann [50].

In den meisten Experimenten macht der Dropletausstoß den größten Anteil am Massenverlust der Katode aus. Generell besteht eine Relation zwischen der Dropletmission und dem Schmelzpunkt des Katodenmaterials. Mit steigendem Lichtbogenstrom und steigender Brenndauer erhöht sich der Dropletausstoß bezogen auf die übertragene Ladung und die mittlere Größe der Droplets. Es wurde gezeigt [82], dass der Anstieg der Erosionsrate (gesamt) vollständig auf diesen Effekt zurückzuführen ist.

Die Auswahl des Targetmaterials bestimmt weiterhin die Wahrscheinlichkeit der Dropletmission beim DC-Arc-Verfahren. Durch die magnetische Führung des Spots („Steered-Arc-Technik“) konnten die lokalen Überhitzung und somit die Dropletmission verringert werden. Eine andere Verfahrensvariante zur Dropletvermeidung auf der Substratoberfläche ist das „Filtered-Arc“-Verfahren [33, 83, 84]. Hierbei wird der ionisierte Dampf in Rohrsegmenten zum Substrat durch magnetische Felder geführt. Die Droplets werden bei diesem Verfahren an der Rohrrinnenwand abgeschieden. Nachteilig ist hier jedoch die geringe Ionentransmission durch die Filterspulen einzuschätzen. Dem wirkt man jedoch mittlerweile durch die Kombination von Filtered-Arc und Puls-Arc (HCA) entgegen. Die vom HCA bekannte hohe Ionenstromdichte gleicht die geringe Filtertransmission zum Teil aus. Bekannte Kombinationen sind HCA mit Rohrsegmentfilter (ϕ -HCA [85, 86]) und HCA mit elektromagnetischem Lamellenfilter [87].

Der Einfluss gepulster Bogenströme auf die Dropletmission wurde ebenfalls untersucht. In [68] wird bei konstantem Maximalstrom eine lineare Abhängigkeit der Dropletanzahl je Flächeneinheit von der Impulsdauer festgestellt (z.B. für $I_{\text{arc}}=110\text{A}$: $0,045/\mu\text{m}^2 \dots 0,08/\mu\text{m}^2$ für $2,5 \dots 10\text{ms}$). Die Dropletmission ist von der lokalen Temperaturbelastung im Krater bestimmt und damit über Impulsstrom und -dauer beeinflussbar. Für den Laser-Arc wurde eine deutliche Reduzierung der Dropletmission durch die erhöhte Fußpunktgeschwindigkeit angegeben [23]. Die Messungen zu [46] ergaben bei pulsformigen Strömen weiterhin, daß die gemessene Droplettdichte vom Targetmaterial abhängig ist, jedoch kann der immer angegebene direkte Zusammenhang zum Schmelzpunkt des Targetmaterials nicht bestätigt werden. Man nimmt an, daß die Bildung von Droplets durch sehr komplexe Vorgänge bestimmt wird, die nicht allein von Materialparametern bestimmt wird. Weiterhin besteht die Möglichkeit, daß emittierte Droplets am Substrat reflektiert bzw. rückgesputtert wurden.

An einem DC-Titan-Arc in Stickstoffatmosphäre wurden Messungen zur druckabhängigen Verteilung der Dropletmission durchgeführt [88]. Generell werden (auf Grund der Targetnitrierung) bei steigendem Stickstoffdruck weniger Droplets aus dem Target emittiert. Die räumliche Verteilung der Droplets verändert sich durch Druckerhöhung nur unbedeutend. Sie ist bei der verwendeten Anordnung in einem Winkel von etwas unter 30° zur Katodenfläche maximal.

2.4.4 Einfluss pulsförmiger Bogenströme auf das Beschichtungsplasma

Zum heutigen Zeitpunkt ist bekannt, daß der Vakuumlichtbogen ein nichtstationäres Phänomen mit verschiedenen charakteristischen Zeitbereichen ist. Während die Spotbildung und Spotlebensdauer sich im Bereich von Nanosekunden anordnen lassen [89], [90], beträgt die Brenndauer eines DC-Lichtbogens Minuten oder Stunden.

Für die Ausbildung einer konstanten Ionenenergie nach der Zündung eines Lichtbogens wurde von Miller [91] ein Zeitbereich von einigen 10 Mikrosekunden angegeben. Dieses Verhalten wird damit begründet, daß zu Beginn der Entladung eine höhere mittlere Ionenladung vorliegt. Tatsächlich wurde herausgefunden [92], dass die mittlere Ionenladung in Titan- und Tantalplasma nach ca. 100 μs von einem Maximum auf ein Plateau absinkt. Spektroskopische Untersuchungen bestätigen dieses Ergebnis dadurch, daß während der Lichtbogenausbildung Spektrallinien gemessen wurden, die mit einem höheren Ladungsniveau der Ionen korrespondieren, während zu späteren Zeitpunkten ein niedrigerer Ladungszustand vorliegt [93, 94].

In [43] wurden Impulse mit unterschiedlichen Anstiegsgeschwindigkeiten untersucht. Es besteht kein Einfluß der Anstiegszeit auf die Ladungsverteilung in der Phase konstanten Pulsstromes. Durch einen Stromimpuls steigt die mittlere Ionenladung für eine Zeitdauer von einigen hundert Mikrosekunden und fällt dann auf ein Plateau (Werte für Titan: mittlere Ladung von 2,2 auf 1,9 während ca. 600 μs , wobei der entscheidende Abfall auf $Q=2,0$ nur ca. 300 μs dauert). Bei der verwendeten Anordnung wurde kein erhöhter Energieeintrag in das Plasma in der Zündphase gemessen und somit auch kein Zusammenhang zur veränderten Ionenladung festgestellt. Es wird angenommen, daß ein kurzzeitiger lokaler Wärmeüberschuß die beobachteten Änderungen der Ionenladungsverteilung bewirken kann. Dieser Einfluß auf die Plasmaparameter ist von größerer Zeitdauer als die elementaren Prozesse im Spot.

Mit den in [95] vorgestellten Experimenten wird der Einsatz eines Retarding Field Analyzers (RFA) im Vakuumbogenplasma einer Schaltstrecke diskutiert. Das untersuchte Plasma wurde mit einem halbsinusförmigen Bogenstrom (Kondensatorentladung, 50 Hz) erzeugt. Die Experimente konzentrieren sich auf die Bestimmung der Plasmaparameter in den letzten drei Millisekunden vor dem Stromnulldurchgang. Im Strombereich 300 A bis 10 kA (RMS) wurde die Verteilung der Ionenenergie und ihr Spitzenwert bestimmt. Mit steigendem Bogenstrom sinkt die Ionenenergie und die Halbwertsbreite der Verteilung

wird kleiner. Zusätzliche Versuche zur Winkelverteilung der Ionenenergie ergaben, daß in Abhängigkeit vom Bogenstrom ein Übergang vom interelektrodischen Plasma (d.h. direkter Ionenbewegung von Katode zu Anode) bei kleineren Strömen zum aus dem Entladungsspalt expandierenden Plasma bei größeren Strömen besteht. Als Grund hierfür wird die vermehrte Kollision zwischen den Ionen in Folge erhöhter Plasmadichte angegeben.

Bei Einsatz des High-Current-Pulsed-Arc treten bei der Verwendung von Kohlenstofftargets C^{++} -Ionen auf, was bei der Gleichstromverdampfung nicht zu beobachten war [19].

Messungen mit variablen Pulsparametern an einer Kupfer-Elektrodenanordnung (Kondensatorentladung, variable R-L-Beschaltung, Einzelimpulse bis zu wenigen Hertz) bestätigen die bekannten Zusammenhänge (Maximum der Ladung am Pulsbeginn, dann Plateau usw.). Die Erhöhung der Stromanstiegsgeschwindigkeit vergrößert den Anteil an mehrfach geladenen Ionen. Die vermehrte Bildung mehrfach geladener Ionen beginnt annähernd simultan zum Stromanstieg. Jedoch sind die anfänglichen Änderungen der Ladungsverteilung klein. Diese Änderungen nehmen mit größer werdender Zeit zu und resultieren in einem deutlichen Anstieg der mittleren Ionenladung bereits nach einigen Mikrosekunden Brenndauer. Ein langsamerer Stromanstieg hingegen bewirkt deutlich geringere Änderungen des Ladungszustandes. Diese sind vergleichbar mit dem Verhalten nach Erreichen der Plateauphase. Als Grund für die gemessenen Werte zur Abhängigkeit der Ladungsverteilung vom di/dt und der Pulsdauer wird der Ionenbildungsmechanismus angegeben. Bei geringer Bindungsenergie, großer Dampfmenge und geringer Molekülmasse kann eine Ionisation aus der Gasphase erforderlich sein. Der Ionisationsgrad ist nicht hoch. Solche Mechanismen sind zu Beginn einer Entladung wahrscheinlich, da die Katodenoberfläche Verunreinigungen aufweist. Die Bildung mehrfach geladener Ionen erfolgt meist während des direkten Übergangs vom festen Katodenmaterial zum Plasma [42]. Bestätigung findet diese Aussage in [96], wo ermittelt wurde, daß der Ladungszustand der Metallionen von der Kontamination der Katodenoberfläche zu Pulsbeginn bestimmt wird. Durch hohe Pulsfrequenzen erzielt man einen höheren Ladungszustand, da die Katode in den dann kürzeren Pulspausen weniger Gas adsorbieren kann.

Ein Vergleich von DC-Arc (80-100 A), Laser-Arc (1 kA) und HCA (5 kA) auf Kohlenstoff wird in [23] beschrieben. Während bei DC- und Laser-Arc 100 % Ionisationsgrad mit C^+ -Ionen gemessen wurde, konnte beim HCA ein Anteil von ca. 20 % C^{2+} -Ionen gemessen

werden. Die Ionenenergie wurde mittels OES und Gegenfeldanalysator bestimmt und beträgt für Gleichstrom 25 eV bei 100 A; für den Laser-Arc 60 eV und den HCA 75 eV. Die Verteilungsfunktion der Ionenenergie ist schmal (± 10 eV). Durch die übereinstimmenden Messwerte der Ionenenergie aus der OES des katodennahen Plasmas und dem Gegenfeldanalysator (in Substratposition) kann festgestellt werden, daß sich die Teilchenenergie im Ausdehnungsbereich nicht verändert, was die „freezing“-Theorie (Anders et. al.) bestätigt

2.5 Einfluss der Substratgeometrie auf die PVD-Beschichtung

Ein wesentliches Problem der Praxis besteht derzeit darin, die PVD-Technologien, die sich hervorragend zur Werkzeugbeschichtung bewährt haben, auch für beliebig geformte Bauteile zu nutzen. Hierbei sind oft bereits im Konstruktionsstadium die Geometrien so festzulegen, dass eine Beschichtung sinnvoll möglich wird („Beschichtungsgerechtes Konstruieren“).

Üblicherweise verwendete PVD-Technologien arbeiten mit gerichteten Strömen schichtbildender oder -modifizierender, neutraler oder ionisierter Teilchen. Bereits aus theoretischer Sicht lassen sich Unterschiede in den Wachstumsbedingungen einer Schicht, in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen, vom Abstand der Quelle zum Substrat und vom Anteil der einzelnen Komponenten eines Teilchenstromes ableiten. Einflüsse dieser Bedingungen auf Eigenschaften der abgeschiedenen Schicht wurden experimentell nachgewiesen und publiziert. Bei der katodischen Lichtbogenverdampfung konnte für unterschiedliche Targetmaterialien insbesondere eine starke Abhängigkeit der Schichtdickenverteilung vom Quellen-Substrat-Abstand und vom Arbeitsdruck festgestellt werden. [97, 98, 99]

Neben der Geometrie der Substrate stellt bereits die Beschaffenheit der Oberfläche einen wichtigen Aspekt für die Abscheidung gleichmäßiger Schichten dar. Durch Oberflächenrauigkeit entstehen Abschattungen, die Hohlräume in der Schicht zur Folge haben und die Gefügestruktur beeinflussen. Besonders wirksam sind die Abschattungen, wenn die Teilchen unter gleichem Winkel auftreffen. Gelingt es, eine hohe Teilchenmobi-

lität zu gewährleisten, so sind lange Diffusionswege erreichbar, die die Abschattungen zumindest teilweise ausgleichen [28].

Bei der Abscheidung im System Ti-Zr-N [10] wurde festgestellt, daß bereits Schleifriefen auf dem Substrat zu Abschattungseffekten führen, aus denen Profilüberhöhungen resultieren.

In [78] werden Messungen im DC-Arc beschrieben, die ergaben, daß die aus unterschiedlichen Winkeln anfliegenden Ionen keine signifikant unterschiedliche Energie besitzen. Es wird die These aufgestellt, daß daher im Beschichtungsplasma auch eine Schichtbildung auf „Umwegen“ machbar sein müßte. Aussagen zum Einfluß der Biasspannung werden jedoch nicht getroffen.

Die systematische Untersuchung des Einflusses der Substratgeometrie auf das Beschichtungsergebnis wurde insbesondere für den Magnetronsputter-Prozeß durchgeführt. Auf Grund einiger Parallelen zum Arc-Prozeß sollen die wichtigsten Erkenntnisse hier zusammengefasst werden.

In [100] wird für das Magnetronsputtern ein Modell zur Berechnung von Schichtdicke und Auftreffwinkel in Abhängigkeit von dominanten Prozeßparametern für beliebige Substratgeometrien und -anordnungen vorgestellt und durch den Vergleich Messung-Simulation verifiziert. Die Untersuchungen zur Winkelverteilung der auftreffenden Atome erfolgten in Abhängigkeit vom Abstand zur Targetachse (Target 75 mm Durchmesser, Substratabstand 30mm). Die Bedeutung der Winkelverteilung liegt vor allem in der Möglichkeit, Geometrien mit Nuten beschichten zu können. Es werden daher Werte der Beschichtungsrate (am Nutgrund) als Funktion des Breiten/Höhen Verhältnisses (D/H) in Abhängigkeit von der Positionierung im Prozeßraum angegeben. Bei kleinen und mittleren Abständen von der Prozessraumachse steigt die Rate mit steigendem D/H -Verhältnis, wobei für große Abstände (30mm) ein Minimum der Rate bei $D/H=2$ existiert. Die Werte aus Messung und Simulation sind nahezu gleich.

In [98] wird ebenfalls für das Magnetronsputtern die Verteilung der Schichtdicke und -härte von TiN-Schichten auf HSS-Substraten mit unterschiedlichen 3D-Profilen experimentell untersucht. Die dabei vorgenommenen Einteilung der Substratprofile in Kategorien erscheint sinnvoll. (planar, U-Bohrung, V-Bohrung, Schneidkante). Für die Experimente wurden die geometrischen Verhältnisse (D/H , Öffnungswinkel, Schneidenwinkel) variiert. Es ergab sich (bei einem Quellen-Substrat-Abstand von 8 cm),

daß die Schichtdicke auf dem Bohrungsgrund mit tiefer werdender Bohrung linear abnimmt. Die Schichtdicke auf den Schneiden nimmt linear mit größer werdendem Abstand von der Kante ab. Im Umkehrschluss kann man diesen Zusammenhang mit der vom Arc-Prozeß bekannten Schneidkantenverrundung vergleichen.

Ein Weg zur besseren Beschichtung von Bohrungen ist in der Verwendung von kollimierten Teilchenströmen zu sehen. In einer 3D-Simulation der Beschichtung im Sputter-Prozeß (ohne Biasspannung !) wurde ein Vergleich zwischen konventionellem (isotrope Geschwindigkeitsverteilung der gesputterten Atome) und „collimated“ (Kollimator mit quadratischem Gitter) Sputtering durchgeführt. Die Tiefe der Bohrungen betrug 1,6 µm und der Durchmesser wurde zwischen 0,4 - 1,3 µm variiert. Im konventionellen Verfahren wurde ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen Durchmesser und Bodenbedeckung berechnet. Durch den Kollimator wurde deutlich höhere Werte der Bodenbedeckung (um Faktor 3) mit einer leichten Sättigung bei Durchmessern >0,8 µm festgestellt [101].

Für Ströme von ionisierten Teilchen ist hierbei die Abhängigkeit von der Biasspannung und den damit verbundenen Feldstärkeverhältnissen am Substrat unbedingt zu beachten.

3 Motivation

Auf Grund der Möglichkeit, hochqualitative Schichten und Schichtsystem mit vertretbaren Kosten herzustellen, besitzt die Vakuumbogenbeschichtung einen hohen Stellenwert bei der Beschichtung von Bauteilen (Substraten) mit funktionellen oder dekorativen Dünnschichten. Neben bekannten Vorteilen des Verfahrens, wie hohen Beschichtungsraten, hohem Plasmaionisierungsgrad, gleichmäßiger Stöchiometrie und problemloser Prozessführung, existieren auch Nachteile, die zum Teil aus der richtungsgebundenen Beschichtungscharakteristik, der Verwendung einer Substratvorspannung oder magnetisch geführten Lichtbogenfußpunkten resultieren. Hier sind u.a. zu nennen:

- inhomogene Schichtdickenverteilung
- Abschattungswirkung von Kanten
- Kantenverrundung bei Schneidwerkzeugen
- Substrate mit komplizierten Geometrien sind nur schwer oder nicht zu beschichten
- geringe Beschichtungsraten beim Steered-Arc
- Substrattemperatur zu hoch für Kunststoffe und Folien

Die hier aufgezeigten Probleme korrelieren mit einer durch zahlreiche Faktoren beeinflussten Bildung, Bewegung und Anlagerung der schichtbildenden Metallionen. Eine gezielte Einflussnahme auf diesen Prozessparameter stellt einen entscheidenden Ansatzpunkt zur Reduzierung o.g. Probleme dar.

Über Sondenmessungen sollen die Erkenntnisse zum Zusammenhang zwischen den Parametern der Stromimpulse (Schwerpunkte: Impulsform, Stromänderungsgeschwindigkeit, Tastverhältnis, Absolutwerte, Stufung) und dem Verhalten des Ionensättigungsstromes bestimmt werden. Es wird angestrebt, Wege zur Erhöhung des Ionenstromanteils am Gesamtbogenstrom zu finden. Hierbei werden insbesondere die Stromänderungsphasen als interessant angesehen. Neben diesen grundlegenden Untersuchungen sollen Prozessvari-

anten analysiert werden, die zur Lösung o.g. Probleme beitragen könnten. Als erste Zielgröße ist dabei immer der Ionensättigungsstrom zu betrachten.

Die für diese Untersuchungen erforderlichen Strom- und Spannungsversorgungen sind möglichst aus industriellen Standardkomponenten aufzubauen. Hierdurch ist die leichte Übertragbarkeit der Erkenntnisse in die praktische Nutzung möglich.

4 Experimentelle Basis

4.1 Anlagentechnik

Für die Untersuchungen standen zwei Vakuumbeschichtungsanlagen zur Verfügung, die sich maßgeblich in der Form und Größe des Rezipienten unterscheiden.

Die Laboranlage DREVA^{ARC} 400 (VTD Vakuumtechnik Dresden GmbH) besitzt einen innengekühlten zylindrischen Rezipienten mit einem Durchmesser von 365 mm und einer Höhe von 335 mm (Abb. 4.1). Die Evakuierung erfolgt über einen Vorpumpenstand (Dreh-schieber- und Roots-pumpe) und eine direkt aufgeflanschte Turbomolekularpumpe. Der erreichbare Enddruck beträgt 10^{-3} Pa.



Abb. 4.1 -

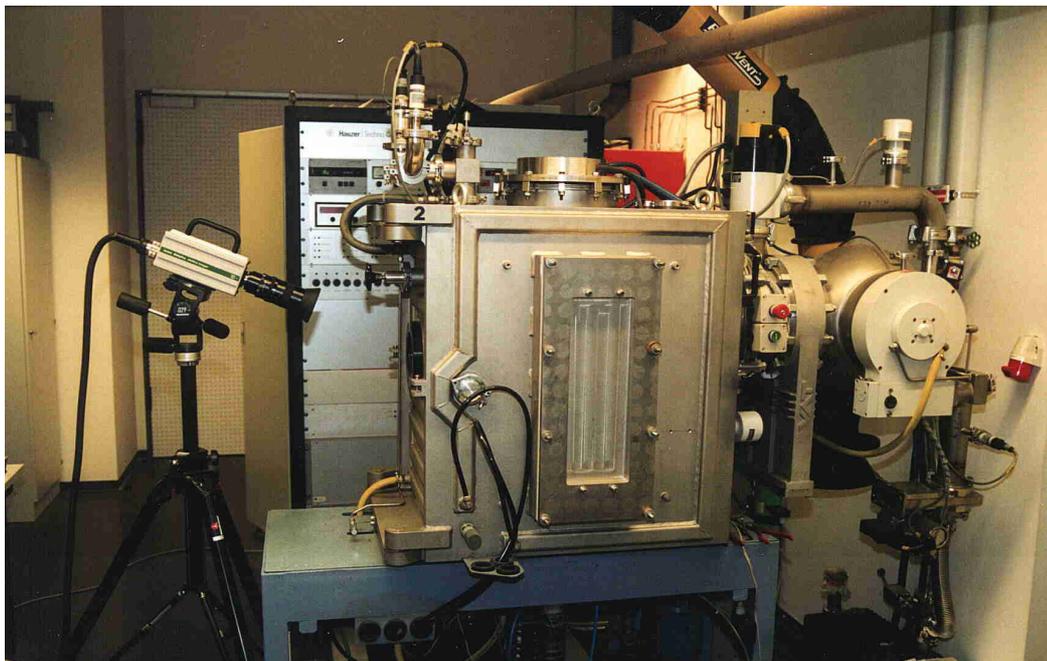
Laboranlage Dreva^{Arc} 400

In der Rezipientengrundplatte ist ein Rundverdampfer vom Sablev-Typ mit mechanischem Trigger angeordnet. Das Target (hier: Titan, Reinheit 99,8%) besitzt einen Durchmesser von 65 mm und wird direkt wassergekühlt. Das Reaktivgas (in dieser Arbeit ausschließlich Stickstoff 5.0) kann über ein vierkanaliges Gasflußregelsystem zugeführt werden. Zur Messung der Substrattemperatur ist die Anlage mit einem potentialgetrennten Meßsystem

für zwei Thermoelemente vom K-Typ erweitert worden. Die Durchführungen zur Messsignalauskopplung befinden sich sämtlich im Rezipientenboden.

Die industrielle Beschichtungsanlage HTC 625 Multi-Lab ABS (HAUZER Techno Coating, Venlo, Niederlande – siehe Abb. 4.2) ermöglicht prinzipiell die Prozesse Vakuumlichtbogenverdampfung, Magnetronspütern und ABSTM (Arc Bond Sputter). Der rechteckige Edelstahlrezipient (625x450x700mm) ist außengekühlt. Der Pumpstand besteht aus einer Drehschieberpumpe und einer zweiflutigen Turbomolekularpumpe. Im momentanen Ausbauzustand verfügt die Anlage über einen Rechteckverdampfer (400x125 mm) und je einen 63 mm und 100 mm Rundverdampfer.

Die Ausrüstung der SPS-gesteuerten Anlage umfaßt weiterhin eine Werkzeugaufnahme mit 3-fach-Rotation, einen Strahlungsheizer, eine Zweikanal-Temperaturmessung über Thermoelemente, ein 4-Kanal-Gasflußregelsystem und eine 1000 V/10 A- DC-BIAS.



*Abb. 4.2 - Laboranlage HTC 625 mit Hochgeschwindigkeitsvideokamera
Kodak EktaPro 4540mx*

4.2 Stromquellen

Die grundlegenden Untersuchungen zum DC-Arc und zur Beeinflußbarkeit des Ionenstromes über die Parameter der elektrischen Bogenstromversorgung erforderten einen großen Stellbereich und erfolgten mit vier Pulsstromquellen, die am Lehrstuhl Leistungselektronische Geräte und Anlagen/Elektrowärme der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg entwickelt bzw. durch Modifikation industrieller Komponenten an den Prozeß angepaßt wurden. Die Kurzbeschreibung der Stromquellen kann dem Abschnitt 2.3.1 entnommen werden. Prinzipschaltungen und typische Ausgangsstromverläufe sind in den Abbildungen 2.3 bis 2.5 ersichtlich. Für umfassende Beschreibungen sei auf die angegebene Literatur verwiesen.

4.3 Meß- und Analysetechnik

4.3.1 Elektrische Größen und Plasmaparameter

Zur Messung und Verarbeitung der elektrischen Größen wurden folgende am Institut für Elektrische Energiesysteme vorhandenen Meß- und Arbeitsmittel eingesetzt:

- **Potentialfreies Strommeßsystem** AM 503S (Fa. Tektronix), 15 MHz max. Bandbreite, DC/AC, ± 500 A
- **Impulsstrom-Meßwiderstand** ISM 350 (Fa. Zirrgiebel), 200 MHz Bandbreite, 0,5 m Ω , 350 A, Impulsbelastbarkeit 100 kA
- **Transientenrecorder** w+w700 (Fa. Kontron), Pentium II-Prozessor, 64 MB RAM, 4 GB HDD; 2 Diff.-Kanäle mit 50 MHz Bandbreite, 10 Bit Auflösung; 2 Diff.-Kanäle mit 20 MHz Bandbreite, 8 Bit Auflösung, jeweils 256 k Speichertiefe
- **Transientenrecorder** NICOLET 2580-P Waveform Analyzer Pentium-Prozessor, 16 MB RAM, 2,6 GB + 400 MB HDD, 10 MS/s max. Abtastrate auf 2 Kanälen, 12 bit Auflösung, 4096k Speichertiefe 1 MS/s max. Abtastrate auf 4 Kanälen, 12 bit Auflösung, 1024k Speichertiefe

- **Digitaler Signalanalysator** DSA 602A (Fa. Tektronix), 2 GS/s max. Abtastrate, 4 Kanäle, 300 MHz Bandbreite, 32 k Speichertiefe, 12 bit Auflösung, Signalarithmetik, FFT
- **Software zur Meßdatenverarbeitung**
FAMOS 3.1 (imc)
Origin 6.0 (MicroCal)
- **Software zur Simulation** elektrischer Schaltungen
SIMPLORER 4.1 für PC (SIMEC Chemnitz)
SABER 5.0 (Analogy)
- **Software für mathematische Berechnungen**
MathCAD 8.0 (MATHSOFT)

Der Ionenstrom konnte gleichzeitig an bis zu drei Punkten im Beschichtungsraum mittels je einer elektrostatischen Sonde gemessen werden. Diese Sonden haben eine effektive Meßfläche von 1 cm^2 und erlauben eine ausreichende Charakterisierung des Plasmas in Substratnähe (Ionengeschwindigkeit nach der Time-Of-Flight-Methode; Ionenstromdichte). Als weiterer Vorteil gegenüber der Messung auf großflächigen Substraten wird angesehen, daß man bei ausreichend kleiner Sondenfläche einen kleinen (Meß-) Sondenstrom gegenüber dem Entladungsstrom erreicht, und damit die Leistungsbilanz des Plasmas nur unwesentlich stört. Durch Anlegen einer ausreichend negativen Sondenspannung (Sondenkennlinie: Abb. 4.3) kann gewährleistet werden, daß ausschließlich der Ionensättigungsstrom gemessen wird. Für die verwendete Anordnung kann ein Wert von -50 V mit ausreichender Sicherheit gewählt werden.

Die Messung des Gesamtionenstromes wurde durch die Nutzung einer Halbkugelsektor-Sonde möglich. Das derart erhaltene Messergebnis wurde linear auf eine das Target umschließende Halbkugel aufsummiert und kann mit einem vertretbaren Fehler genutzt werden.

Die optische Plasmaemission wurde mit einem Spektrometer AVS-USB2000 (Avantes) gemessen. Der optische Sensor befand sich in einer Höhe von 170 mm über der Katode und 85 mm aus der Katodensenkrechten versetzt.

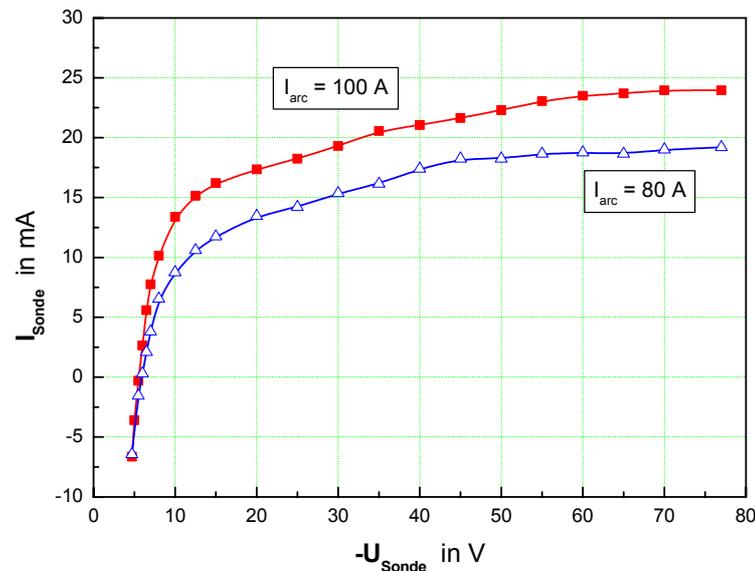


Abb. 4.3 - Sondenkennlinien (Ionenstrombereich) im Gleichstromprozess ($p_{N_2} = 1 \text{ Pa}$)

4.3.2 Spotverhalten

Im Rahmen der Untersuchungen haben sich 2 erfolgversprechende Varianten der Aufnahme der Spotbewegung herausgestellt. Die makroskopische Bewegung und Verteilung auf der Targetoberfläche wurde mit einer handelsüblichen Spiegelreflex-Fotokamera aufgenommen. Über die bekannten Parameter Belichtungszeit, Pulsdauer und Katodengeometrie lassen sich aus den Aufnahmen die mittleren Fußpunktgeschwindigkeiten ermitteln.

Mit dem oben beschriebenen Verfahren können jedoch keine Aussagen über die Bewegung und das Teilungsverhalten einzelner Spots getroffen werden. Hierzu ist der Einsatz einer High-Speed-Framing-Camera (HSFC) erforderlich. Die verwendete Kodak EktaPro HS Motion Analyzer 4540mx kann bis zu 40500 Bilder je Sekunde aufnehmen, elektronisch zwischenspeichern und zur Weiterverarbeitung auf dem PC als Bilddatei (Pixelformat) oder auf einen Videorecorder ausgeben.

Die räumliche Auflösung der Kamera bei maximaler Aufnahmezeit beträgt 64×64 Pixel (reale Größe abhängig vom Objektstand und dem verwendeten Objektiv) und die kleinste Belichtungszeit $24,7 \mu\text{s}$, wodurch sowohl hinsichtlich Spotgröße ($1\text{-}10 \mu\text{m}$ [7]) und innerer Spotstruktur, als auch Spotlebensdauer ($5\text{-}40 \text{ ns}$ [102]) keine Ergebnisse zu erwarten sind.

Zur Gewährleistung einer senkrechten Sicht auf das Target wurde ein Spiegel eingesetzt.

4.3.3 Messung der Schichtdicke

Zur Bestimmung der Schichtdicke kam die Methode des Kalottenschliffs zur Anwendung. Aus Querschliffen von Proben wurde die Schichtdicke über SEM-Aufnahmen bestimmt. Das Verfahren des Kalottenschliffes ist schichtzerstörend. Mit Hilfe des Kalottenschliffgerätes „Kalopräp“ (Eifeler Werkzeuge GmbH) können Schliffe in Schichten zwischen 0,3 und 100 μm angefertigt werden. Die Ausmessung der eingeschliffenen Kalotten erfolgt mittels Mikrometerschraube am Auflichtmikroskop. Aus den ermittelten Kenngrößen (Abb. 4.4) kann über verschiedene mathematische Formeln die Schichtdicke berechnet werden, wobei mit D_K bzw. R_K der Durchmesser bzw. Radius der Schleifkugel bezeichnet wird.

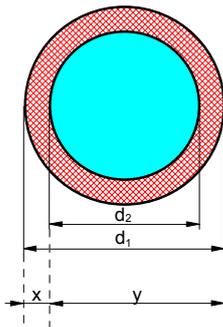


Abb. 4.4 - Kenngrößen des Kalottenschliffes

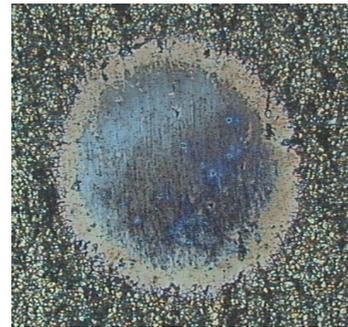


Abb. 4.5 – Mikroskopische Aufnahme eines Kalottenschliffs (1 μm Schichtdicke)

In [12] wird dazu folgende Näherungsformel angegeben

$$d = \frac{x \cdot y}{D_K} \quad (4.1).$$

4.3.4 Schichteigenschaften

Die geplanten Schichtanalysen sollen ausschließlich am Schichtmaterial TiN vorgenommen werden. Die bereits erwähnte Schichtdickenmessung bildet den Schwerpunkt der Analysen und dient der Beurteilung von Beschichtungsrate und Schichtdickenverteilung.

Die exemplarisch durchgeführten Untersuchungen der Hartstoffschichten sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt.

Tab. 4.1 - Verfahren zur Schichtanalyse

<i>Kenngröße</i>	<i>Meßverfahren</i>	<i>Substratmaterial</i>
Mikrohärte	Vickersindenter	Hartmetall
Haftfestigkeit	Scratch-Test	Verschiedene
Oberflächenrauigkeit	Profilometer	Verschiedene
Struktur / Topographie	REM	Silizium
Dropletgehalt	Lichtmikroskopisch / REM	Edelstahl
Zusammensetzung	AES/XPS	Edelstahl

5 Analyse des Metалldampfplasmas in Abhängigkeit vom Verdampferstrom

5.1 Allgemeines

In diesem Kapitel sollen die Einflüsse elektrischer Parameter auf Prozesskenngrößen des Vakuum-Lichtbogenprozesses, insbesondere auf die Ionensättigungsstromdichte, systematisch analysiert werden. Basierend auf dem als Referenz genutzten Gleichstromprozess wird der modifizierte Puls-Arc-Prozeß als Random-Prozess (d.h. ohne externes Magnetfeld) untersucht.

Bekanntermaßen ist das modifizierte Puls-Arc-Verfahren durch eine große Anzahl von Freiheitsgraden bei der Parametrierung der elektrischen Größen gekennzeichnet. Abb. 5.1 zeigt an einem ausgewählten Stromverlauf die wichtigsten dieser Kenngrößen.

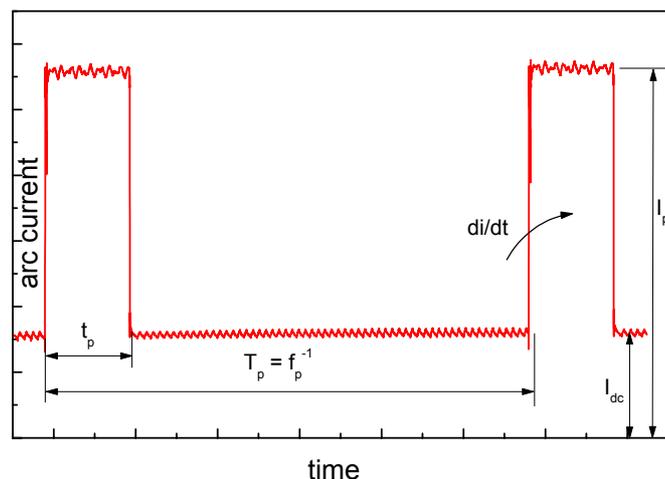


Abb. 5.1 - Kenngrößen des Lichtbogenstromes beim modifizierten Puls-Arc-Verfahren

Ziel dieses Abschnitts ist es, für den modifizierten Puls-Arc-Prozeß selbst sowie für die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Prozessmodifikationen und –kombinationen eine Parameterfindung zu erleichtern.

Die Grundsätze der Prozessbeeinflussung beim modifizierten Puls-Arc-Verfahren wurden ausführlich von M. Ellrodt [4] beschrieben.

Dabei und in anderen früheren Veröffentlichungen wurde u.a. festgestellt, dass die Lichtbogenbrennspannung bei impulsförmiger Stromänderung Werte annimmt, die nicht der statischen Lichtbogenkennlinie

$$U_{arc} = E_g + I_{arc} \cdot R_S \quad (5.1)$$

entsprechen. Hierbei ist E_g die Gegenspannung und R_S der Widerstand der Plasmasäule.

In der Stromerhöhungsphase werden deutlich erhöhte Spannungswerte gemessen. Dieses begründet sich darin, dass die Trägheit des Vakuumlichtbogens (Ladungsträgergeneration, Fußpunktteilung; Einfluss des Eigenmagnetfeldes – siehe [4]) keine Leitfähigkeitsänderungen im Zeitbereich der Stromänderung zulässt. Es kommt also dynamisch zu einem erhöhten Widerstand und somit zu einem überproportionalen Spannungsanstieg. Die Quantität dieses Spannungsanstieges wird insbesondere durch das di/dt der Anstiegsflanken des Lichtbogenstromes bestimmt. Abb. 5.2 weist das am Beispiel der Rechteck-Impulsstromquelle (siehe 2.1.3) für 2 Stromimpulse nach, die sich nur in der Stromanstiegsgeschwindigkeit zu Pulsbeginn unterscheiden.

Fällt der Lichtbogenstrom am Impulsende wieder, so kehrt sich oben beschriebene Verhalten um. Hier wird die Leitfähigkeit jedoch deutlich schneller wieder dem Strom angepasst. Die statische Lichtbogenkennlinie wird nur geringfügig unterschritten.

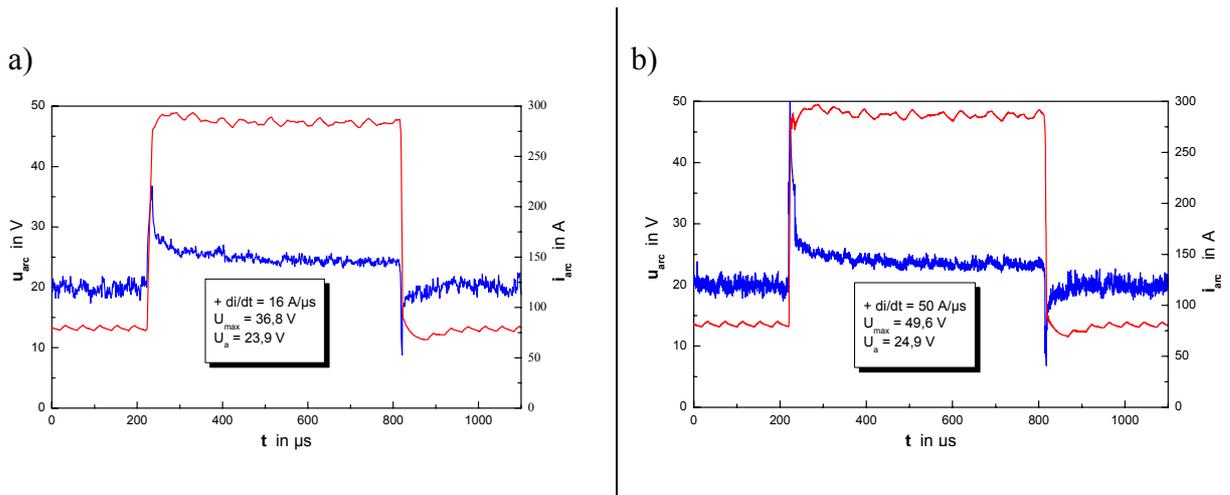


Abb. 5.2 - Verlauf von Lichtbogenstrom und -spannung bei Impulsen unterschiedlicher Steilheit (Rechteck-Impulsstromquelle; $t_p = 600\mu\text{s}$; $I_{DC} = 80\text{ A}$; $I_p = 280\text{ A}$)

In der U-I-Kennlinie des Vakuumlichtbogens macht sich dieses Verhalten durch eine Hysteresekurve deutlich. Eine Leistungsbilanz des gepulsten Lichtbogens zeigt, dass eine zusätzliche Leistung zur Verfügung steht, die nur in der Dynamik der Stromquelle begründet ist. Dieses ist in Abb. 5.3 daran erkennbar, dass die Fläche oberhalb größer als die Fläche unterhalb der statischen Kennlinie ist.

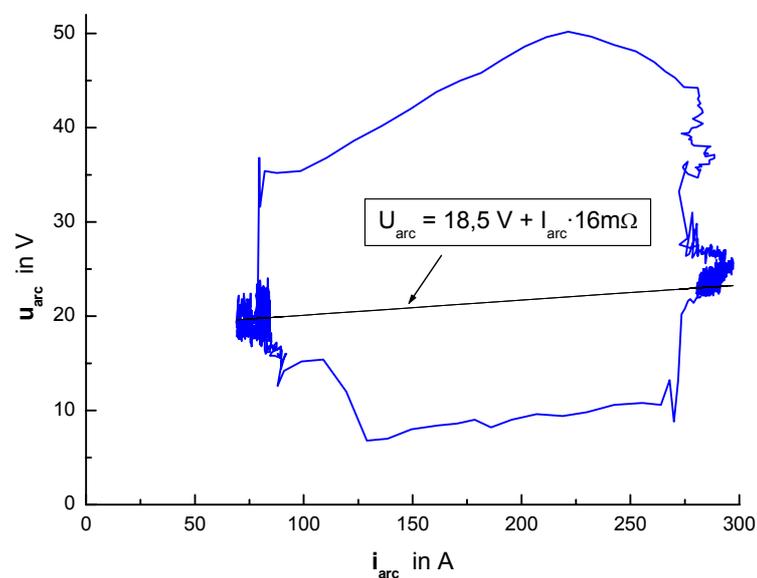


Abb. 5.3 - U-I-Kennlinie bei einem Impuls entsprechend Abb. 5.2 b) (zum Vergleich: statische Kennlinie für diese Prozessbedingungen)

Wie bereits im Abschnitt 2.4.4 angegeben, wird für verschiedene experimentelle Anordnungen dieser zusätzliche Leistungseintrag mit einer Erhöhung des Ladungszustandes in Zusammenhang gebracht. Die Spannungserhöhung selbst führt weiterhin zu einer Erhöhung der Feldstärke und damit zu einer Beeinflussung der Ionenbeschleunigung.

Diese Beeinflussung des Metallionenstromes wird als Basis von Prozessmodifikationen und –varianten angesehen. Experimentelle Untersuchungen zur gezielten Beeinflussung dieses Koppelgliedes zwischen Ladungsträgergeneration und Schichtbildung und deren Auswirkungen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Bei der Auswahl der Analysen wurden u.a. folgende prozessrelevante Aspekte berücksichtigt:

- die Form des Ionenstromes könnte Ansatzpunkt für die Steuerung einzelner Phasen der Schichtbildung sein
- der Gesamtionenstrom (Langzeitmittelung) ist für die Beschichtungsrate entscheidend
- die räumliche Verteilung des Ionenstromes bestimmt die Schichtdickengleichmäßigkeit
- eine erhöhte Ionenladung und –energie erlaubt die Reduzierung der Biasspannung
- der Ionenstrom beeinflusst maßgeblich die Substrattemperatur

Daher wird im Folgenden auf die Prozesskenngrößen Ionensättigungsstromdichte, Beschichtungsrate und Schichtdickengleichmäßigkeit, Ionengeschwindigkeit und –energie sowie Substrattemperatur eingegangen. Auf die Bewegung der katodischen Lichtbogenfußpunkte wird lediglich am Rande und mit erläuterndem Charakter Bezug genommen.

Um den Nutzen der hier durchgeführten Untersuchungen für die Beschichtungspraxis zu erhöhen, wurde die Parametervariation in Bereichen durchgeführt, die mit industriellen Stromquellen auf Inverterbasis erreichbar sind.

5.2 Ionensättigungsstromdichte

5.2.1 Zeitliches Verhalten

Das zeitaufgelöste Verhalten der Ionenstromdichte zeigt über den gesamten Pulsverlauf gegenüber dem DC-Arc erhöhte Werte. In Abb. 5.4 wird das durch den Vergleich zwischen einem aus der Messung bei Gleichstrom berechneten und einem real gemessenen Verlauf verdeutlicht. Zur Berechnung kam dabei folgende Gleichung zur Anwendung:

$$i_{ion_ber} = i_{ion_DC} \cdot \frac{i_{arc_p}}{I_{arc_DC}} \quad (5.2)$$

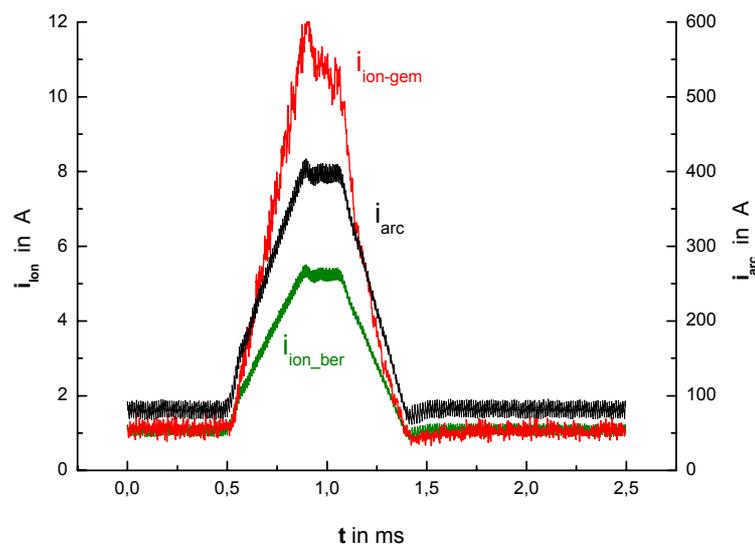


Abb. 5.4 – Vergleich zwischen dem aus dem DC-Verhalten hochgerechneten und dem gemessenen Ionenstrom an einer Substratanordnung (Inverterstromquelle; $t_p = 600\mu s$; $I_{DC} = 80 A$; $I_p = 400 A$)

Zu Pulsbeginn misst man darüber hinaus eine überproportionale Erhöhung der Ionenstromdichte (Abb. 5.5). Diese Überhöhung klingt im Laufe des Impulses ab. Dabei konnten Zeitbereiche (einige $100\mu s$) gemessen werden, die Angaben aus der Literatur entsprechen [43].

Um die Parameterabhängigkeit dieses Zeitverhaltens zu analysieren, wurden die Parameter Stromanstiegsgeschwindigkeit, maximaler Impulsstrom und Impulsdauer variiert. Die Messungen erfolgten sowohl an Sonden als auch an beschichtungsrelevanten Substratanordnungen.

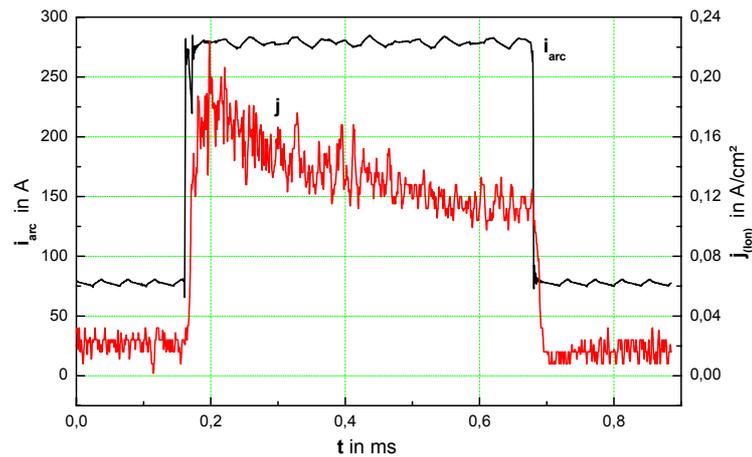


Abb. 5.5 - Zeitliches Verhalten von Ionenstromdichte an einer Sonde und Lichtbogenstrom (Rechteck-Impulsstromquelle; $t_p = 600\mu\text{s}$; $I_{DC} = 80\text{ A}$; $I_p = 280\text{ A}$)

Das Zeitverhalten, d.h. die Form des resultierenden Ionenstromimpulses, war bei Variation aller Parameter prinzipiell unbeeinflusst. Die Ausprägung der Ionenstromüberhöhung zu Pulsbeginn sowie das Abklingen derselben unterlagen jedoch einem deutlichen Parametereinfluss. Somit sind insbesondere die Größen maximale und mittlere Ionenstromdichte über einen Impuls aussagekräftig. Um eine Vergleichbarkeit der Prozesse unter Parametervariation ermöglichen zu können, wurden die gemessenen Werte auf die entsprechende Werte des Lichtbogenstromes bezogen (z.B. $i'_{\text{Ion-max}} = i_{\text{Ion-max}}/i_{\text{arc-max}}$).

Die Variation des maximalen Impulsstroms ergab im untersuchten Bereich (200-500 A) eine annähernd lineare Abhängigkeit des maximalen Ionenstromes von dieser Größe (Abb. 5.6). Neben der dominierenden Erhöhung der mittleren Ionenladung können Fokussierungseffekte, wie sie bei den Untersuchungen zur räumlichen Verteilung der Ionenstromdichte (5.2.3) ermittelt wurden, als Grund nicht ausgeschlossen werden.

Die bei Variation der Stromanstiegsgeschwindigkeit erzielten Werte liegen auf Grund der begrenzten Dynamik einer Inverterstromquelle unterhalb von Ergebnissen, wie sie z.B. mit der Hochstromimpulsquelle gemessen wurden [18]. Es kann jedoch festgestellt werden, dass eine Mindeststeilheit von ca. 500 A/ms erforderlich ist, um eine deutliche Ionenstromüberhöhung zu erzielen. Diese liegt unterhalb dieser Grenze nur geringfügig über DC-Werten (10-30 %), steigt dann jedoch fast sprunghaft auf bis zu 100 %.

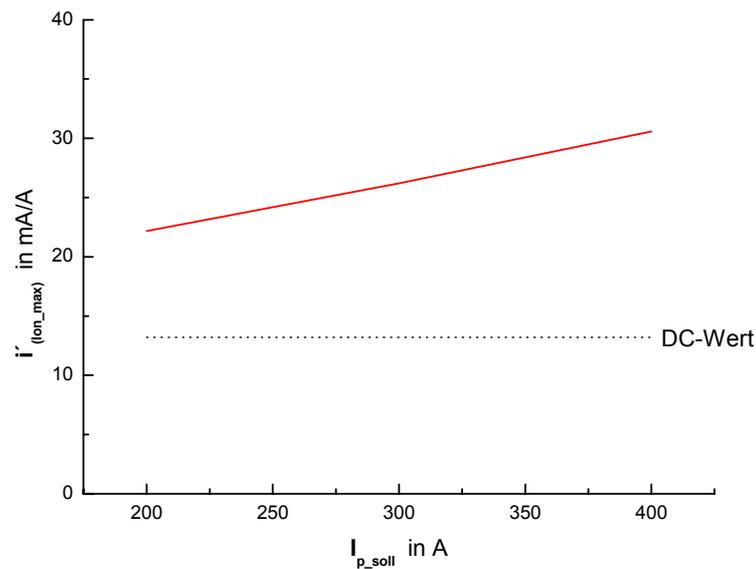


Abb. 5.6 – Bezogener maximaler Ionenstrom an einer Sonde $i'_{Ion_max} = i_{Ion-max}/i_{arc_max}$ als Funktion des maximalen Impulsstromes (Inverterstromquelle; $f_p = 250 \text{ s}^{-1}$; $I_{DC} = 80 \text{ A}$)

Interessante Ergebnisse erbrachte die Abhängigkeit der Ionenstromdichte eines Impulses bei Variation der Impulsdauer (Abb. 5.7). Es bildet sich deutlich ein Maximum aus, welches sich bei dem dargestellten Fall bei ca. 400-500 μs befindet. Um dieses Verhalten zu begründen wurde in Abb. 5.8 eine Zusammenstellung der zugrunde liegenden Ionenstromverläufe dargestellt. Die angegebenen Werte zeigen die prozentuale Erhöhung des bezogenen Ionenstromes gegenüber dem DC-Prozess.

Man erkennt für $t_p = 215 \mu\text{s}$, dass der Maximalwert auf Grund der kurzen Impulsdauer nicht erreicht wird. Bei ca. 400 μs wird das Maximum genau erreicht und der Impuls dann beendet. Verlängert man den Impuls weiter (470...630 μs), so wird das Maximum zwar erreicht, der Abfall des Ionenstromes auf dem Impulsstromplateau bewirkt jedoch, dass im Mittel des Impulses eine kleinere Ionenstromdichte messbar ist

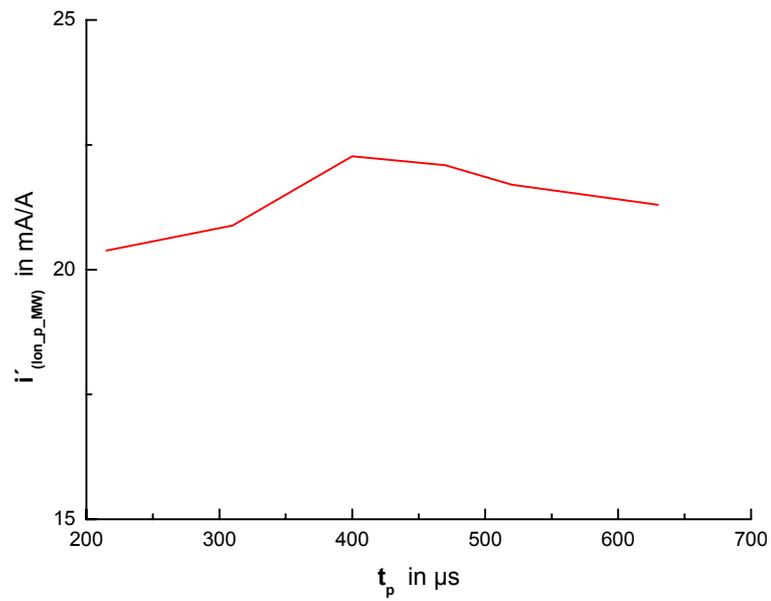


Abb. 5.7 - Mittlerer bezogener Ionenstrom an einer Substratanordnung während eines Impulses als Funktion der Impulsdauer (Inverterstromquelle; $f_p = 300 s^{-1}$; $I_{DC} = 100 A$; $I_p = 300 A$)

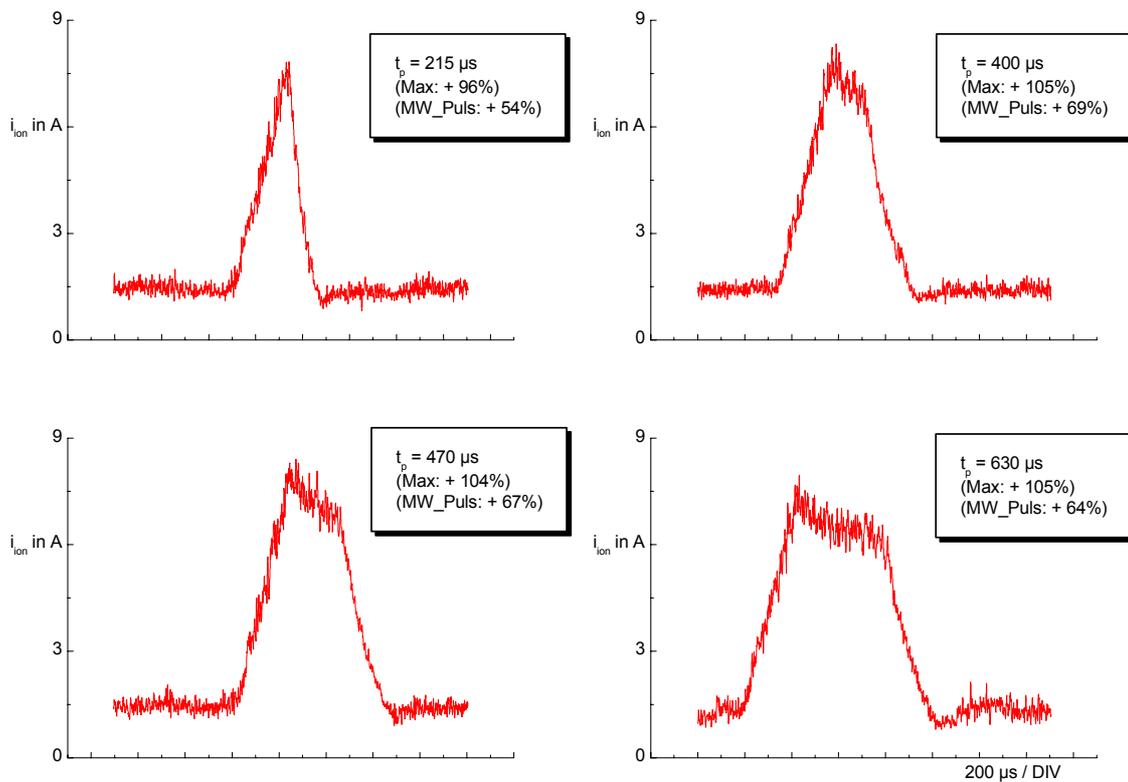


Abb. 5.8 – Ionenstrom als Funktion der Impulsdauer (Inverterstromquelle; $f_p = 300 s^{-1}$; $I_{DC} = 100 A$; $I_p = 300 A$)

Bei der praktischen Parameterwahl ist die Pulsdauer oft direkt mit der Pulsfrequenz verknüpft. Das begründet sich darin, dass man bei vorgegebenem Grund- und Impulsstrom die Strombelastbarkeit der Katode nicht überschreiten darf. Dazu wird der Effektivwert des Stromes über das Tastverhältnis begrenzt, womit die Kopplung zwischen Impulsdauer und Impulsfrequenz gegeben ist.

Die weiteren Abschnitte werden zeigen, dass das hier ermittelte Zeitverhalten von entscheidender Bedeutung für „Langzeitgrößen“ wie z.B. des Gesamtionenstromes oder der Beschichtungsrate ist.

5.2.2 Gesamtionenstrom

Der Gesamtionenstromanteil wird definiert als prozentuales Verhältnis von Ionenstrom und Lichtbogenstrom. Über seine Größe kann auf die Erhöhung des Ionenanteils bzw. der mittleren Ionenladung geschlossen werden.

Durch eine Erhöhung des Gesamtionenstromes wird die erzielbare Beschichtungsrate gesteigert oder die Möglichkeit geschaffen, mit einer verringerten Biasspannung (bei gleicher Schichtausbeute) zu arbeiten. Nur durch die deutliche Erhöhung des Gesamtionenstromes gegenüber dem Gleichstromprozess (8-10 %) können weitere Beeinflussungen des Ionenstromimpulses (z.B. dessen Form usw.) eine messbare Auswirkung erzielen.

Die verwendete Messanordnung (Halbkugelsektorsonde) schließt das Erfassen von verfälschenden Fokussierungseffekten (siehe 5.2.3) nahezu aus.

Der Grund für die Gesamtionenstromerhöhung im modifizierten Puls-Arc-Prozeß ist die starke Ionenstromerhöhung in der Impulsphase. Hier sei z.B. auf die Messungen zum Zeitverhalten (5.2.1) verwiesen. Erste Untersuchungen mit extremen Parametern ($I_p=1100$ A; $di/dt=70$ A/ μ s) unter Verwendung der Hochstrom-Impulsquelle (Abb. 2.4) ergaben Werte des Gesamtionenstromanteils von 39-55% im Maximum und 27-31% im Puls-Mittel [18]. Die Werte weisen aufgrund der nicht definierten Spotposition gegenüber der Kugelsegmentsonde eine große Schwankungsbreite auf. Dennoch lassen sie die Schlussfolgerung zu, dass im Mittel der Ionenstromanteil am Gesamtstrom erheblich über den DC-Werten liegt und von den Pulsparametern abhängig ist. Daher erfolgten weitere Untersuchungen unter systematischer Variation von für die Beschichtungspraxis relevanten Parametern, also unter Verwendung einer Inverterstromquelle.

Bei einem Grundstrom von 100 A wurden Pulsströme bis 500 A, Pulsfrequenzen zwischen 10 und 3000 Hz, Stromanstiegsgeschwindigkeiten bis 1500 A/ms sowie unterschiedliche Tastverhältnisse untersucht. Neben den elektrischen Ausgangsparametern der Stromquelle limitiert die maximale Stromtragfähigkeit der eingesetzten Katode das vieldimensionale Parameterfeld. Bei der verwendeten Anlagentechnik und den vorliegenden Kühlbedingungen beträgt der maximal zulässige Effektivwert des Lichtbogenstromes $I_{\text{eff}} = 150 \text{ A}$.

Die Ergebnisse zeigen in ihrer Gesamtheit ein Ansteigen des Gesamtionenstromes gegenüber dem Gleichstromlichtbogenprozess. Bei Absolutwerten von bis zu 16% (arithmetischer Mittelwert des Gesamtionenstromes) kann man in etwa von einer Verdopplung des Ionenstromanteiles sprechen.

Die Parameterabhängigkeit ist dabei sehr unterschiedlich ausgeprägt. Von entscheidender Bedeutung ist das Erreichen einer Mindest-Stromanstiegsgeschwindigkeit von ca. 500 A/ms. Erst hier werden Ionenstromanteile von deutlich über 12% gemessen. Ausgangspunkt dessen ist die maximale Ionenstromerhöhung am Pulsanfang, die von Werten um ca. 20% ($di/dt < 500 \text{ A/ms}$) sprunghaft auf bis zu 40% ($di/dt \text{ ca. } 1500 \text{ A/ms}$) ansteigt. Hierin spiegelt sich auch der kausale Zusammenhang zur Leistungseinprägung bei dynamischen Impulsen wieder (siehe 5.1).

Die im Weiteren betrachteten Parameter sind nur bei einer ausreichenden Stromdynamik mit einer bemerkenswerten Erhöhung des Gesamtionenstromes verknüpft.

Eine Erhöhung des maximalen Impulsstromes führt so zu einer Vergrößerung des Ionenstromanteils. Die Verhältnisse bei einem Tastverhältnis von 0,08 und einer Impulsfrequenz von 1000 Hz werden aus Abb. 5.9 ersichtlich. Als Ursache hierfür sind insbesondere der hohe eingeprägte Strom und die damit verbundene Leistungseinprägung in das Plasma zu sehen. Es kommt zu verstärkten Ionisationsprozessen.

Eine Sättigung dieses Verhaltens war im untersuchten Strombereich nicht messbar.

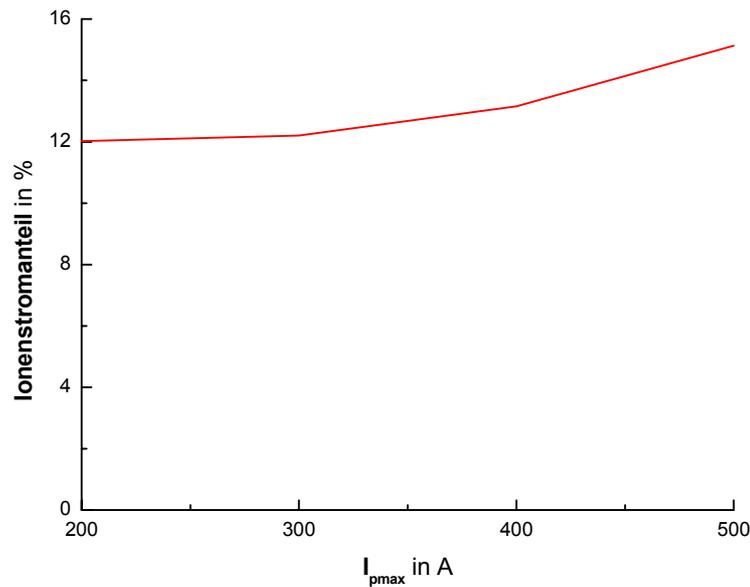


Abb. 5.9 – Ionenstromanteil als Funktion des maximalen Impulsstromes (Inverterstromquelle; $v_T = 0,08$; $f_p = 1000$ Hz)

Die Variation der Impulsfrequenz zeigte ebenfalls einen mit der Frequenz ansteigenden Ionenstromanteil. Diesen ausschließlich in Zusammenhang zur Pulsdauer zu bringen (siehe 5.2.1) liegt nahe. Sollte das der Fall sein, so müsste sich das Verhältnis zwischen mittlerem Ionenstrom und mittlerem Lichtbogenstrom über die Gesamtperiode ebenso verhalten, wie das Verhältnis beider Größen ausschließlich in der Pulsphase.

In Abb. 5.10 wurden die entsprechenden Verläufe über der Frequenz aufgetragen. Betrachtet man ausschließlich die Impulsphase, so spiegelt sich der bekannte Einfluss der Impulsdauer wieder. Der Gesamtionenstrom hingegen steigt linear mit der Impulsfrequenz. Offensichtlich überlagert sich hier ein Effekt, der durch eine bleibende (d.h. in den Pulspausen nicht abklingende) Plasmaanregung hervorgerufen wird. Eine weitere Frequenzerhöhung ergab keine Steigerung des Gesamtionenstromanteils, was hauptsächlich dadurch begründet ist, dass die Pulsdauer zu kurz war, um den Sollwert des Impulsstromes zu erreichen.

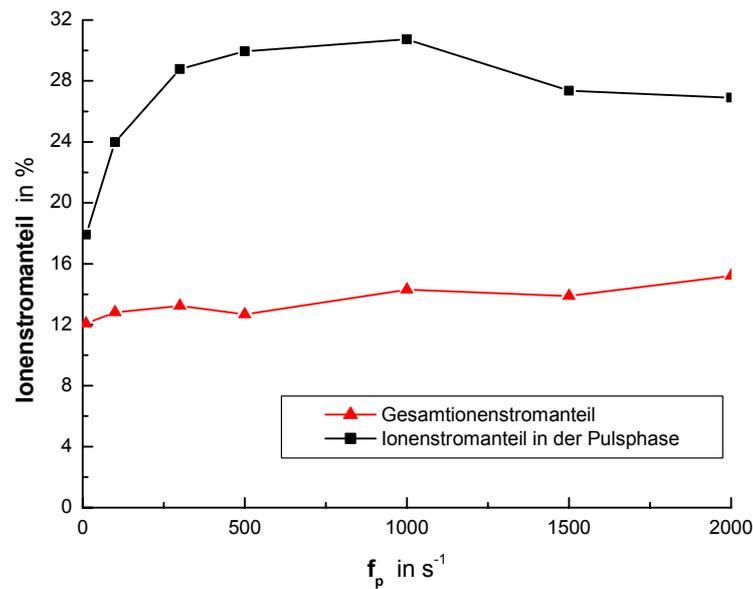


Abb. 5.10 - Ionenstromanteil als Funktion der Impulsfrequenz
(Inverterstromquelle; $v_T = 0,17$; $I_p = 300 A$)

Zusammenfassend stellt man fest, dass die deutliche Erhöhung des Gesamtionenstromanteils eine weitere Untersuchung der Ionenstromanpassung mit dem Ziel einer gezielten Steuerung dieser Größe rechtfertigt. Unter Beachtung einer ausreichend hohen Stromanstiegsgeschwindigkeit können die weiteren Parameter den dabei ermittelten Erfordernissen angepasst werden.

5.2.3 Räumliche Verteilung der Ionenstromdichte

Die Erkenntnisse zur räumlichen Verteilung der Ionensättigungsstromdichte können nachfolgend für die Abschätzung der zu erwartenden Schichtdicken und deren Verteilung genutzt werden. Dadurch sind bereits ohne Beschichtungsversuche eine Parametereinstellung und die Festlegung kritischer Grenzen möglich

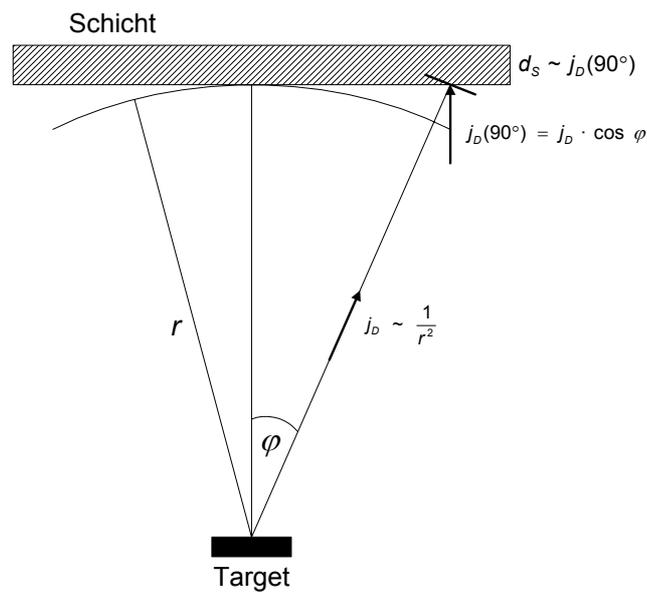


Abb. 5.11 - Geometrische Verhältnisse bei der Schichtbildung

Die theoretische Abschätzung der Ionenstromdichteverteilung erfolgt ausgehend von Gleichung 2.2 und unter Nutzung von Abb. 5.11. Die Ionenstromdichte an einer Stelle $x(r, \varphi)$ kann wie folgt beschrieben werden:

$$j(\varphi, r) = C \cdot \frac{I}{r^2} \cdot \cos \varphi \quad (5.3),$$

wobei I der Entladungsstrom, r der Abstand vom Spot und C eine vom Ladungszustand der Ionen abhängige Konstante ist [64, 103].

Für reale Kleinflächenverdampfer kann die Richtungscharakteristik der Dampfstromdichte bei Einführung eines die Stoß- und Streuprozesse repräsentierenden Faktors n durch

$$j(\varphi) = j(0) \cdot \cos^n \varphi \quad (5.4)$$

beschrieben werden. Dabei wird näherungsweise von $n > 1$ in einem Winkelbereich von $0^\circ < \varphi < 30^\circ$ ausgegangen [104].

Über 3 Sonden (quadratisch, 1cm^2) in den Winkeln 0° ; $22,5^\circ$ und 45° zur Katodensenkrechten wurde die Ionensättigungsstromdichte erfasst. Frühere Messungen in größeren Winkeln ergaben keine signifikanten Änderungen gegenüber dem DC-Arc [18]. Auf eine Auswertung dieser Winkelbereich wurde daher im Weiteren verzichtet.

Der Abstand der Sonden zum Katodenzentrum war 150 mm, die Vorspannung betrug -100 V

Alle Messwerte wurden auf den mittleren Lichtbogenstrom

$$I_a = \frac{I}{T} \int_0^T i_{arc} dt \quad (5.5)$$

bezogen. Diese Vorgehensweise ist auch insofern von praktischer Relevanz, da der Massenabtrag am Target ebenfalls mit dem mittleren Lichtbogenstrom verknüpft ist (siehe u.a. 105].

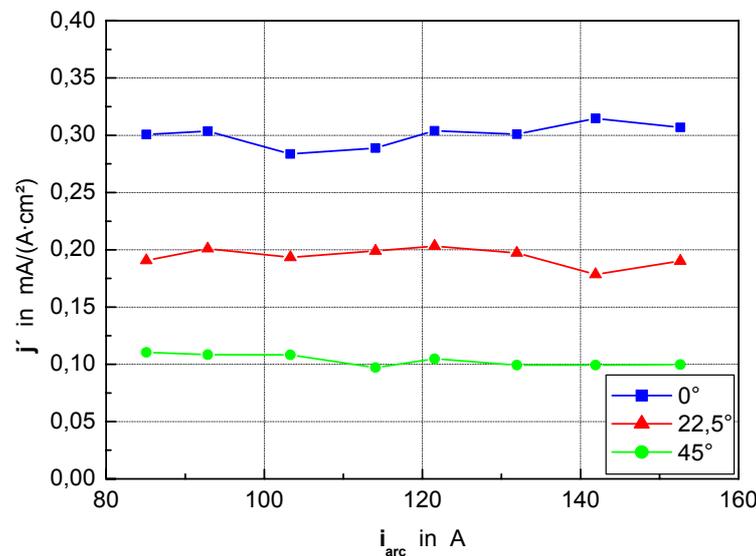


Abb. 5.12 - Ionenstromdichte bezogen auf den Lichtbogenstrom $j' = j/I_{DC}$ als Funktion des Gleichstromes

Abb. 5.12 für den DC-Arc zeigt erwartungsgemäß im untersuchten Strombereich keine Veränderung der Verteilung. Bezogen auf Gleichung 5.4 kann ein Faktor $n=3$ angegeben werden. Dieser Messwert deckt sich mit den Angaben aus der Literatur.

Durch die Verwendung des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens erhöht sich generell die auf den Lichtbogenstrom bezogene Ionenstromdichte gegenüber dem DC-Prozess.

Die Variation der Stromanstiegsgeschwindigkeit im untersuchten Bereich bis $1000 \text{ A}/\mu\text{s}$ ergab keinen eindeutigen Einfluss auf die räumliche Verteilung der Ionenstromdichte. Der Faktor n ist von diesem Parameter unabhängig und kann mit $n = 4$ angegeben werden.

Betrachtet man die räumliche Verteilung der Ionenstromdichte als Funktion der Pulsfrequenz (Abb. 5.13), so wird nur eine geringfügige Abhängigkeit festgestellt.

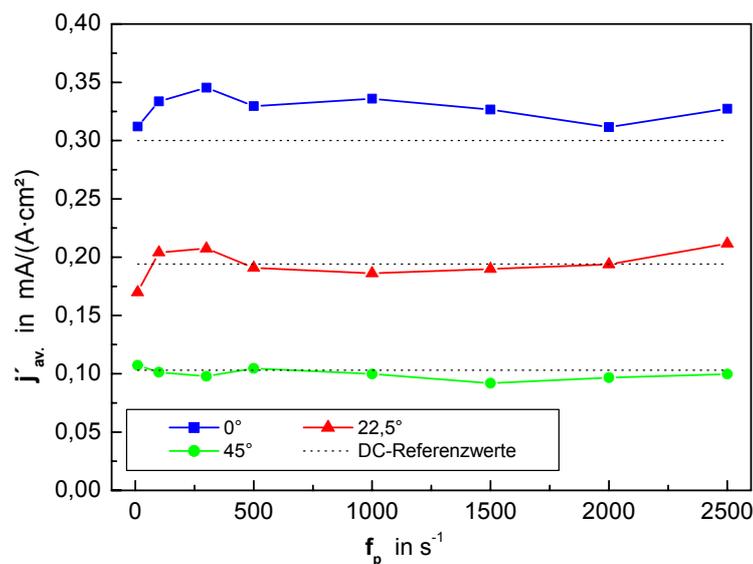


Abb. 5.13 - Ionenstromdichte bezogen auf den mittleren Lichtbogenstrom $j' = j/I_a$ als Funktion der Pulsfrequenz f_p ($I_{dc} = 100 \text{ A}$; $I_p = 300 \text{ A}$; $v_T = 0,1$)

Bei sehr geringer Pulsfrequenz ist eine geringe Ionenstromdichte in den zentralen Winkelbereichen messbar (Abb. 5.13). Diese steigt mit der Pulsfrequenz an und bleibt ab ca. 500 s^{-1} nahezu konstant. Auch hier muss wieder auf den Einfluss der Pulsdauer bei konstantem Tastverhältnis verwiesen werden.

Bei den hier gewählten Stromwerten kann über den gesamten Frequenzbereich eine Kosinusverteilung mit $n=4$ angenähert werden.

Starken Einfluss auf die Verteilungsfunktion des Ionenstromes besitzt der maximale Impulsstrom. In der Impulsphase wurden dabei transient bis zu $1,2 \text{ mA}/\text{A}\cdot\text{cm}^2$ gemessen.

In Abb. 5.14 ist die Ionenstromdichte in Abhängigkeit vom maximalen Impulsstrom aufgetragen. Die Verteilungsfunktion ändert sich von $\cos^3\varphi$ ($I_p = 150 \text{ A}$) auf $\cos^7\varphi$ ($I_p = 500 \text{ A}$).

Die gemessenen Ionenstromdichten bei Änderung des maximalen Impulsstromes lassen erkennen, dass es bei Erhöhung des Impulsstromes offensichtlich zu einer Plasmafokussierung kommt. Dies stimmt mit den Erfahrungen bei hohen Gleichströmen überein. Gründe für dieses Verhalten sind die Wirkung der Lorentz-Kraft sowie die deutliche Erhöhung der kinetischen Energie der Ionen und damit ihrer Geschwindigkeit in Austrittsrichtung. Der Einfluss damit verbundener verstärkter Ionisationsprozesse kann ebenfalls nicht ausgeschlossen werden.

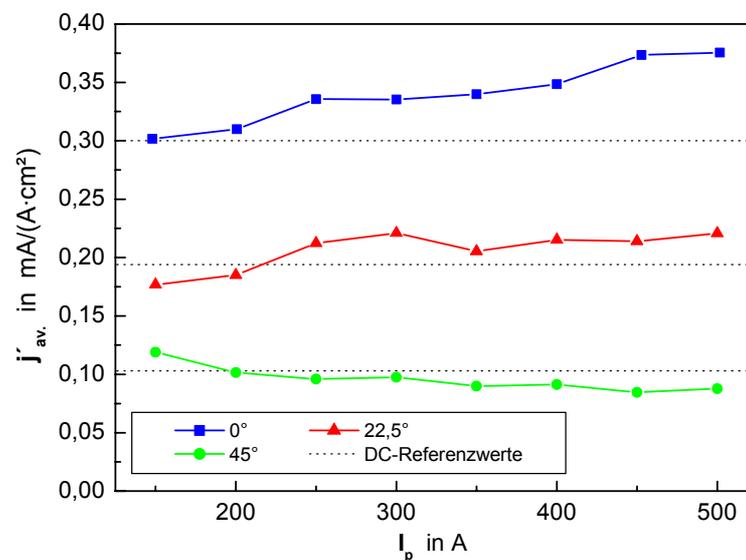


Abb. 5.14 - Ionenstromdichte bezogen auf den mittleren Lichtbogenstrom $j' = j/I_a$ als Funktion des max. Pulsstromes I_p ($I_{dc} = 100$ A; $f_p = 300$ s⁻¹; $v_T = 0,1$)

Die mit steigendem Impulsstrom verstärkte Fußpunktteilung und -bewegung in die äußeren Katodenbereiche müsste höhere Ionenstromdichten in großen Winkeln zur Katodensenkrechten bewirken (siehe 5.2.4). Dies wird durch den starken Plasmafokussierungseffekt nicht deutlich.

5.2.4 Einfluss der Fußpunktbewegung auf die Verteilung der Ionensättigungsstromdichte

Neben der beschriebenen Abhängigkeit der räumlichen Verteilung der Ionenstromdichte von den elektrischen Pulsparametern wurden Einflüsse der Fußpunktbewegung auf diese Größe erwartet. Zu diesem Zweck erfolgten synchronisierte Aufzeichnungen von Ionen-

stromdichte (mittels Transientenrecorder) und Fußpunktbewegung (mittels High-Speed-Kamera). Die Aufzeichnungsrate der Kamera betrug 13500 frames/s. Zur Veranschaulichung der Fußpunktbewegung wurden die Lichtbogenfußpunkte in den Einzelframes (Abb. 5.16, Abb. 5.17) nachträglich optisch verstärkt.

Die Sonde zur Messung des Ionenstromes (1 cm^2) befand sich in 45° zur Katodensenkrechten. Da senkrecht über der Katode keine signifikanten Veränderungen festgestellt wurden, wird das Messergebnis derart eingeschränkt. Die Richtung der Sonde bezogen auf die Videoaufzeichnung kann Abb. 5.15 entnommen werden.

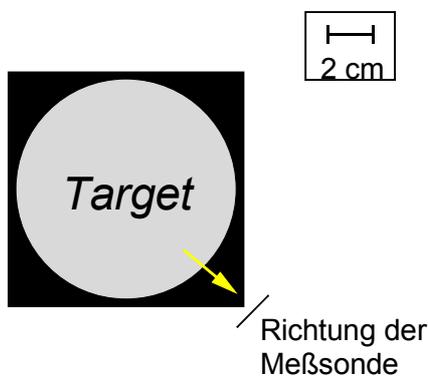


Abb. 5.15 - Position der Messsonde in der Target-Draufsicht (schematisch)

In der Pulsstromphase konnte eine Abhängigkeit des Ionenstromes von der Bewegung der Lichtbogenfußpunkte festgestellt werden, während sich diese Größe in der DC-Phase unbeeinflusst zeigte. Aus dem zeitlichen Verlauf des Ionenstromes können Rückschlüsse auf Ort, Bewegungsrichtung und Teilung der Lichtbogenfußpunkte gezogen werden.

Eine Entladung mit annähernd ringförmiger Expansion der Spotanordnung zeigt Abb. 5.16. Ausgehend von einem zentralen Startpunkt bewegen sich die Subspots (und damit die Quellen verstärkter Ladungsträgeremission) gleichmäßig über das Target. Eine lokale Konzentration liegt nicht vor. Der Ionenstrom ist in der gesamten Pulsphase annähernd konstant.

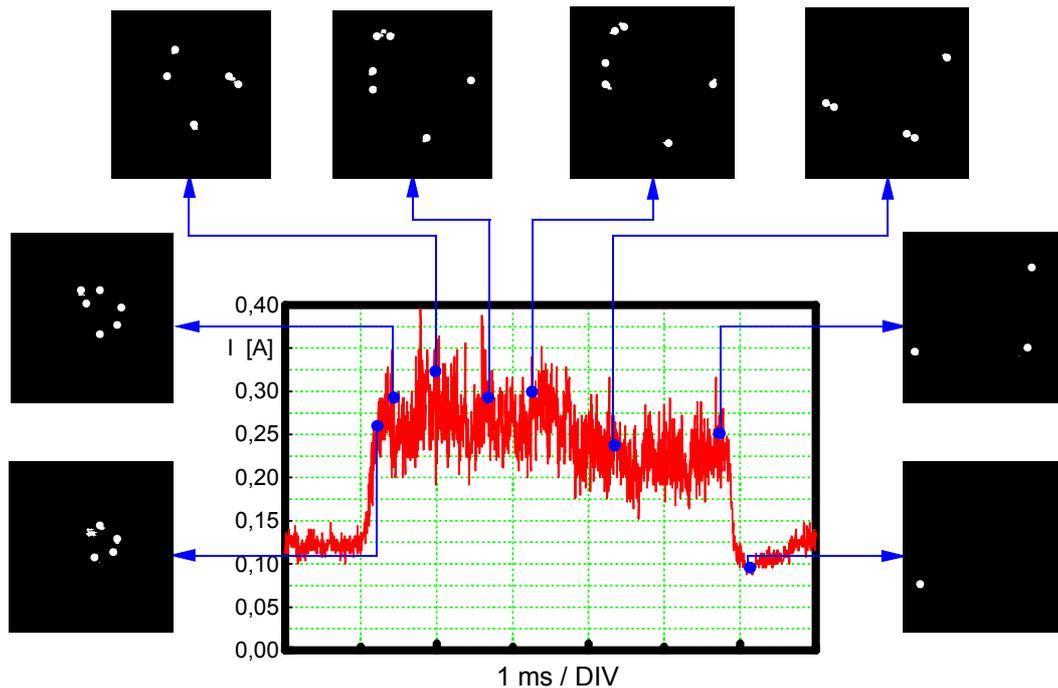


Abb. 5.16 - Zeitlicher Verlauf des Ionenstromes bei ringförmiger Expansion der Spotanordnung

Liegt der Startpunkt eines Stromimpulses hingegen dezentral, so kommt es zu einer ungleichförmigen Ausbildung der Subspotstruktur (z.B. Abb. 5.17: Entladung mit sondenfernem Startpunkt). Die Subspots, welche sich in Richtung Targetrand bewegen, verlöschen im Bereich der Abschirmung.

Die sich zur Sonde bewegenden Subspots übernehmen den Lichtbogenstrom und teilen sich unter Beibehaltung ihrer Bewegungsrichtung wieder. Am Sondenstrom ist ein Anstieg während der Pulsphase messbar. Das Maximum bleibt dabei deutlich unter dem für den Fall ringförmiger Subspotausbreitung.

Das hier beschriebene zeitliche Verhalten beeinflusst den mittleren Ionenstrom während eines Stromimpulses erheblich. Dieser ist dann am höchsten, wenn der Startpunkt der Pulsentladung der Sonde am nächsten ist (Abb. 5.18). Die Werte variieren dabei um bis zu 50%.

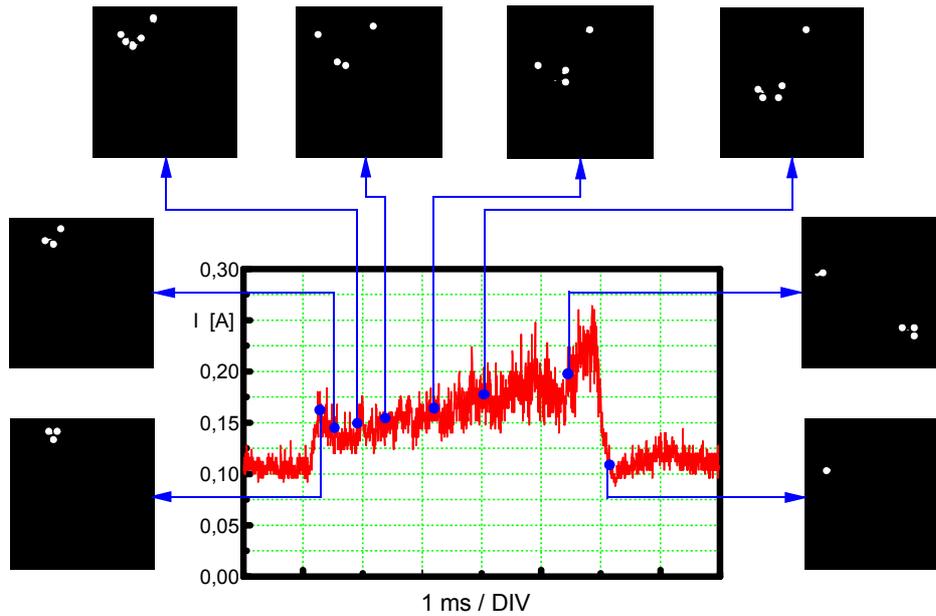


Abb. 5.17 – Zeitlicher Verlauf des Ionenstromes bei Spotbewegung in Sondenrichtung

Auch wenn von einer Vergleichmäßigkeit über längere Zeitabschnitte ausgegangen werden kann, kann ein negativer Einfluss auf die Beschichtung nicht ausgeschlossen werden.

Positive Auswirkungen wären durch einen definierten Startpunkt eines Stromimpulses zu erwarten. Dabei ist auf Grund der Zylindersymmetrie der Verdampferanordnung die Vorgabe eines Ringes ausreichend, wie er beim Steered-Arc vorliegt. In der DC-Phase bewegen sich die Fußpunkte auf dieser Spur – der Ausgangspunkt der Impulsentladung liegt fest.

Unter anderem durch diesen Zusammenhang scheint eine Verfahrenskombination von modifiziertem Puls-Arc und Steered-Arc zweckmäßig (siehe Kapitel 6).

Neben dem Ansatz für eine neuartige Verfahrenskombination können die in diesem Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse hilfreich für die Verfahrensanalyse des gepulsten Vakuumlichtbogens sowie die Parametrierung bei sich ändernden Verhältnissen sein. War es bisher erforderlich, das makroskopische Fußpunkt-Laufverhalten mittels Videoaufnahmen zu untersuchen, könnten jetzt vergleichsweise einfache Messungen des Ionenstromes ausreichend sein.

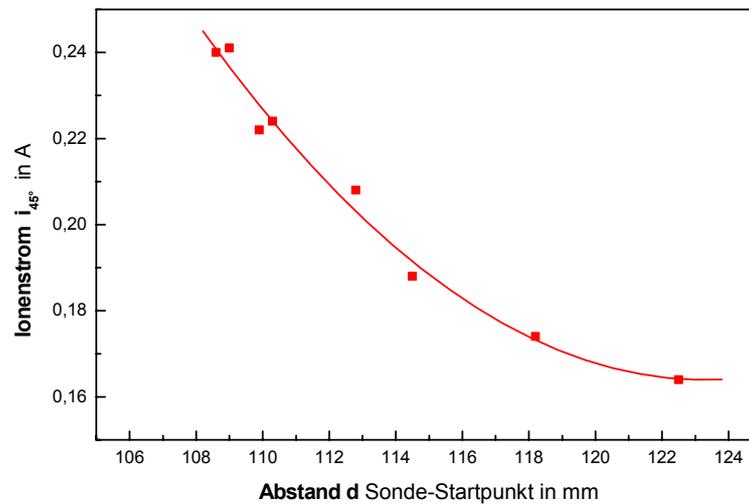


Abb. 5.18 - Mittlerer Ionenstrom während eines Strompulses in Abhängigkeit von Startpunkt der Entladung (Sonde in 45°)

5.3 Beschichtungsrate und Schichtdickengleichmäßigkeit

Ausgehend von der Tatsache, dass das Schichtwachstum an einer Stelle x (r, φ) direkt mit dem Ionenstrom an dieser Stelle zusammen hängt, kann die Schichtdickenverteilung auf einem ebenen, zum Target parallelen Substrat aus Abb. 5.11 und Gleichung 5.4 (Annahme: nahezu 100%ige Ionisation) zu

$$d(\varphi) = d(0) \cdot \cos^{n+3} \varphi \quad (5.6)$$

bestimmt werden [7]

Der experimentelle Faktor n wurde von verschiedenen Autoren für DC-Prozesse mit $n=3$ bestimmt. Auch für gepulste Prozesse konnten Faktoren von $n=3$ und für höhere Drücke bis zu $n=6$ ermittelt werden [3].

Die Abhängigkeit der Beschichtungsrate und deren Winkelverteilung wurden an rechteckigen, planaren Edelstahlsubstraten mit einer Länge von 210 mm und einer Breite von 20 mm bestimmt. Der Abstand von der Substratmitte zur Katodenmitte betrug dabei

185 mm. Auf diese Weise wurde ein Winkelbereich von -30° bis $+30^\circ$ zur Katodensenkrechten abgedeckt (Abb. 5.19). Die Bestimmung der Schichtdicke erfolgte mittels Kalotenschliffmethode.

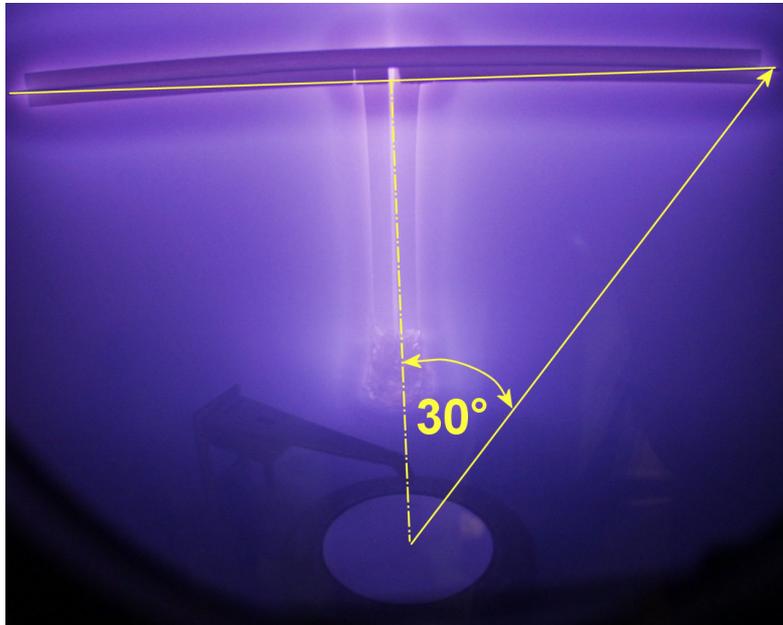


Abb. 5.19 - Substratanordnung während des Argon-Ätzens (mit Winkelangabe)

In den Tabellen 1 bis 3 sind die erzielbaren Beschichtungsraten in den Winkeln 0° , 15° und 30° in Abhängigkeit der variierten Parameter zusammengefasst. Vor dem Hintergrund einheitlicher Abtragsrate wurde wiederum der mittlere Lichtbogenstrom I_a als Bezugsgröße gewählt.

Tab. 5.1 - Massenerosionskoeffizient μ und Beschichtungsrate \dot{d} bezogen auf den Gleichstrom I_{dc}

I_{dc}	μ	\dot{d}/I_{dc} ($\mu\text{m}/\text{A}\cdot\text{h}$)		
		0°	15°	30°
(A)	(10^{-2} g/A·h)			
100	8,64	0,194	0,150	0,093
120	9,23	0,188	0,147	0,091
140	9,10	0,193	0,149	0,093

Die Variation des Bogengleichstromes im DC-Prozess hat keinen Einfluss auf die je Amperere erzielbare Schichtdicke (Tab. 5.1).

Tab. 5.2 - Massenerosionskoeffizient μ und Beschichtungsrate \dot{d} bezogen auf den mittleren Lichtbogenstrom I_a bei verschiedenen Pulsfrequenzen f_p
($I_{dc} = 100 \text{ A}$, $I_p = 300 \text{ A}$, $v_T = 0,1$)

f_p (s ⁻¹)	μ (10 ⁻² g/A·h)	\dot{d}/I_{dc} (μm/A·h)		
		0°	15°	30°
10	8,65	0,237	0,170	0,097
300	8,53	0,258	0,198	0,126
1000	9,12	0,268	0,190	0,092

Beim Einsatz des gepulsten Arc-Prozesses kommt es jedoch zu einer deutlichen Erhöhung der Beschichtungsrate, wobei in größeren Winkeln nur geringe Unterschiede messbar waren. Die Beschichtungsrate zeigt dabei keine eindeutige Abhängigkeit von der Pulsfrequenz (Tab. 5.2).

Erwartungsgemäß kann die erzielbare Beschichtungsrate gut über den maximalen Impulsstrom beeinflusst werden, wobei auch hier in großen Winkeln kaum eine Ratenerhöhung gegenüber Gleichstrom messbar war. In zentralen Substratbereichen wurden Beschichtungsrate gemessen, die bis zu drei- (0°) bzw. zweifach (15°) höher waren als bei Gleichstrombetrieb. Die Werte der Tab. 5.3 deuten jedoch bereits auf eine starke Ungleichverteilung der Schichtdicke hin.

Tab. 5.3 - Massenerosionskoeffizient μ und Beschichtungsrate \dot{d} bezogen auf den mittleren Lichtbogenstrom I_a bei verschiedenen max. Impulsströmen I_p ($I_{dc} = 100 \text{ A}$, $f_p = 300 \text{ s}^{-1}$, $v_T = 0,1$)

I_p (s^{-1})	μ ($10^{-2} \text{ g/A}\cdot\text{h}$)	\dot{d}/I_{dc} ($\mu\text{m/A}\cdot\text{h}$)		
		0°	15°	30°
200	8,77	0,220	0,199	0,103
300	8,53	0,258	0,198	0,126
400	8,82	0,437	0,293	0,088
500	9,16	0,580	0,229	0,119

Nach Ermittlung der parameterabhängigen maximalen Beschichtungsraten wurde die Gleichmäßigkeit (Verteilungsfunktion) im Winkelbereich $\pm 30^\circ$ bestimmt. Eine Normierung wurde durch den Bezug der lokalen Schichtdicke auf das Maximum realisiert.

Abb. 5.20 zeigt die Verteilung der Schichtdicke für den DC-Arc.

Es konnte kein Einfluss der Höhe des Gleichstromes auf die Schichtdickenverteilung festgestellt werden. Man ermittelt eine Verteilungsfunktion von $\cos^6 \varphi$, was gemäß Gleichung 5.6 einem $n=3$ entspricht. Das ist konform mit den Angaben aus der Literatur. Der theoretisch ermittelte Zusammenhang zwischen Dampfstromdichte und Beschichtungsrate wird bestätigt.

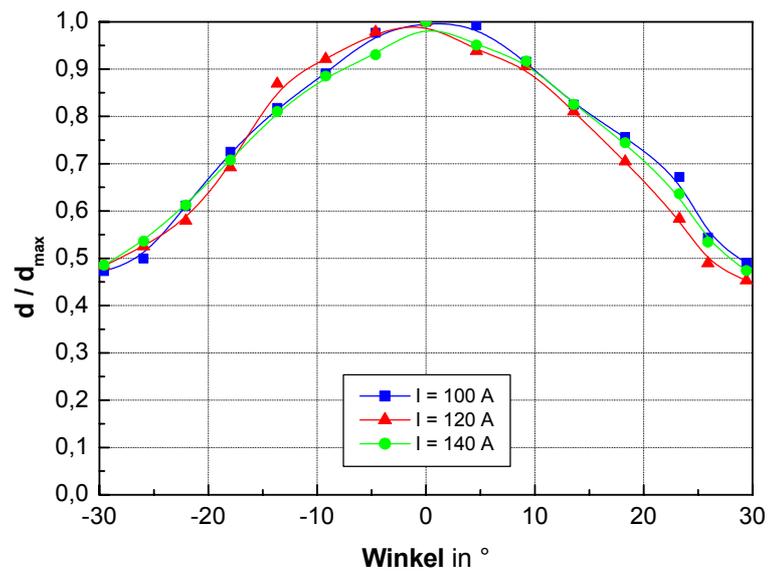


Abb. 5.20 - Schichtdickenverteilung als Funktion der Höhe des Gleichstromes

Die bei den Stromwerten $I_{dc} = 100$ A und $I_p = 300$ A durchgeführten Beschichtungen mit Frequenzvariation ergaben eine Verteilung mit $n=4$. Abhängigkeiten vom Parameter f_p wurden nicht festgestellt (Abb. 5.21).

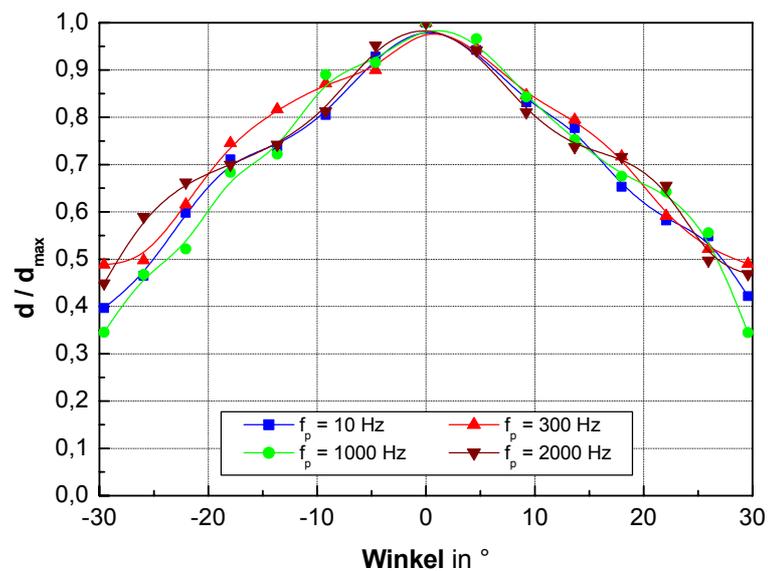


Abb. 5.21 - Schichtdickenverteilung als Funktion der Pulsfrequenz f_p
($I_{dc} = 100$ A, $I_p = 300$ A, $v_T = 0,1$)

Wie aus den Messungen zur räumlichen Ionenstromdichteverteilung zu erwarten, ändert sich die Schichtdickenverteilung in starker Abhängigkeit vom maximalen Impulsstrom (Abb. 5.22). Der Gültigkeitsbereich der Annäherung mittels Kosinusfunktion verringert sich dabei. Man ermittelt bei $I_p = 200$ A eine $\cos^3\varphi$ -Verteilung (gültig im Bereich $\pm 25^\circ$), $\cos^7\varphi$ bei 300 A ($\pm 25^\circ$), $\cos^{11}\varphi$ bei 400 A ($\pm 20^\circ$) und $\cos^{30}\varphi$ bei 500 A ($\pm 15^\circ$).

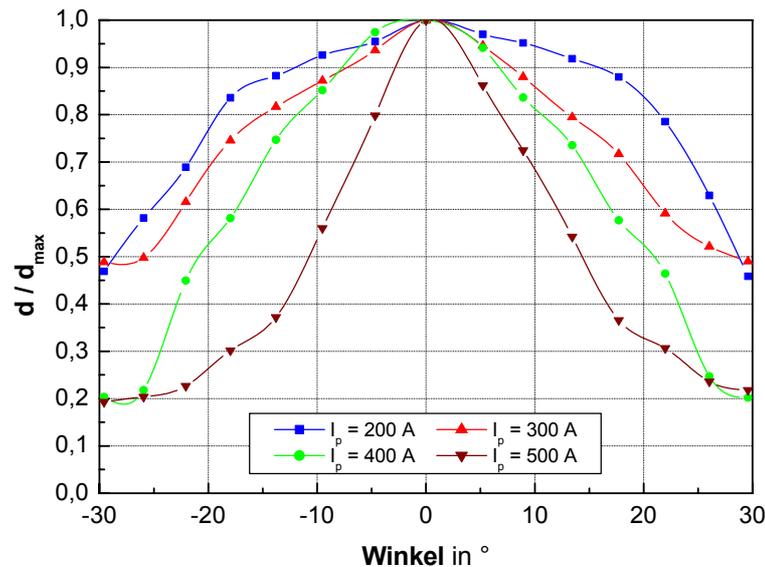


Abb. 5.22 - Schichtdickenverteilung als Funktion des max. Impulsstromes I_p
($I_{dc} = 100$ A, $f_p = 300$ s⁻¹, $v_T = 0,1$)

Bei geringem Impulsstrom wurde eine Schichtdickenverteilung ermittelt, die gleichmäßiger als im DC-Prozess ist. Ein Grund könnte sein, dass sich bei noch nicht so stark fokussiertem Plasma die Fläche der dampfabgebenden Quelle durch Fußpunktteilung vergrößert. Bei höheren Impulsströmen überwiegt die Einschnürung des Plasmas durch die Lorentz-Kraft. In Folge dessen treten sehr hohe Beschichtungsraten bei extremen Schichtdickenverteilungen auf. Inwieweit dieses Verhalten für die Beschichtung nutzbar ist, müssen weiterführende Untersuchungen zeigen. Denkbar wären die Hochratebeschichtung von Substraten mit kleiner Ausdehnung, die Beschichtung komplexer Geometrien o.ä.

Es musste auch festgestellt werden, dass die für den DC-Arc geltenden Zusammenhänge zwischen Dampfstromdichte und Beschichtungsrate und die Verteilung entsprechend Kosinusfunktion nicht mehr uneingeschränkt bzw. nur für einen kleineren Winkelbereich gültig sind. Auf Grund der Fußpunktteilung kann offensichtlich die den Berechnungen zu

Grunde liegende Punktquellentheorie nicht mehr angesetzt werden. Weiterhin führt die starke Plasmafokussierung in den Randbereichen offenbar zu undefinierten Verhältnissen.

5.4 Ionengeschwindigkeit und -ladung

5.4.1 Maximale Ionengeschwindigkeit

Wie in den allgemeinen Ausführungen (5.1) festgestellt, wird im modifizierten Puls-Arc-Verfahren eine zusätzliche dynamische Leistungskomponente gemessen. Die Auswirkungen auf die maximale Ionengeschwindigkeit, welche zu Pulsbeginn auftritt, sollen nachfolgend analysiert werden. Resultierend werden u.a. Erkenntnisse für die bei der Synchronisation von Puls-Arc und Puls-Bias (siehe Kapitel 7) zu berücksichtigenden Puls- und Pausenzeiten erwartet.

In ersten Untersuchungen zur Problematik wurden die Ausgangsparameter der Stromquellen sehr extrem gewählt (siehe auch 5.2.2). Die derart bestimmte Beeinflussung der Ionenfluggeschwindigkeit im modifizierten Puls-Arc-Prozeß wurde u.a. in [18] beschrieben. Dort wird von einem ausschließlichen Einfluss der Stromanstiegsgeschwindigkeit ausgegangen. Maximalwerte von über $2 \cdot 10^4$ m/s für die Nadelimpulsstromquelle (500 A/ μ s) wurden ermittelt.

Im Bereich -50 V bis -150 V konnte ein Einfluss der Biasspannung auf die ermittelte Ionengeschwindigkeit ausgeschlossen werden.

In der vorliegenden Arbeit werden praktisch relevante Parameter (Inverterstromquelle) betrachtet. Um den Ergebnissen der zugrunde liegenden Messungen gerecht zu werden, muss mit der maximal möglichen Stromanstiegsgeschwindigkeit gearbeitet werden. Diese liegt im Bereich von 1,5-2,0 A/ μ s. Die Praxisrelevanz bedingt darüber hinaus die Anwesenheit von Reaktivgas, wodurch die Ionengeschwindigkeit weiter verringert wird [18].

Die maximale Ionengeschwindigkeit wurde aus der Zeitdifferenz zwischen Beginn des Pulsstromes und Beginn des Stromanstieges an der Ionenstromsonde in 0° ermittelt (time-of-flight-Methode). Um Einflüsse durch die nicht definierte Position der Spots auf der Ka-

tode zu verringern und damit den Messfehler zu minimieren, wurde der arithmetische Mittelwert aus mindestens 10 Einzelmessungen berechnet.

Das gewählte Messverfahren führt dazu, dass die gemessene Zeitdifferenz die für die Teilchenbildung erforderliche Verdampfungszeitkonstante enthält. Aussagen zu deren Größe sind in der Literatur jedoch nicht eindeutig, da bereits die Lebensdauer und die Verweilzeit der Spots mit einem großen Wertebereich (1 ns bis einige 10 μ s) angegeben werden. Weitere Einflussgrößen sind die absolute Temperatur und die Oberflächenbeschaffenheit des Targets.

Es ist demnach von einem prinzipbedingten, aber zufälligen Fehler der Messung auszugehen. Da es bei den nachfolgenden Untersuchungen insbesondere um den relativen Einfluss einzelner Impulsparameter geht, können die Messwerte jedoch Verwendung finden.

Mit Ansteigen des maximalen Impulsstromes erhöht sich die Ionengeschwindigkeit annähernd linear (Abb. 5.23). Hier sind deutliche Parallelen zum Verhalten des Ionenstromes festzustellen. Ein Zusammenhang beider Größen besteht in der Ionenladung. Diese beeinflusst sowohl den messbaren Ionenstrom als auch, über die Beschleunigung durch die Biasspannung, die Ionengeschwindigkeit.

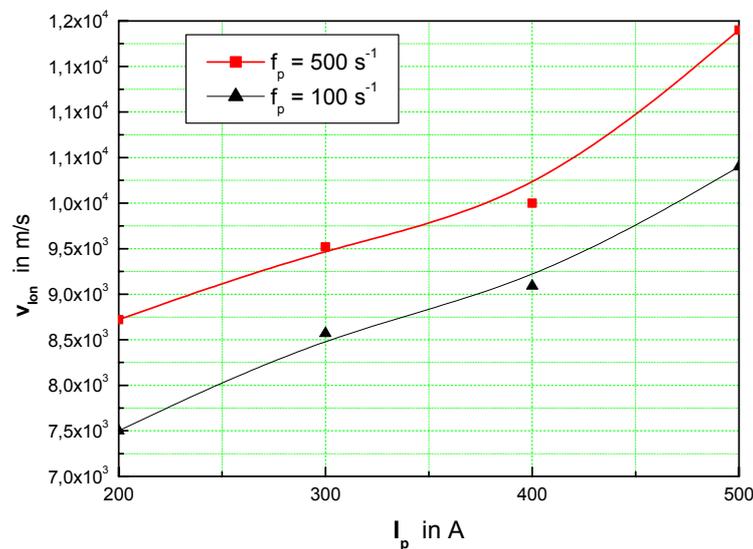


Abb. 5.23 - Ionengeschwindigkeit in Richtung der Katodensenkrechten als Funktion des maximalen Impulsstromes (Inverterstromquelle; $I_{dc} = 100 \text{ A}$; $v_T = 0,08$)

Abb. 5.23 deutet darüber hinaus auf eine Abhängigkeit der Ionengeschwindigkeit von der Impulsfrequenz hin. Aus diesem Grunde wurde über einen Bereich von $f_p = 10 \dots 1000 \text{ s}^{-1}$ die Impulsfrequenz variiert. Die derart ermittelte Abhängigkeit (Abb. 5.24) zeigt ein Maximum bei 500 Hz, wie es schon bei den Messungen zum Ionenstrom (z.B. Abb. 5.10) aufgetreten war. Die Ähnlichkeit der Verläufe lässt auch hier den Schluss zu, dass die Ionenladung als ausschlaggebend für die Beeinflussung der Ionengeschwindigkeit anzusehen ist. Die in 2.4.2 zusammengefassten Erkenntnisse aus der Literatur können hier vergleichend herangezogen werden.

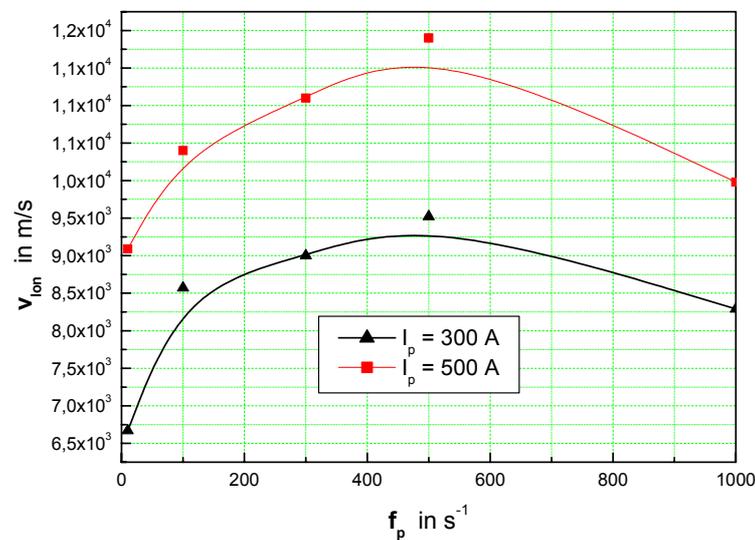


Abb. 5.24 - Ionengeschwindigkeit in Richtung der Katodensenkrechten als Funktion der Pulsfrequenz (Inverterstromquelle; $I_{dc} = 100 \text{ A}$; $v_T = 0,08$)

Ein Vergleich der hier erzielten Ergebnisse mit der Ionengeschwindigkeit im DC-Prozess kann nicht gegeben werden, da die relevanten Literaturangaben um Größenordnungen variieren (10^2 m/s bis 10^4 m/s).

Eine Eigenschaft von Plasmen ist das Auftreten von wellenförmigen Anregungen. Ionendichteschwankungen bewirken Ionen-Plasmawellen, die sich mit der s.g. Ionenschallgeschwindigkeit c_i ausbreiten. Der Bezug der hier ermittelten Ionengeschwindigkeit zur Ionenschallgeschwindigkeit kann über:

$$c_i = v_i \cdot \sqrt{1 + \frac{T_e}{T_i}} \quad (5.7)$$

hergestellt werden. Dabei ist v_i die mittlere Ionengeschwindigkeit, T_e die Elektronentemperatur und T_i die Iontemperatur. Für übliche Werte von $T_i = 60$ eV und $T_e = 3$ eV müsste die gemessene Ionengeschwindigkeit demnach der Ionenschallgeschwindigkeit entsprechen. Unter der Annahme, dass die Ionenmasse gleich der Atommasse ist (Titan: rel. Atommasse: 47,88 d.h. $m_i = 7,95 \cdot 10^{-26}$ kg) bestimmt sich die eindimensionale Ionenschallgeschwindigkeit mit $1\text{eV} = 11600$ K zu

$$c_i = \sqrt{\frac{k \cdot T_e + 3 \cdot k \cdot T_i}{m_i}} \approx \underline{\underline{19200 \frac{m}{s}}} \quad (5.8)$$

Oben ermittelte Beziehung für das Verhältnis von c_i zu v_i kann für die vorn ermittelten Ionengeschwindigkeiten als erfüllt betrachtet werden.

5.4.2 Ionenladung

Zahlreiche der in den hier vorgestellten Untersuchungen erzielten Prozessbeeinflussungen ergaben einen möglichen Zusammenhang zur Ionenladung. Bereits bei den exemplarischen Grundlagenuntersuchungen wurde diese Vermutung verfolgt und mangels geeigneter Messtechnik ausschließlich rechnerisch nachgewiesen. Basierend auf der Kenntnis des Zusammenhanges von Ionenladung und Geschwindigkeit wurde eine Berechnung der Veränderung der Ionenladung im modifizierten Puls-Arc-Verfahren durchgeführt. Unter Zugrundelegung der Beziehung $j^+ = n^+ \cdot z \cdot e \cdot v^+$ (j^+ : Ionenstromdichte, n^+ : Ladungsträgerdichte, e : Elementarladung, z : mittlere Ladungszahl eines Ions, v^+ : mittlere Ionengeschwindigkeit) kann man für erste Vergleiche mit Hilfe des mittleren Ionenstromanteils, der Ionengeschwindigkeit und des katodischen Materialabtrages in der Pulsphase (Annahme eines Ionisierungsgrades von 100 %) die Änderung der mittleren Ionenladung in der Pulsphase z_P relativ zum DC-Wert z_{DC} näherungsweise bestimmen. Es wird ein direkter Zusammenhang zwischen mittlerer Ladungsträgerdichte und Materialabtrag angenommen. Derart ermittelt man für die Hochstromimpulsquelle ein Verhältnis von $z_P \approx 1,7 \cdot z_{DC}$. Für eine Inverterstromquelle wurde keine signifikante Veränderung der mittleren Ladungszahl der Titanionen berechnet.

Im Rahmen der Prozessuntersuchungen des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens unter systematischer Parametervariation wurde die Plasmazusammensetzung in Substratnähe mittels optischer Emissionsspektroskopie (OES) bestimmt (siehe auch 4.3.1). Bei der Messung wurde eine Integrationszeit von 100 ms gewählt (kürzere Zeiten verfälschten das Ergebnis zu Gunsten der starken Linien). Es wurde jeweils 10 aufgezeichnete Frames gemittelt, um den Einfluss der Spotposition zu verringern. Auf Grund dieser Vorgehensweise können Veränderungen der Ionenladung in einzelnen Phasen des Stromimpulses nicht isoliert betrachtet werden. Die messtechnisch begrenzte Integrationszeit von minimal 1 ms würde z.B. die Analyse der Stromanstiegsphase (max. 300 μ s) mit der verfügbaren Technik ohnehin nicht ermöglichen.

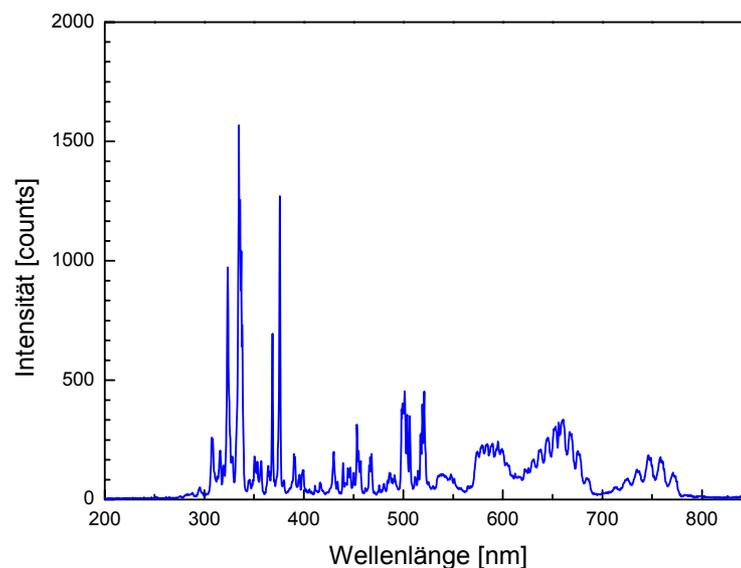


Abb. 5.25 – Gemessenes beispielhaftes Titan-Plasmaspektrum im modifizierten Puls-Arc-Verfahren

Die aufgezeichneten Spektren (Abb. 5.25) wurden nach [106], [107] und [108] identifiziert. Dabei wurden nur Spektrallinien verwendet, bei denen keine Überlagerung vorlag. Für die hier interessierenden Zusammenhänge werden die Titanionen mit den Ladungszahlen 1 bis 3 betrachtet. Der Nachweis von Linien der Ti^{+++} -Ionen im mittelwelligen Messbereich der hier verwendeten Messtechnik wurde jedoch nur in einer einzigen Literaturstelle beschrieben [108]. Die dazu gemessenen Abhängigkeiten wurden der Vollständig-

keit halber in die grafischen Darstellungen aufgenommen. Für die Berechnung der mittleren Ionenladungszahl aus den Messergebnissen fanden sie jedoch keine Verwendung.

Als Referenz erfolgte die Aufzeichnung der Intensität der Spezies im Plasma des Gleichstrom-Lichtbogens unter Variation des Verdampferstromes (Abb. 5.26). Mit steigendem Gleichstrom steigt die Emission aller betrachteten Spezies in etwa linear. Berechnet man aus deren Verteilung die mittlere Ionenladungszahl, so ist diese mit 1,63-1,64 im gesamten Messbereich nahezu konstant.

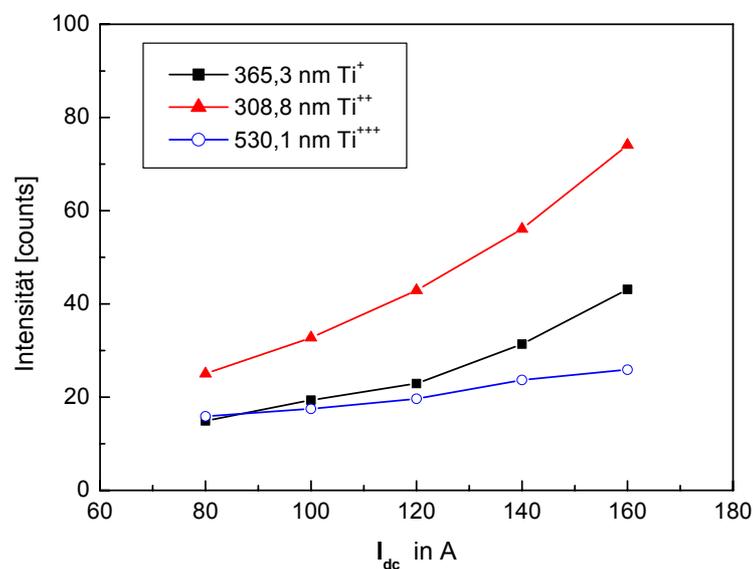


Abb. 5.26 - Gemessene Intensitätsverteilung der Titan-Spezies als Funktion des Verdampfer-Gleichstromes

Eine Abhängigkeit der Plasmaintensität von der Stromanstiegsgeschwindigkeit wurde nicht untersucht, da wiederum eine Inverterstromquelle zum Einsatz kam und immer mit gleicher (maximaler) Stromdynamik gearbeitet wurde.

Bei einem Grundstrom von 100 A und einem Pulsstrom von 300 A wurde die Pulsfrequenz zwischen 100 und 1000 s^{-1} variiert. Dabei wurde festgestellt, dass die Emission aller Spezies bei hohen Frequenzen leicht sinkt. Da auch bei diesen Untersuchungen mit konstantem Tastverhältnis gearbeitet wurde, wird bei hohen Frequenzen nicht mehr der maximale Impulsstrom erreicht und damit die Emission verringert.

Die mittlere Ionenladungszahl als Funktion der Frequenz liegt über den beim Gleichstromprozess gemessenen Werten und variiert nur geringfügig (1,72-1,75). Ein schwaches Maximum bei 340 s^{-1} wurde bestimmt.

Der maximale Impulsstrom wurde in einem Bereich von 150 bis 300 A variiert (Abb. 5.27). Die Pulsfrequenz betrug dabei 340 s^{-1} .

Bei sehr geringem Impulsstrom sind sowohl die Absolutwerte der Intensitäten als auch deren Verteilung mit dem Gleichstromlichtbogen vergleichbar. Die mittlere Ionenladungszahl bestimmt sich hier zu 1,64.

Mit steigendem Impulsstrom erhöht sich die Emission der Titan-Spezies überproportional. Insbesondere das Auftreten von Ti^{++} -Ionen ist vermehrt festzustellen. Die mittlere Ionenladungszahl bei $I_p = 300 \text{ A}$ beträgt 1,75, was einem Anstieg um ca. 7 % entspricht.

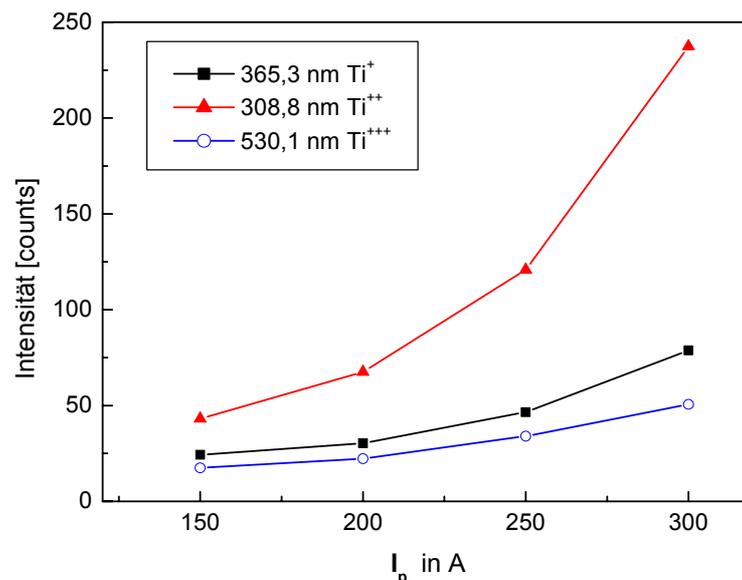


Abb. 5.27 - Gemessene Intensitätsverteilung der Titan-Spezies als Funktion des maximalen Impulsstromes (Inverterstromquelle; $I_{dc} = 100 \text{ A}$; $f_p = 340 \text{ s}^{-1}$)

Die hier angegebenen Werte der mittleren Ladungszahl lassen sich nur schwer mit den Angaben aus der Literatur vergleichen. Hier müssen spezifische Faktoren, wie die Anlagentechnik, das gewählte Messverfahren und die Identifikation der Spektrallinien genannt werden. Auch die Vernachlässigung der Ti^{+++} -Ionen (auf Grund unsicheren Nachweises)

bei der Berechnung beeinflusst die absoluten Ergebnisse. Die Tendenzen sind jedoch analog zur Literatur.

Über die Intensitätsverteilung hinaus wird in der Literatur die „freezing theory“ vertreten, welche beinhaltet, dass die Ionenzustandsverteilung im Plasmaexpansionsbereich „eingefroren“ wird, d.h. eine direkt über der Katode gemessene Verteilung gilt ebenso im Substratbereich.

Die Gültigkeit dieser Aussage für das modifizierte Puls-Arc-Verfahren wurde durch Variation des Abstandes zwischen Katode und Messoptik der OES überprüft. Der Variationsbereich betrug 0-190 mm (Abb. 5.28).

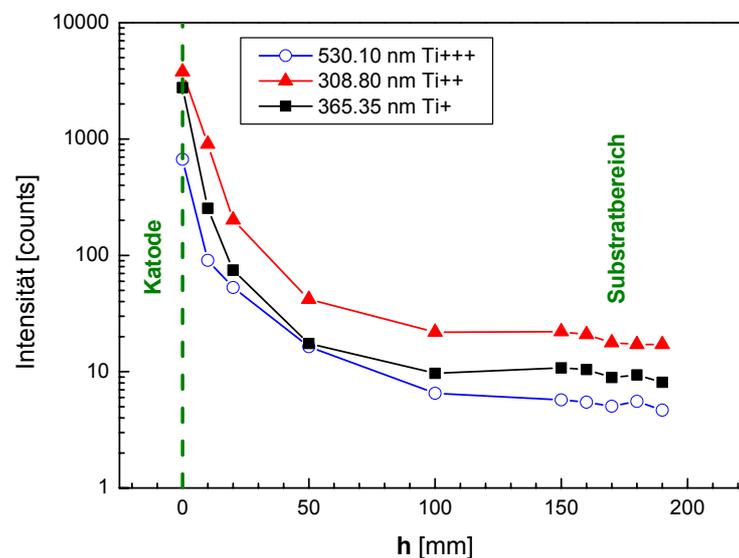


Abb. 5.28 - Gemessene Intensitätsverteilung der Titan-Spezies als Funktion des Abstandes der Messoptik zur Katode

(Inverterstromquelle; $I_{dc} = 100 \text{ A}$; $I_p = 300 \text{ A}$; $f_p = 340 \text{ s}^{-1}$; $t_p = 500 \mu\text{s}$)

Die absoluten Intensitäten nehmen vom Katoden- zum Substratbereich stark ab. Hier liegt annähernd eine Abhängigkeit von $1/h$ vor.

Die Verläufe für die einzelnen Spezies zeigen hierbei ähnliches Verhalten. Die Zustandsverteilung kann unter Vernachlässigung einzelner Ausreißer als näherungsweise konstant betrachtet werden.

5.5 Substrattemperatur

Die thermische Belastung der Substrate durch den intensiven Ionenbeschuss ist im Vakuumlichtbogen-Beschichtungsprozess unvermeidbar und bis zu einem bestimmten Betrag auch für die Erzielung des gewünschten Beschichtungsergebnisses erforderlich.

Wie Abschnitt 2.2.2 entnommen werden kann, ist die Verwendung der gepulsten Biasspannung zur unabhängigen Beeinflussung von Substrattemperatur und –eigenschaften industriell üblich. Die dabei erzielten Ergebnisse zeigen u.a., dass die Aktivierung der Substratoberfläche nicht zwangsläufig einen kontinuierlichen Prozess erfordert.

Betrachtet man die elektrische Leistung am Substrat, so stellt man Ähnlichkeiten von DC-Arc mit gepulster Biasspannung und modifiziertem Puls-Arc fest [109]. Im Folgenden soll betrachtet werden, wie sich das veränderte Ionenstromverhalten auf die Substrattemperatur auswirkt, und ob auch im modifizierten Puls-Arc-Prozeß die Möglichkeit besteht, Schicht-eigenschaften temperaturunabhängig zu steuern.

Als Grundlage der Untersuchungen und zur Verifikation der experimentellen Ergebnisse wurde ein theoretisches Modell der Substraterwärmung aufgestellt. Für ein thermisch isoliertes Substrat (d.h. minimierte Wärmeverluste durch Wärmeleitung) und unter Vernachlässigung der zugeführten Kondensationsenergie stellt sich der Energieerhaltungssatz wie folgt dar:

$$U_{bias} \cdot i_{ion} = m \cdot c \cdot \frac{dT}{dt} + \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (5.9)$$

Dabei ist U_{bias} die Biasspannung (hier werden nur negative Werte und daher auch nur der Ionenstrom am Substrat betrachtet), i_{ion} der zeitabhängige Ionenstrom, m die Substratmasse, c die spezifische Wärmekapazität, T die Substrattemperatur, t die Zeit, ε der Emissionsgrad, σ die Boltzmann-Konstante und A die Substratoberfläche.

Die Lösung dieser Gleichung

$$T(t) = - \sqrt[3]{\frac{m \cdot c}{3 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot t + \frac{m \cdot c}{\left(\sqrt[4]{\frac{U_{bias} \cdot i_{ion}}{\varepsilon \cdot \sigma \cdot A}} - T_0 \right)^3}} + \sqrt[4]{\frac{U_{bias} \cdot i_{ion}}{\varepsilon \cdot \sigma \cdot A}}} \quad (5.10)$$

wurde in einer MathCad-Sequenz zur Berechnung der Substrattemperatur verwendet (T_0 ist dabei die Temperatur bei $t=0$)

Die Untersuchungen zur Frequenzabhängigkeit der Substrattemperatur erfolgten für einen Bereich von $f_p = 10 \dots 2000 \text{ s}^{-1}$. Grundstrom (90 A), Pulsstrom (280 A) sowie Tastverhältnis ($v_T = 0,134$) und damit der arithmetische Mittelwert I_a des Lichtbogenstromes waren konstant. Die Frequenzabhängigkeit der Substrattemperatur (Abb. 5.29) stellt damit eigentlich den Einfluss der Zeit des intensiven Ionenbeschusses dar.

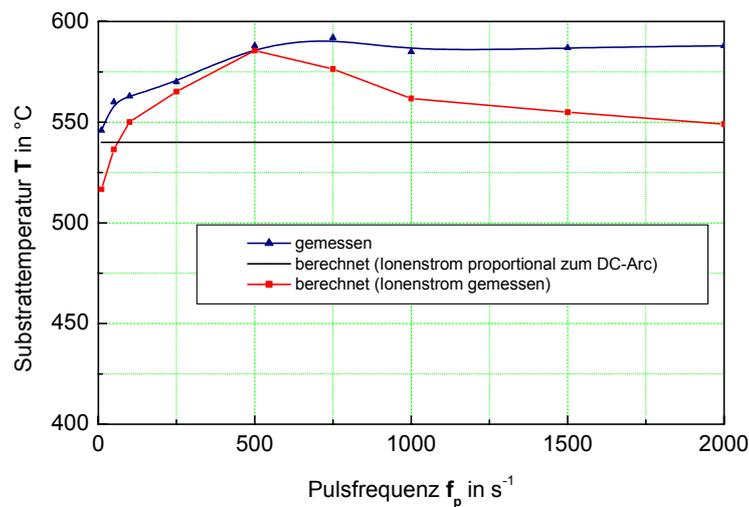


Abb. 5.29- Substrattemperatur als Funktion der Impulsfrequenz

Die obere Kurve stellt die gemessene Substrattemperatur nach 20 min dar. Die Abhängigkeit von f_p ist nicht eindeutig. Zur Interpretation der Ergebnisse wurde daher das theoretische Modell (5.10) herangezogen. Verwendet man dabei einen Ionenstrom, der dem DC-Verhalten proportional ist, so erhält man die untere Kurve und damit erwartungsgemäß keine Frequenzabhängigkeit. Setzt man in Gleichung 5.10 jedoch die im Prozess gemessenen Ionenströme ein, so ermittelt man eine Kurve, die der gemessenen Abhängigkeit nahe kommt. Als Grund für die gemessene Frequenzabhängigkeit der Temperatur ist also das

bekannte Ionenstromverhalten (siehe u.a. Abb. 5.10) mit der Ausprägung eines Maximums zu nennen.

Unter der Vorgabe konstanten Mittelwertes des Lichtbogenstromes (und damit konstanter Abtragsrate) erforderten die Messungen zum Einfluss des maximalen Impulsstromes auf die Temperatur die gleichzeitige Variation des Tastverhältnisses. Das erschwert die Vergleichbarkeit jedoch zusätzlich, da die Zeitdauer des verstärkten Ionenbeschusses als bedeutsam ermittelt wurde. Aus den Experimenten können nur einzelne Punkte verglichen werden. Dabei zeigt sich immer, dass sich die Substrattemperatur mit steigendem Impulsstrom erhöht. Um dieses punktuelle Ergebnis zu verifizieren soll wieder auf das theoretische Modell zurückgegriffen werden. Interessant ist dabei vor allem, ob dem Substrat eine höhere elektrische Leistung als im DC-Prozess zugeführt werden kann (mit den entsprechenden positiven Auswirkungen auf die Schichtbildung) ohne dabei die Substrattemperatur äquivalent zu erhöhen.

Im DC-Prozess ist mit Erreichen der Ionenstromsättigung die Erhöhung der Biasspannung für eine Leistungserhöhung notwendig. Die in Abb. 5.30 ersichtliche Abhängigkeit für Gleichstrom wurde derart (Ionenstrom 0,3 A) berechnet. Im Puls-Arc-Prozeß, unter Verwendung gemessener Ionenströme, ermittelt man deutlich reduzierte Substrattemperaturen bei gleicher elektrischer Leistung am Substrat.

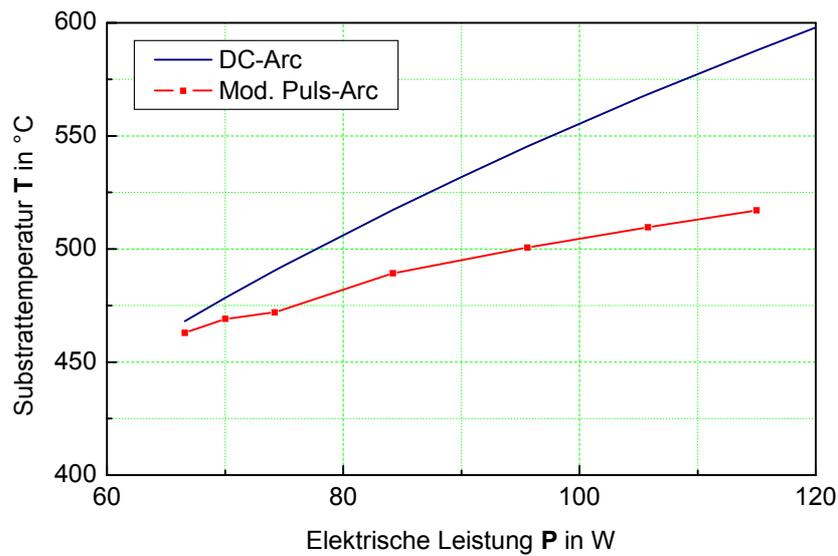


Abb. 5.30 - Berechnete Substrattemperaturen als Funktion der elektrischen Leistung am Substrat

Die bisher ermittelten Zusammenhänge sollten im Beschichtungsprozess überprüft werden. Zur in-situ-Messung der Substrattemperatur wurden sowohl Pyrometer als auch Thermoelement (K-Typ) genutzt. Die Kalibrierung ergab einen Emissionsgrad von $\varepsilon = 0,2$

Es wurden Untersuchungen mit dem DC-Arc und dem modifizierten Puls-Arc-Verfahren durchgeführt (Tab. 5.4). Mit dem Ziel der Vergleichbarkeit war der mittlere Lichtbogenstrom I_{av} und damit der Massenabtrag an der Katode (hier: $0,32 \cdot 10^{-4} \text{ g}/(\text{A} \cdot \text{s})$) für beide Verfahrensvarianten gleich. Die Biasspannung war konstant (-200 V).

Um eine Schichtdicke von $1 \mu\text{m}$ zu erzielen, war bei der gewählten Substratposition lediglich eine Beschichtungszeit von 5 min erforderlich. In dieser Zeit erreicht das System noch keine stationäre Temperatur. Die in Tab. 5.4 angegebenen Temperaturen stammen daher aus zusätzlichen Messungen über 20 min.

Tab. 5.4 – Parameter der Beschichtungsexperimente

Nr.	Prozessmodus	$I_{d.c.}$ in A	I_p in A	f_p in s^{-1}	t_p in s	I_a in A	T_{20min} in °C	Besch.-Rate in $\mu m/h$
1	DC	120	-	-	-	120	568	13,4
2	Puls	93	200	500	$480 \cdot 10^{-6}$	118	578	16,6
3	Puls	93	280	10	$14 \cdot 10^{-3}$	119	546	17,1
4	Puls	93	280	500	$275 \cdot 10^{-6}$	118	588	16,8
5	Puls	93	240	1000	$90 \cdot 10^{-6}$	117	585	17,1

Als Ergebnis dieser Untersuchung konnte keine signifikante Reduzierung der Substrattemperatur bei gleicher Prozesszeit festgestellt werden. Verglichen mit dem DC-Arc ergab die Verwendung des Puls-Arc jedoch eine um ca. 25 % höhere Beschichtungsrate. Resultierend aus dieser Erkenntnis können zwei Wege der technologischen Anwendung genannt werden. Zum einen kann der mittlere Lichtbogenstrom im Puls-Prozess so weit gesenkt werden, dass die Beschichtungsrate dem DC-Arc entspricht. Die Substrattemperatur ist dann auf Grund des reduzierten Ionenbeschusses geringer. Andererseits kann bei Beibehaltung der elektrischen Parameter die Beschichtungszeit reduziert werden und damit ebenfalls die Substrattemperatur gesenkt werden.

Zum Nachweis erfolgten Beschichtungen an einer industriellen Anordnung (Substrate: Werkzeuge; Substratrotation). Dabei wurden die elektrischen Parameter des Lichtbogens so gewählt, dass DC- und Puls-Arc-Prozess gleiche Beschichtungsraten liefern (ca. $2 \mu m/h$). Der mittlere Strom betrug so 120 A bei DC und 93 A ($I_{dc} = 80$ A; $I_p = 500$ A; $f_p = 25 s^{-1}$; $t_p = 4$ ms) im gepulsten Prozess. Die Temperatur nach 30 min Beschichtungszeit wurde für mehrere Messungen bei unterschiedlicher Biasspannung (und damit unterschiedlicher elektrischer Leistung am Substrat) erfasst und in Abb. 5.31 dargestellt. Die in diesem Abschnitt vorgestellten theoretischen Zusammenhänge bestätigen sich. Bei gleicher elektrischer Leistung am Substrat ist eine deutliche Temperaturreduzierung möglich.

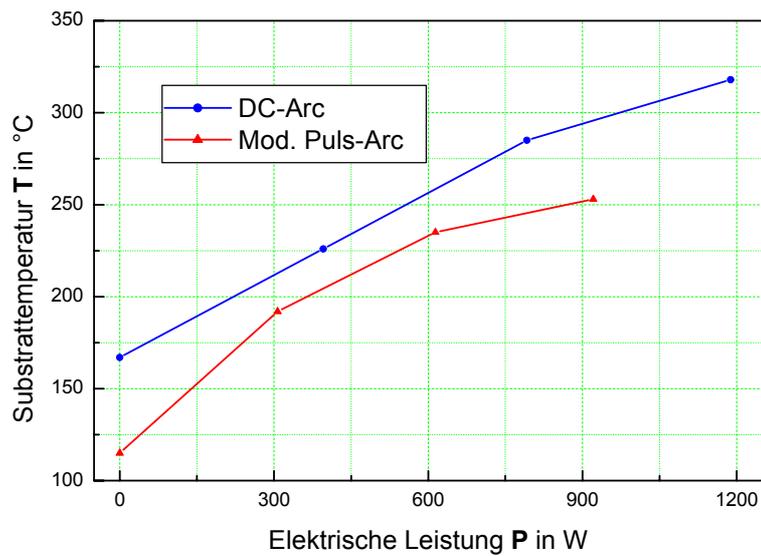


Abb. 5.31 – Gemessene Substrattemperaturen als Funktion der elektrischen Leistung am Substrat

Technologisches Potential dieser Erkenntnis liegt vor allem in der Möglichkeit einer Reduzierung der Biasspannung, und damit der Substrattemperatur und des Rücksputtereffektes bei gleichen Bedingungen des Schichtwachstums.

5.6 Wertung der Ergebnisse in Bezug auf Verfahrensmodifikationen

In den Kapiteln 6-8 werden Untersuchungen zu möglichen Verfahrensvarianten und –kombinationen des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens dargelegt. Neben den in den Abschnitten 5.1-5.5 bereits diskutierten Abhängigkeiten einzelner Prozesskenngrößen lassen sich einige allgemeingültige Festlegungen und Hinweise ableiten.

In der vorliegenden Arbeit wird unter praxisrelevanten Gesichtspunkten die Verwendung industrieller Inverterstromquellen zur Generierung des modulierten Lichtbogenstromes schwerpunktmäßig betrachtet. Es kann festgestellt werden, dass positive Prozessbeeinflussungen nur bei Betrieb dieser Stromquellen mit hoher Stromdynamik feststellbar sind. Die Stromänderungsgeschwindigkeit, insbesondere der positiven Stromflanken, ist maximal zu wählen. Deutliche Effekte ergaben sich ab 500 A/ms.

Der Zusammenhang von arithmetischem Mittelwert des Lichtbogenstromes und Targetabtrag stellt eine gute Möglichkeit dar, die Prozesse in den verschiedenen Modi zu vergleichen. Das dafür erforderliche konstante Tastverhältnis $v_T = t_{on}/T$ führt zu einer direkten Verknüpfung von Pulsfrequenz und Pulsdauer. Für die weiteren Untersuchungen sollte eine Pulsfrequenz gewählt werden, die einer auf maximalen Ionenstrom adaptierten Pulsdauer entspricht (siehe z.B. Abb. 5.8). Bei der zur Anwendung gekommenen Stromquellen- und Anlagentechnik kann ein Wert von 300-500 s⁻¹ angegeben werden.

Der maximale Impulsstrom ist von bedeutendem Einfluss auf die bisher untersuchten Prozesskenngrößen (Ionenstromverteilung, Schichtdickenverteilung u.a.). Sowohl das zeitliche Verhalten und die räumliche Verteilung des Ionenstromes als auch die damit verbundenen Größen lassen sich gut über diesen Parameter steuern. Eine generelle Festlegung von I_p kann daher nicht erfolgen.

Die hier ermittelten Absolutwerte der Ionengeschwindigkeit im Bereich von 0,7-1,1·10⁴ m/s würden für einen angenommenen Abstand Katode-Substrat von 200 mm eine Ionenflugzeit von 18-28 μs bedeuten. Damit sind die Rahmenbedingungen für die Parameterfindung bei der Prozesssynchronisation von Puls-Arc und Puls-Bias gegeben. Der geringe Unterschied der Grenzen von nur 10 μs liegt jedoch im Bereich bzw. unter den Reaktionszeiten der gebräuchlichen Strom- und Spannungsquellen.

6 Zusammenwirken von gepulstem Verdampferstrom und Target-Magnetfeld

Dem Vorteil der geringeren Dropletmission beim industriell etablierten Steered-Arc-Prozess im Vergleich zum Random-Arc stehen die Nachteile, wie verringerter Ionenstrom und reduzierte Schichtbildungsrate gegenüber. Die Eigenschaften des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens, wie die erhöhte Geschwindigkeit der katodischen Lichtbogenfußpunkte, die höhere Plasmaaktivierung und die Veränderung der räumlichen Emissionscharakteristik führen zu technologischen Vorteilen, wie z.B. der verbesserten Targetausnutzung, der Erhöhung des mittleren Ionenstromes am Substrat und damit der Erhöhung der Beschichtungsrate. Die immer noch zu hohe Dropletmission im Vergleich zum DC-Arc (negativ für hochqualitative Schichten, z.B. Sensor) und die nicht definierbare Position der Spots am Impulsbeginn (kann Einfluss auf die Gleichmäßigkeit der Emissionscharakteristik haben – siehe Kapitel 5.2.4) sind gegebenenfalls als Nachteile zu sehen. Die hier vorgestellten Untersuchungen sollen Erkenntnisse zu Möglichkeiten und Grenzen einer Verfahrenskombination aus modifiziertem Puls-Arc und Steered-Arc erbringen.

Als Versuchsanlage kam die DREVA Arc 400 zur Anwendung. Drei Titan-Targets (Durchmesser: 65 mm) wurden unterseitig mit unterschiedlichen Permanentmagneten versehen. Die Abb. 6.1 zeigt die Magnetanordnung und die senkrechte Komponente der magnetischen Flussdichte auf der Oberfläche dieser drei Targets.

Die Anordnungen a) und c) dienen dem Vergleich unterschiedlicher Feldstärken bei in der Beschichtungstechnik üblicher ringförmiger Feldausbildung. Der Fall b) soll aufzeigen, wie das Verhalten durch alternierende Magnetfeldorientierung beeinflusst wird. Aussagen zur Fußpunktgeschwindigkeit werden hierfür nicht getroffen.

Um die Bedingungen bei metallischem und nitriertem Target vergleichen zu können, erfolgten die Untersuchungen sowohl im Hochvakuum ($1,0 \cdot 10^{-3}$ Pa) als auch bei einem industriell gebräuchlichen Stickstoffpartialdruck von 1 Pa.

Als Stromquelle diente die Rechteck-Impulsstromquelle (siehe 4.2).

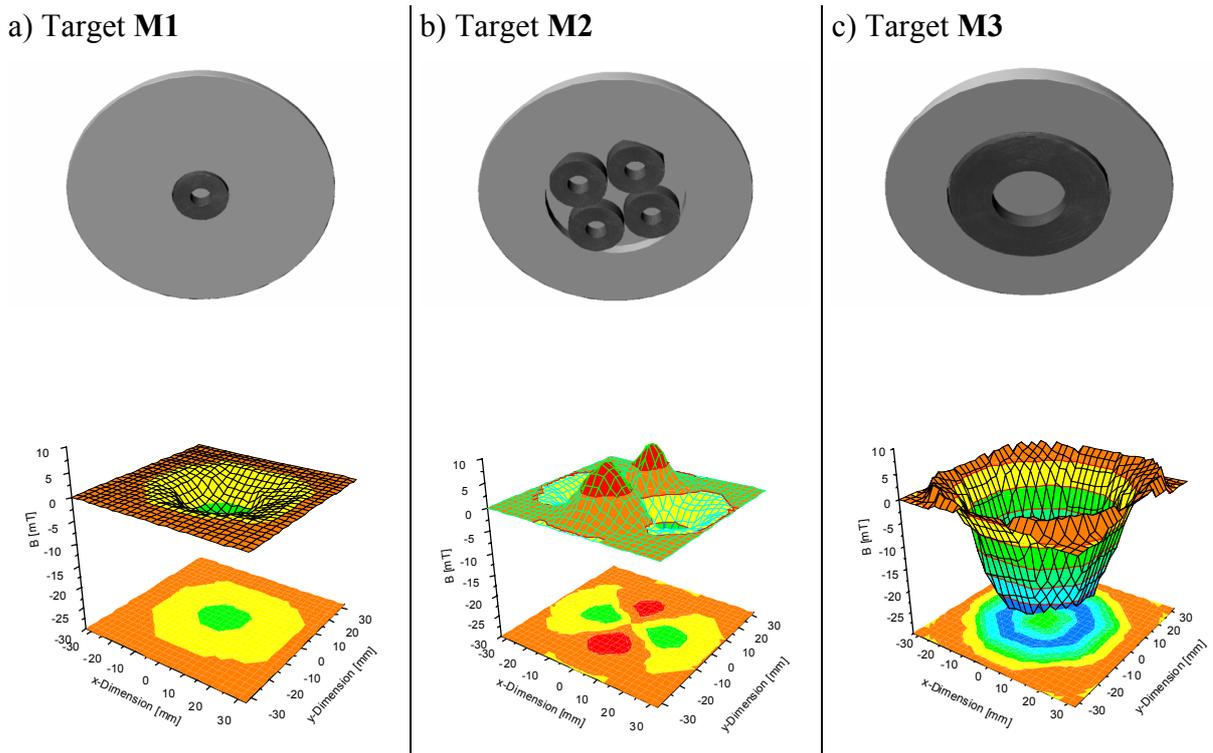


Abb. 6.1 – Magnetanordnung und messtechnisch ermittelte senkrechte Komponente der magnetischen Flussdichte auf der Targetoberfläche

6.1 Laufverhalten der Lichtbogenfußpunkte - Targetausnutzung

Durch Verwendung des in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Hochgeschwindigkeits-Videosystems konnte die Bewegung der Lichtbogenfußpunkte in Abhängigkeit von den Magnetfeldanordnungen analysiert werden.

Bei Verdampfer-Gleichstrom bewegen sich die Spots entlang einer Spur (Track), auf der die senkrechte Komponente der magnetischen Flussdichte Null ist. Insbesondere bei großen B-Gradienten um diesen Bereich (Target M3; vgl. Abb. 6.1 c: $B_{\max} = 25$ mT) ist diese Spur sehr deutlich ausgeprägt und das Verhalten kann als stark gesteuert bezeichnet werden. Der mittlere Bahndurchmesser lag hier bei 58,4 mm. Für die Targets gemäß Abb. 6.1 a und b entspricht das Laufverhalten einem schwach gesteuerten Bogen ($B_{\max} = 10$ mT). M1 weist dabei einen mittleren Bahndurchmesser von 31,3 mm auf.

Ergänzend zur Messung der Magnetfelder und mit dem Ziel der Verifikation der Ergebnisse zum Laufverhalten der katodischen Fußpunkte erfolgte eine Simulation des Systems Target-Magnetfeld-Abschirmung mittels der Finite-Elemente-Methode (siehe auch Abschnitt 7.1). Das zugehörige Simulationsmodell mit dem Target M3 für das Programm ANSYS zeigt Abb. 6.2.

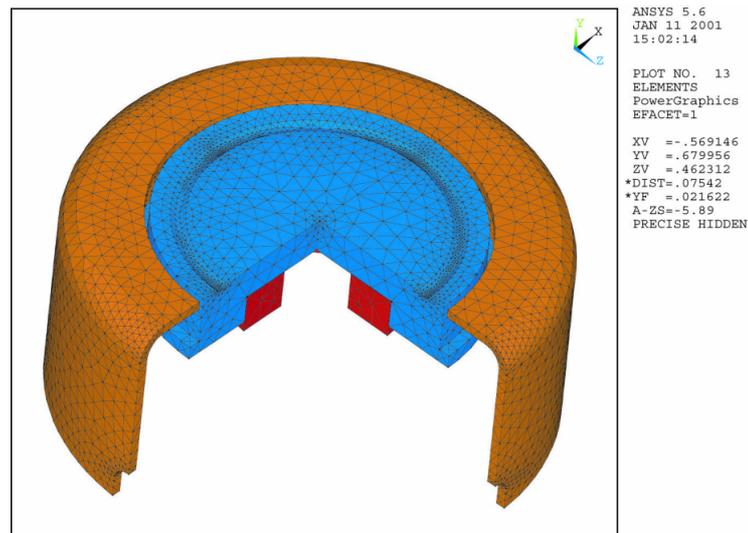


Abb. 6.2 – Simulationsmodell für ANSYS

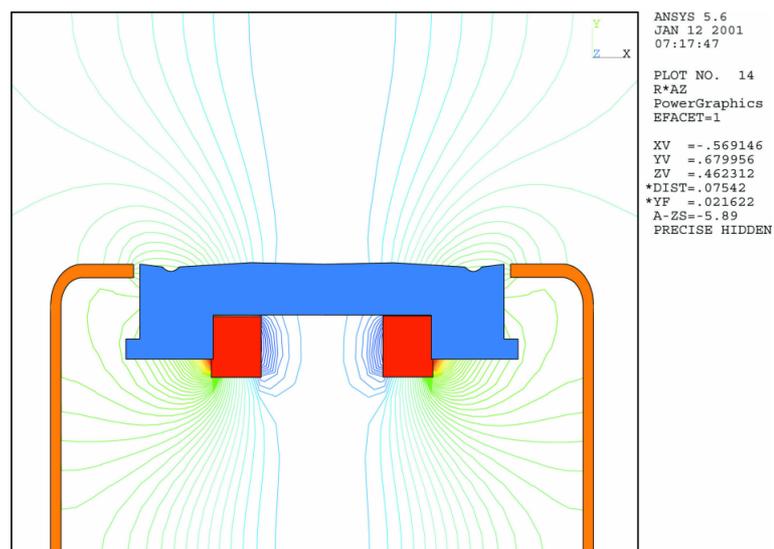


Abb. 6.3 – Magnetisches Vektorpotential der Anordnung

Als ein Ergebnis der Simulation ist in Abb. 6.3 das magnetische Vektorpotential der Anordnung dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, dass die senkrechte (y-) Komponente des Magnetfeldes im Bereich des Erosionsgrabens tatsächlich Null ist.

Das Steered-Arc-Verfahren wird u.a. durch die hohen integralen Spotgeschwindigkeiten gekennzeichnet (es wird von einer Gleichrichtung der vorher stochastischen Bewegungsvektoren ausgegangen). Die hierfür verantwortliche Kraftwirkung resultiert aus dem Eigenmagnetfeld der Spots und dem Fremdmagnetfeld der Anordnung. Über die Messung der Spotumlaufgeschwindigkeit auf dem Target kann auf den Einfluss der unterschiedlichen Felder geschlossen werden.

Im Gleichstromprozess bewirkt die Erhöhung des Verdampferstromes eine Verstärkung des Eigenmagnetfeldes. Je nach Höhe des Fremdmagnetfeldes wirkt sich dieser Effekt mehr oder minder auf die Umlaufgeschwindigkeit aus (Tab. 6.1).

Tab. 6.1 - Spotumlaufgeschwindigkeiten bei Variation des Verdampfer-Gleichstromes im Hochvakuum (HV) und in Stickstoffatmosphäre

I_{DC} <i>in A</i>	M1		M3	
	<i>HV</i>	<i>1 Pa N₂</i>	<i>HV</i>	<i>1 Pa N₂</i>
80	7,05 m/s	7,52 m/s	26,78 m/s	27,49 m/s
120	8,71 m/s	12,02 m/s	31,67 m/s	30,55 m/s

Aus der Literatur ist bekannt, dass eine zu hohe resultierende Feldstärke dazu führt, dass die gerichtete Geschwindigkeit wieder stark sinkt und sogar in die amper'sche Richtung übergehen kann. Diese Tatsache könnte der Grund dafür sein, dass die Strom- (und damit Feldstärke-) Erhöhung bei M3 von geringerem Einfluss ist.

Vom Random-Arc-Prozess ist eine höhere Fußpunktgeschwindigkeit bei höherem Stickstoffdruck durch „Springen“ zwischen den nitrierten Bereichen bekannt. Bei den beschriebenen Untersuchungen zum Steered-Arc wurde ein derartiger Einfluss unter Stickstoffatmosphäre ($p = 1 \text{ Pa}$) nicht ermittelt. Die folgenden Geschwindigkeitsangaben zum gepulsten Prozess beschränken sich daher auf die Versuche im Hochvakuum.

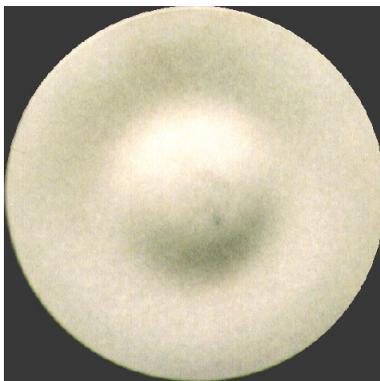
Die Verwendung eines gepulsten Bogenstromes bewirkt im Random-Arc-Prozeß ohne Magnetfeld eine erheblich beschleunigte Bewegung der Spots, wobei das Strommaximum, die Pulsdauer und die Stromanstiegsgeschwindigkeit einen Einfluss haben.

Bei der Kombination mit dem Steered-Arc-Prozess beobachtet man ein Alternieren der Subspots um die „DC-Spur“, welche weiterhin die makroskopische Bewegungsrichtung bestimmt.

Die Auswertung der Highspeed-Aufnahmen ergibt als zwei wichtige Folgen dieses Laufverhaltens:

- a) beträchtliche Vergrößerung des erodierten Bereiches
 - b) Erhöhung der mittleren Fußpunktgeschwindigkeit .
- a) Je nach Stärke des externen Magnetfeldes kann die mögliche Amplitude der Fußpunkt-auslenkung über die Pulsparameter Impulsstrom und Impulsdauer beeinflusst werden (Änderungen der Stromanstiegsgeschwindigkeit hatten keine Auswirkung). Damit verändert sich auch die Breite der erodierten Spur. Für M1 (der mittlere Bahndurchmesser 31,3 mm entspricht in etwa dem halben Targetdurchmesser; relativ schwaches Magnetfeld, Abb. 6.4 a) können die Subspots (je nach elektrischen Parametern) die komplette Targetfläche erreichen. Dabei wurde auch ein Laufen der Spots durch das Targetzentrum beobachtet. Auf Grund des schwachen Magnetfeldes gelangt der Spot in der Grundstromphase nicht immer auf die DC-Spur zurück. Der angestrebte definierte Startpunkt für den nächsten Impuls ist damit nicht gegeben.

a) Target **M1**



b) Target **M3**

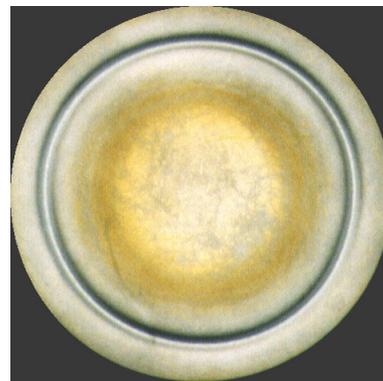


Abb. 6.4 - Targetoberflächen nach den Beschichtungsexperimenten

Auf dem Target M3 ist prinzipiell das gleiche Laufverhalten der Spots (Alternieren der Subspots um die „DC-Spur“) festzustellen. Wegen der sehr stark abgegrenzten Spur gelingt jedoch selbst bei hohen Impulsströmen und -dauern nur eine geringe Amplitude der Auslenkung (± 10 mm). Dadurch resultiert eine schlechte Targetausnutzung und eine starke Nitrierung des Titans im Targetzentrum (siehe Abb. 6.4 b).

Die Startposition für die Spotteilung befindet sich ausschließlich auf der DC-Spur.

b) Die gemessene Erhöhung der Fußpunktgeschwindigkeit könnte gemäß Gleichstromprozess aus einem höheren mittleren Bogenstrom resultieren [110]. Um diesen Einfluss auszuschließen wurde bei konstantem Grund- (80 A) und Impulsstrom (280 A) und konstantem Tastverhältnis (0,17) die Pulsfrequenz zwischen 300 Hz und 1,2 kHz variiert. Der mittlere Bogenstrom I_a bleibt so annähernd konstant bei 120 A und die Vergleichbarkeit mit den Werten aus Tab. 6.1 ist damit gegeben.

Für das Target M1 erhöht sich die mittlere Bahngeschwindigkeit von 8,7 (DC) auf ca. 11,5 m/s. Eine Abhängigkeit von der Pulsfrequenz besteht im angegebenen Bereich nicht. Gleiches ist für das Target M3 gültig, wobei die mittlere Bahngeschwindigkeit nur geringfügig von 31,7 (DC) auf 33,5 m/s steigt.

Bei genauer Analyse der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen lässt sich das Teilungsverhalten der Fußpunkte während der Impulse als Grund für die Vergrößerung der mittleren Bahngeschwindigkeit angeben. Im Gegensatz zum (idealisiert) ringförmigen Auseinanderstreben der Subspots im modifizierten Puls-Arc-Verfahren ohne Magnetfeld (siehe auch [4]) bewegen sich die Subspots im vorliegenden Fall auch während der Teilung auf der durch das externe Magnetfeld vorgegebenen Spur fort. Die Subspots streben strahlenförmig auseinander. Zur Erläuterung soll die Videosequenz und die schematische Darstellung des Spotverlaufes in Abb. 6.5 dienen.

Verlöschen während des Impulses einzelne Subspots, so erfolgt die erneute Teilung immer an der Spitze (in Laufrichtung) der Spotanordnung. So konnte auch beobachtet werden, dass immer derjenige Fußpunkt nach dem Stromimpuls noch existiert, der sich in der durch das externe Magnetfeld vorgegebenen Laufrichtung am weitesten vorn befindet.

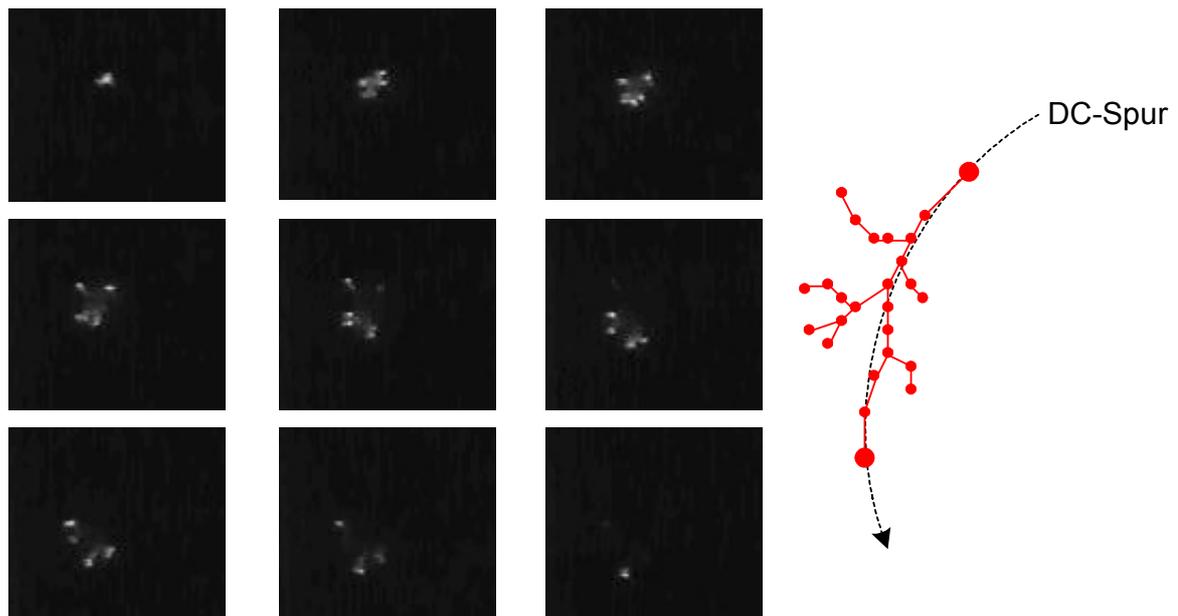


Abb. 6.5 – Videosequenz und schematischer Aufbau der sich ausbildenden Spotanordnung für einen Impuls ($I_{DC} = 80\text{ A}$; $I_P = 280\text{ A}$; $t_P = 1,04\text{ ms}$)

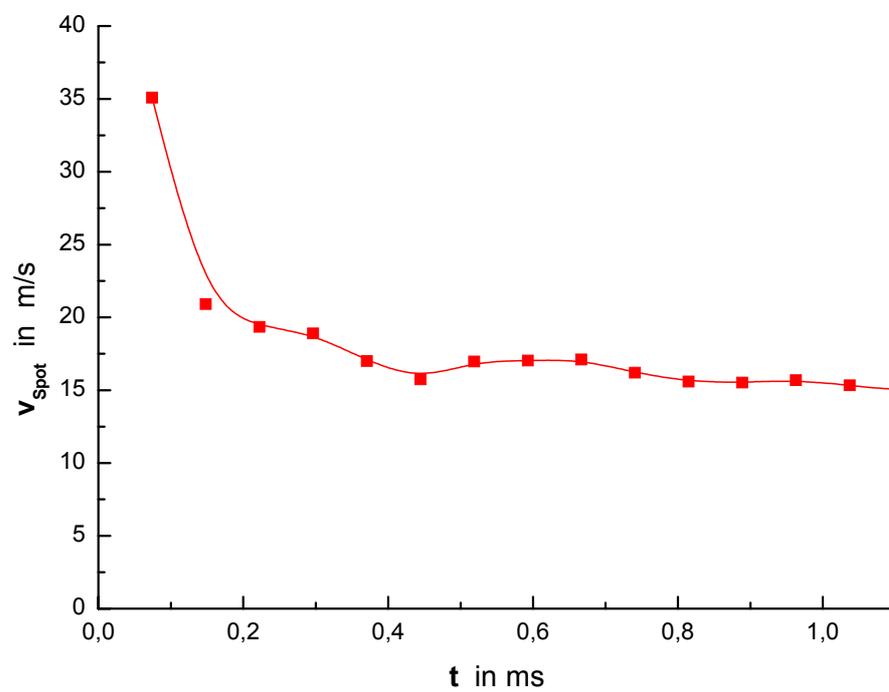


Abb. 6.6 - Verlauf der Fußpunktgeschwindigkeit (während eines Impulses gemäß Abb. 6.5)

Bei genauer Analyse der Fußpunktbewegung während eines Impulses (Abb. 6.6) berechnet man eine Anfangsgeschwindigkeit der Spots von 35 m/s. Diese sinkt dann bis auf ca. 15 m/s. Im Mittel beträgt die Spotgeschwindigkeit während eines Impulses 17,9 m/s. Diese Beschleunigung in der Impulsphase erklärt die höhere mittlere Umlaufgeschwindigkeit im gepulsten Betrieb.

Das hier beschriebene Verhalten gilt prinzipiell auch für das Target M3. Dass hier lediglich eine geringe Geschwindigkeitserhöhung festgestellt wurde, liegt in der starken Wirkung des Target-Magnetfeldes begründet.

6.2 Ionensättigungsstrom

Mittels elektrostatischer Ionenstromsonden (siehe 4.3.1) wurde die Ionenstromdichte in Abhängigkeit der verschiedenen Betriebsmodi und verwendeten Targets untersucht.

6.2.1 Gesamtionenstrom

Wie im Abschnitt 5.2.1 erläutert, ist eine Beeinflussung der Schichteigenschaften und der Schichtaufwachsrates nur bei einem deutlich erhöhten Ionenstromanteil am Gesamtstrom realisierbar. Die vom DC-Steered-Arc-Prozeß bekannten geringen Werte des Ionenanteils (siehe 2.1.2) stellen diesbezüglich ein Problem dar. Eine mögliche Einflussnahme durch das modifizierte Puls-Arc-Verfahren soll im Folgenden untersucht werden.

In Tab. 6.2 sind die Messergebnisse für den Gesamtionenstrom (Halbkugelsektor-Sonde, siehe 4.3.1) als Funktion des Betriebsmodus und des Prozessdruckes zusammengefasst. Die Messwerte wurden über einen Spotumlauf gemittelt. Für den Betrieb im modifizierten Puls-Arc-Verfahren wird zusätzlich der maximal in der Impulsphase gemessene Ionenstromanteil (dann bezogen auf das Bogenstrommaximum) angegeben.

Tab. 6.2 - Gesamtionenstrom als Funktion des Betriebsmodus und des Prozessdruckes
(arithmetischer Mittelwert des Bogenstromes $I_a = 120 A$)

Target	Arc-Process		Hochvakuum ($1 \cdot 10^{-3}$ Pa)	N ₂ -Atmosphäre (1 Pa)
			i_{ion} / i_{arc} [%]	i_{ion} / i_{arc} [%]
Random	DC		10,2	9,4
	Puls	Arithm. MW	13,2	10,2
		Max. (während d. Impulses)	25,5	16,8
Steered (M1)	DC		12,9	10,6
	Puls	Arithm. MW	15,3	12,7
		Max. (während d. Impulses)	32,4	28,5
Steered (M2)	DC		11,0	9,4
	Puls	Arithm. MW	13,9	12,1
		Max. (während d. Impulses)	38,9	33,7
Steered (M3)	DC		11,7	11,0
	Puls	Arithm. MW	16,3	17,4
		Max. (während d. Impulses)	56,2	55,1

Der Gesamtionenstrom (d.h. der Anteil des Ionenstromes am Gesamt-Bogenstrom) steigt durch Pulsation des Bogenstromes (Tab. 6.2) bei allen eingesetzten Targets und deutet auf eine mögliche Erhöhung der Beschichtungsrate hin. Die größten Werte konnten für das Target M3 gemessen werden. Der Ionenstromanteil beträgt hier im arithmetischen Mittel 17 % und erhöht sich auf maximal 56 % (während des Impulses).

Durch die nicht ideale Sondenordnung (größte Sondenfläche befindet sich seitlich der Katode) kann ein Einfluss von Interferenzen aus Spotumlaufgeschwindigkeit und Pulsfrequenz nicht ausgeschlossen werden. Für Target M3 wirkt sich in dieser Hinsicht auch der größere Durchmesser des Spottracks aus.

6.2.2 Parametereinfluss auf die Ionenstromdichteverteilung

Referenz für diese Untersuchungen war der Gleichstromprozess mit gleichem mittleren Bogenstrom. Das Target M1 repräsentiert den Steered-Arc-Prozess.

Der Ionensättigungsstrom wurde über drei statische Sonden in den Winkeln 0° , 45° und 90° zur Katodensenkrechten gemessen (Abstand zum Targetzentrum: 150 mm). Mit dem Ziel der Vergleichbarkeit wurde die ermittelte Ionenstromdichte auf den Bogenstrom bezogen ($j' = j/I_{\text{arc}}$).

In großen Winkeln zur Katodensenkrechten konnte kein signifikanter Einfluss der Pulsation auf den Ionenstrom festgestellt werden. Die Aussagen decken sich mit den bekannten Verhältnissen beim modifizierten Puls-Arc-Verfahren auf Random-Arc-Targets (siehe Abschnitt 5.2.3).

Ein klarer Anstieg von j' wurde senkrecht über dem Target gemessen (bis zu 27 % auf Random-Arc-Target und bis zu 35 % auf Steered-Arc-Target). Das deutet auch bei dieser Verfahrenskombination auf eine fokussierte Plasmasäule hin.

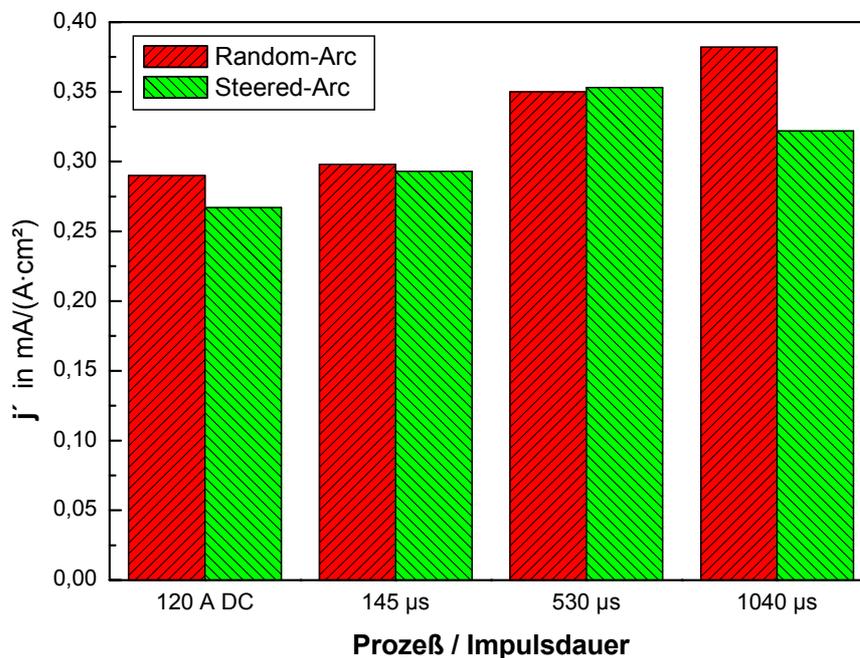


Abb. 6.7 - Ionenstromdichte senkrecht über dem Target, bezogen auf den Bogenstrom, als Funktion der Pulsdauer

Ein Einfluss der Pulsfrequenz besteht im betrachteten Bereich (300 Hz – 3 kHz) nicht. Wie Abb. 6.7 zeigt, konnte eine Abhängigkeit von der Impulsdauer festgestellt werden. Diesem Verhalten liegt das in Kapitel 5 beschriebene Verhalten des Ionenstromes während eines Impulses zu Grunde. Bei kleinen Impulszeiten wird das Bogenstrommaximum (und damit das Ionenstrommaximum) nicht erreicht. Für die vorliegende Messreihe ist bei 530 μs das Optimum zwischen Ionenstromüberhöhung am Pulsbeginn und Sättigung in der Phase konstanten Pulsstromes erreicht. Auf dem Steered-Arc-Target führt eine weitere Vergrößerung der Impulsdauer zu keiner weiteren Steigerung des Ionenstromes.

6.2.3 Zeitverhalten des Ionenstromes

Das zeitliche Verhalten des Ionenstromes bei der Kombination aus Steered-Arc und modifiziertem Puls-Arc-Prozeß (Abb. 6.8) ist vergleichbar mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5. Die dort getroffenen Aussagen haben auch hier Gültigkeit. Die maximale Ionenstromdichte tritt demnach in der Stromanstiegsphase zu Pulsbeginn auf und ist stark mit der dynamischen Leistungserhöhung verknüpft. Lange Impulszeiten lassen die Ionenstromdichte auf Werte des DC-Prozesses fallen.

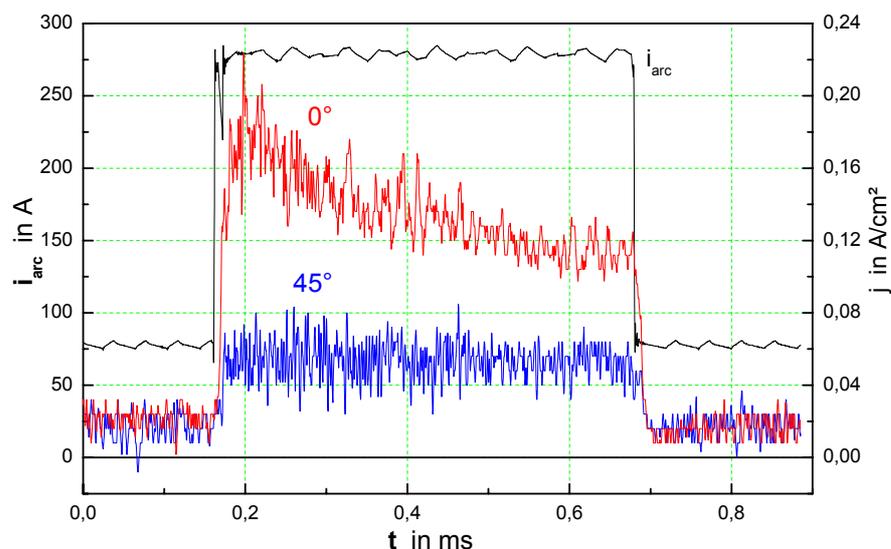


Abb. 6.8 - Zeitlicher Verlauf von Bogenstrom und Ionenstromdichte in 0° und 45°
($I_{DC} = 80 \text{ A}$; $I_P = 280 \text{ A}$; $t_P = 510 \mu\text{s}$)

In 45° zur Katodensenkrechten wurde ein sehr gleichmäßiger Ionenstrom gemessen. Die festgelegte Bahn für den Beginn der Spotteilung verringert demnach die Fluktuation in den Werten für 45°.

6.3 Beschichtungsversuche

Unter Nutzung der Erkenntnisse aus 6.1 und 6.2 wurden Beschichtungsversuche durchgeführt.

Schichten aus TiN_x wurden auf Substraten aus Silizium und Edelstahl abgeschieden. Vier unterschiedliche Prozesse (DC-Random-Arc, Puls-Random-Arc, DC-Steered-Arc, Puls-Steered-Arc) wurden verglichen (Beschichtungsparameter gemäß Tab. 6.3; M1 diente als Steered-Arc-Target). Die Proben wurden mittels REM analysiert. Ein Kalo-Tester diente zur Ermittlung der Schichtdicke.

Tab. 6.3 - Beschichtungsparameter

Parameter	DC-Prozeß	mod. Puls-Arc-Prozeß
Bogenstrom (arithmet. MW)	120 A	120 A
Grundstrom	120 A	80 A
Pulsstrom	-	280 A
Pulsfrequenz	-	340 Hz
Pulsdauer	-	500 µs
Biasspannung	-150 V	-150 V
Stickstoffdruck	1 Pa	1 Pa

Bemerkenswerte Unterschiede in der Schichtstruktur wurden bei der Untersuchung mittels REM nicht festgestellt.

Deutlich beeinflusst wurde jedoch die Beschichtungsrate (siehe Abb. 6.9).

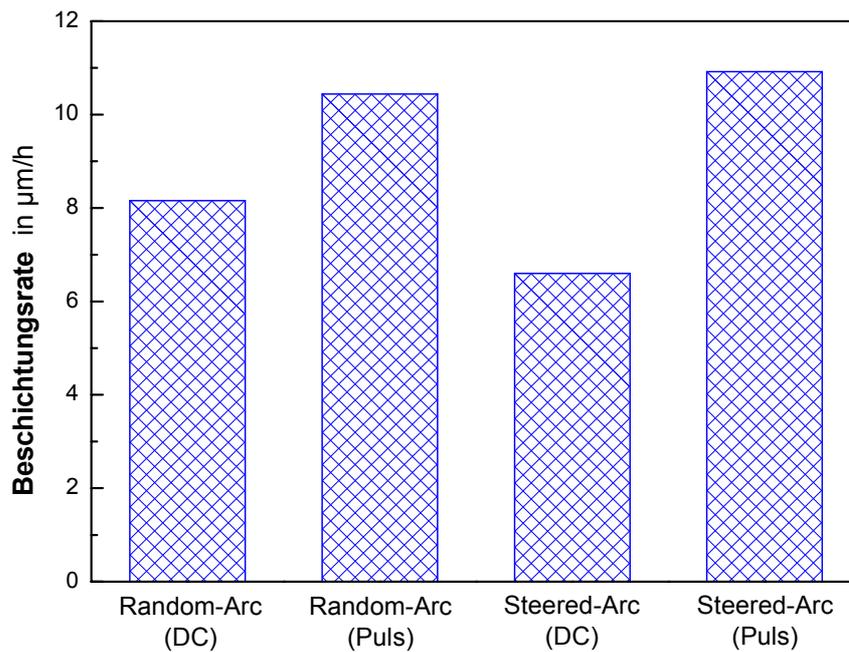


Abb. 6.9 – Beschichtungsrate im Vergleich der untersuchten Prozesse (DC: 120 A; Puls: $I_{DC} = 80$ A; $I_P = 280$ A; $t_P = 510$ µs; $f_P = 340$ s⁻¹)

Für den Steered-Arc-Prozess mit gepulstem Bogenstrom kann beispielsweise ein Anstieg um 65 % gegenüber dem DC-Steered-Arc angegeben werden, so dass die Beschichtungsrate mit dem modifizierten Puls-Arc-Verfahren ohne Magnetfeld vergleichbar wird. Hier kann man zu der Aussage kommen, dass durch die Strompulsung die Effekte im Plasma (Fokussierung, höhere Ionenstromdichte) die negativen Effekte am Target (z.B. verringerter emittierter Ionenstrom) kompensieren.

Die am Substrat gemessene Droplettdichte bestätigt die theoretische Annahme - es gelingt durch die Kombination mit dem gepulsten Lichtbogenstrom, die bereits geringe Droplettdichte des Steered Arc nochmals abzusenken (von 4,5 % auf 3,9 %).

Insbesondere ein deutlich verringerter Anteil an kleinen Droplets (<1 µm) führt zu dieser geringeren Flächenbelegungsichte. Die aus Abb. 6.10 ebenfalls ersichtliche relative Verringerung der großen Droplet (>10 µm) kann auf Grund der sehr geringen Absolutzahl von Droplets dieser Kategorie nicht als gesichert angesehen werden.

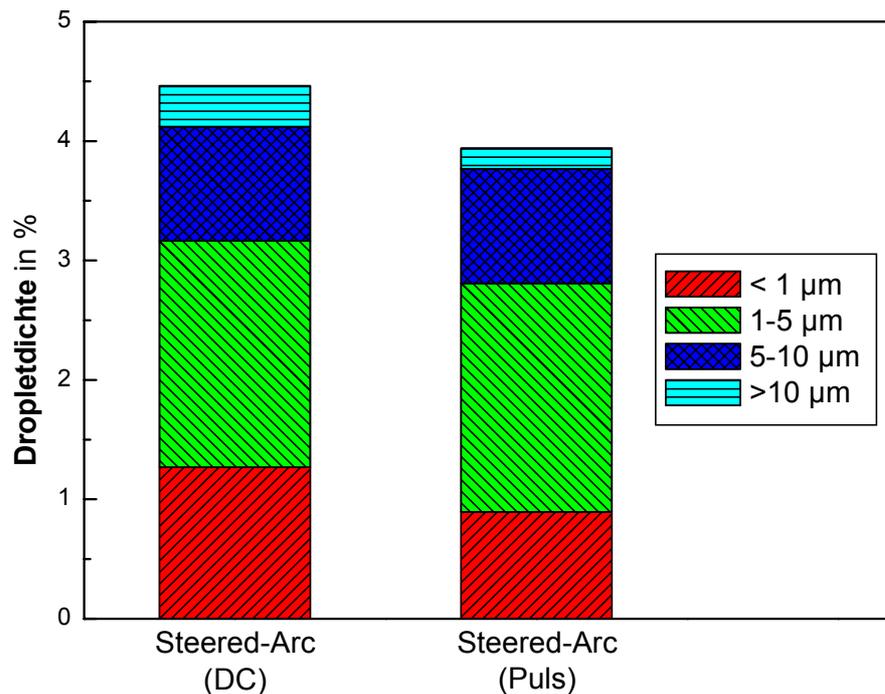


Abb. 6.10 - Dropletichte beim Steered-Arc
(DC: 120 A; Puls: $I_{DC} = 80$ A; $I_P = 280$ A; $t_P = 510$ µs; $f_P = 340$ s⁻¹)

6.4 Schlussfolgerungen

Die bisherigen, Grundlagencharakter tragenden Untersuchungen zeigen die Möglichkeit, die Kombination aus Steered-Arc- und modifiziertem Puls-Arc-Verfahren zu einem industriell nutzbaren Stand zu führen.

Die Beeinflussung der Lichtbogenfußpunktbewegung ist sehr gut steuerbar und erlaubt durch die hohe Flexibilität der Impulsparameterwahl die Anpassung an verschiedenste Verdampfer- bzw. Magnetfeldanordnungen. Hierbei zeigte sich, dass es zweckmäßig ist, den Spot nicht zu stark zu führen. Ein Magnetfeld, welches den Spot in der DC-Phase auf einer definierten Spur hält, die Bewegung während des Impulses jedoch nicht zu stark eingrenzt, ist geeignet, eine gute Targetausnutzung zu erzielen.

Durch die Messung des Ionenstromes konnte nachgewiesen werden, dass die diesbezüglichen Nachteile des DC-Steered-Arc-Prozesses (verringertes Ionenstrom und damit reduzierte Schichtbildungsrate) verringert bzw. ausgeschlossen werden können. Als technologisch vorteilhaft wird insbesondere angesehen, dass deutlich effektiver (mit höherer Rate)

beschichtet werden kann, die Qualität davon jedoch unbeeinflusst bleibt oder sogar verbessert werden kann. Die Verringerung der Dropletmission könnte durch weitere Parameteranpassung noch vorangetrieben werden.

7 Vakuumbogenbeschichtung mit gepulstem Verdampferstrom und gepulster Biasspannung

Einige bekannte Probleme der Schichtabscheidung bei der katodischen Vakuumlichtbogenbeschichtung korrelieren mit einer durch zahlreiche Faktoren beeinflussten Bildung, Bewegung und Anlagerung der schichtbildenden Metallionen (siehe 3.).

Vorteilhaft wäre der Eingriff in diese Prozesskette. Aus Sicht der Elektrotechnik gibt es zwei Wege zur Prozessbeeinflussung über äußere elektrische Parameter.

Der Einsatz gepulster Biasspannung (siehe 2.2.2) wird industriell hauptsächlich zur Reduzierung der Substrattemperatur gewählt. Die dabei ebenfalls beobachtete Verbesserung der Schichthaftung wird mit der Ausbildung eines sehr guten Interfacebereiches durch höhere Ionenenergie in Zusammenhang gebracht.

Die prozessrelevanten Vorteile gepulsten Lichtbogenstromes bei der Vakuum-Arc-Beschichtung (Ionenstrom, -ladung, Beschichtungsrate, Makroteilchenemission) wurden ebenfalls in Abschnitt 2 angedeutet. Die industrielle Nutzung der hohen Ionenstromdichte (in Kombination mit einem Plasmafilter) ist zum Beispiel vom gefilterten Hochstrombogen bekannt (ϕ -HCA) [85, 86].

Die in vorliegender Arbeit erzielten Ergebnisse bestätigen die genannten Erkenntnisse (Kap. 5) für den modifizierten Puls-Arc-Prozeß und ergeben Ansatzpunkte zu deren praktischer Nutzung in Kombination mit gepulster Biasspannung.

Der gedankliche Hintergrund dieser Verfahrenskombination liegt darin, die oben beschriebenen Probleme bei der Beschichtung dreidimensionaler Substrate durch die gleichzeitige Nutzung der Vorteile beider Teilprozesse zu verringern.

Eine mögliche Variante der Verfahrenskombination stellt der asynchrone Modus dar. Hierunter ist die Verwendung des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens und der gepulsten Biasspannung am gleichen Prozess, jedoch ohne jegliche (vor allem zeitliche) Kopplung beider Versorgungsquellen, zu verstehen.

Von einem synchronen Modus wird nachfolgend dann ausgegangen, wenn die Quellen derart betrieben werden, dass die Impulse des Lichtbogenstromes und der Biasspannung bei gleicher Pulsfrequenz f_p synchron bzw. definiert zeitlich versetzt sind.

Die Untersuchungen sollen zeigen, ob ein synchroner Betrieb (mit dem dann erforderlichen schaltungstechnischen Aufwand) erforderlich ist oder bereits im asynchronen Modus Vorteile erzielt werden können. Kann man durch die Überlagerung der hohen Ionenstromdichten beider Teilprozesse die mittlere Biasspannung senken, so reduziert man die eingangs beschriebenen Nachteile, wie z.B. die Verrundung von Kanten auf Grund der dort wirkenden hohen Feldstärken. Ebenso ist in diesem Zusammenhang eine Reduzierung des mittleren Lichtbogenstromes bei gleicher Beschichtungsrate denkbar. Diese Variante geht mit einer reduzierten Emission von Droplets und einer Senkung der Substrattemperatur einher.

Bei der vollständigen Synchronisation der Impulse des Puls-Arc und des Puls-Bias wird erwartet, die emittierten Ionen durch einen Biasspannungsimpuls zu beschleunigen, welcher aber während des Teilcheneinbaus in die Schicht bereits beendet ist, um Einflüsse der Feldstärkeverschiebungen am Substrat auszuschließen.

Zur Einordnung besonders zu beachtender Substratgeometrien erfolgen außerdem Simulationsuntersuchungen zur Verteilung der elektrischen Feldstärke.

7.1 Theoretische Analyse der elektrischen Feldstärke an Substraten unterschiedlicher Geometrie

7.1.1 Systematisierung von Substratgeometrien und numerisches Lösungsverfahren

Als eine Basis der Untersuchungen zur Verteilung der elektrischen Feldstärke an Substraten wird die Systematisierung möglicher Substratgeometrien, auch im Vergleich zu anderen physikalischen Beschichtungsverfahren, angesehen. Mit Hilfe der systematisierten Substratgeometrien werden auf diese Weise erarbeitete Beschichtungsabläufe und angepasste elektrische Parameter auf andere Beschichtungsanlagen übertragbar.

Hierzu wurde der Stand der Forschung analysiert (siehe auch 2.5). Trotz einiger Arbeiten zur Thematik, welche vorrangig Bezug zum Magnetronspütern haben, erfolgt dort größ-

tenteils keine systematische Analyse von Geometrien. In Anlehnung an die Arbeiten des FEM Schwäbisch Gmünd [111] und von Berg [112] wurde eine Konzentration auf die geometrischen Formen Nut (U- und V-förmig) sowie Keil entschieden.

Im Ergebnis wurden die Geometrien U-Nut (Tiefen-Breiten-Verhältnis 0,5 ... 3,0), V-Nut ($\alpha = 30^\circ, 54^\circ$ und 90°) und Keil ($\alpha = 30^\circ, 54^\circ$ und 90°) festgelegt (Abb. 7.1).

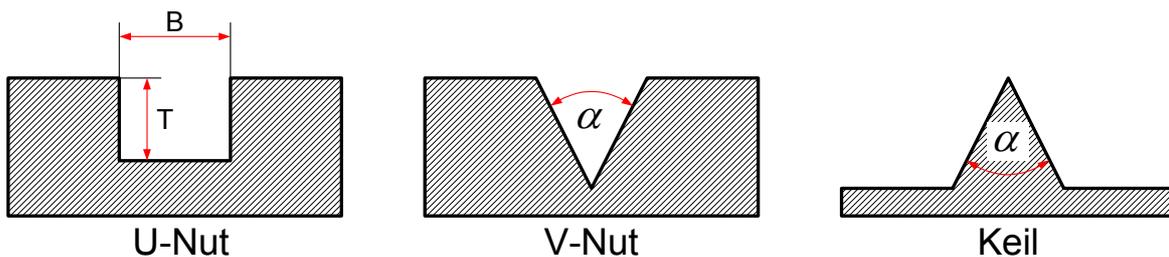


Abb. 7.1 - Geometrische Verhältnisse der untersuchten Substratformen (Schnittdarstellung)

Für diese Geometrien soll die Verteilung der elektrischen Feldstärke ermittelt werden. Hiermit ist es u.a. möglich, kritische Anordnungen bzw. Dimensionen zu finden.

Die Bedingungen der Beschichtungspraxis erlauben eine analytische Betrachtung von Feldstärkeverhältnissen an Substraten nur bedingt. Sie sind nur für einfache Bauteilformen (stabartig, unendlich groß, kreisförmig usw.) sowie unter stark vereinfachten Randbedingungen möglich. In der Praxis sind die Bauteilformen jedoch meist sehr komplex und die Randbedingungen sehr variabel. Der Einsatz numerischer Lösungsverfahren ist hier zwingend erforderlich. Beispielsweise analysiert J. Stache Abscheideprofile in Katoden-Zerstäubungsanlagen mittels Finite Differenzen Methode (FDM) [113].

Für die vorliegenden Untersuchungen wurde die Finite Elemente Methode (FEM) gewählt. Die FEM ist ein bereichsweise angewandtes numerisches Näherungsverfahren. Bei der rechnerischen Simulation geht man von Differentialgleichungen aus, welche an einem differentiell kleinen Teil das Verhalten einer Struktur beschreiben. Die Näherungsfunktion für das Gesamtgebiet setzt sich also zusammen aus den Lösungsansätzen der Teilgebiete. Wobei sich die Teilgebiete an den Übergängen der Bereiche kontinuierlich an die Nachbarbereiche anschließen. Die Teilgebiete werden als Elemente und die Verbindungen der Teilgebiete als Knoten bezeichnet.

Als Simulationstool kam ANSYS mit dem Elementtyp *SOLID22* (3D-Typ; 20 Knoten; Knoten-Freiheitsgrad: Volt; Materialeigenschaft: Dielektrizitätskonstante ϵ) zur Anwendung. Eine Berücksichtigung der Potentialabschattung in der Randschicht (charakterisiert durch die Debye-Länge λ_D) erlaubt das verwendete Modell nicht.

Die festgelegten Geometrien wurden derart umgesetzt, vermascht und mit den Randbedingungen (Substratoberfläche: negatives Biaspotential; Kammer: Anode) versehen.

Nach Durchlaufen der Lösungsroutine wurden Ergebnisse wie in Abb. 7.2 ersichtlich erhalten.

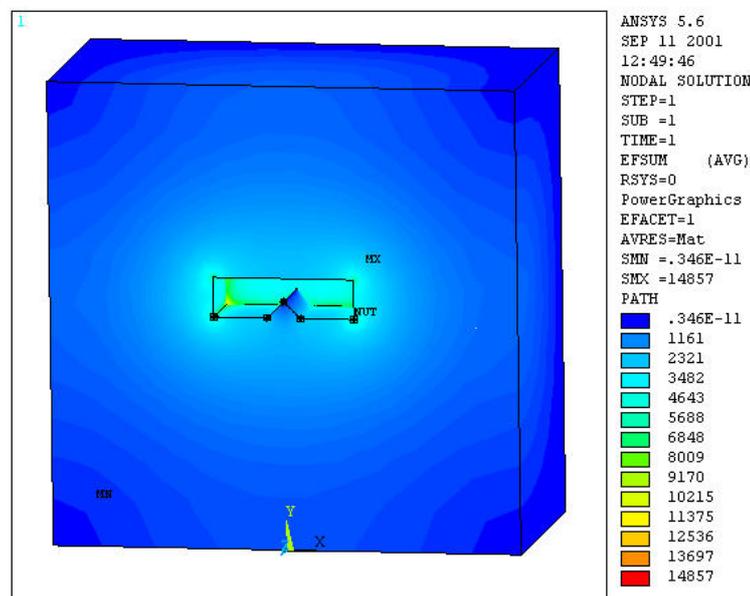


Abb. 7.2 – 3D-Darstellung zur Verteilung der elektrischen Feldstärke
 (V-Nut 90° ; $U_{Bias} = -100\text{ V}$)

Aus diesen dreidimensionalen Lösungen wurde die elektrische Feldstärke auf einem Weg entlang der geometrischen Form (z.B. V-Nut) in Substratsmitte (d.h. auf einer x-y-Schnittebene bei $z/2$ – siehe Abb. 7.2) dargestellt. Für eine Vergleichbarkeit der Geometrien wurde der Weg normiert. Alle Ergebnisse beziehen sich auf eine Biasspannung von -100 V .

7.1.2 Ergebnisse der numerischen Feldsimulation

V-Nut:

Die Verteilung der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel V-förmiger Nuten zeigt Abb. 7.3. Je kleiner der Öffnungswinkel, umso geringer ist die elektrische Feldstärke auf den Nutflanken, insbesondere im Nutzentrum. Die Feldstärke am Rand der V-Nut hingegen steigt mit Verkleinerung des Öffnungswinkels. Eine deutliche stärkere Beschichtung dieser Bereiche gegenüber dem Nutgrund ist hier zu erwarten.

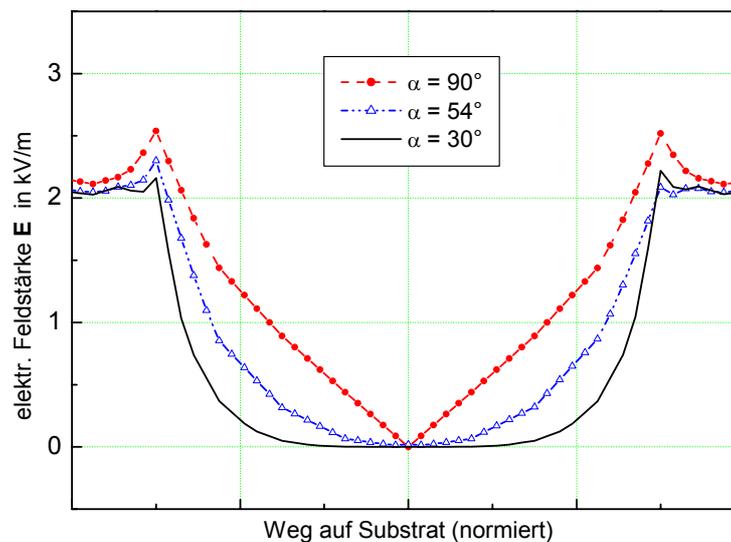


Abb. 7.3 - Verteilung der elektrischen Feldstärke an V-Nuten als Funktion des Öffnungswinkels α

Die Untersuchungen in [111] bestätigen diese Simulationsergebnisse. Die Schichtdicken sind unabhängig von Quellenabstand bei einem Winkel von 90° am größten. Eine Verringerung der Schichtdicke mit der Beschichtungstiefe (Tiefe $\uparrow \Rightarrow \alpha \downarrow$) wird angegeben. Neben der elektrischen Feldstärke ist hier auch der Einfallswinkel der Metallionen zu berücksichtigen.

U-Nut:

Unter Variation des Tiefen-Breiten-Verhältnisses von U-förmigen Nuten (analog: Tiefen-Durchmesser-Verhältnis von Grundbohrungen!) wurde die Verteilung der elektrischen Feldstärke bestimmt (Abb. 7.4). Am Nutgrund ist bei einem Verhältnis $T/B = 1,5$ und größer keine messbare Feldstärke feststellbar. Eine Beschichtung dieser Bereiche ist unwahr-

scheinlich. Da an den Nutflanken, insbesondere nahe des Randes, deutlich höhere Feldstärken vorherrschen ist ein Zuwachsen der Nut ohne Beschichtung des Nutgrundes zu erwarten.

Bei flachen Nuten hingegen ($T/B \downarrow$) ist im Zentrum der Nut wieder ein Ansteigen der Feldstärke festzustellen.

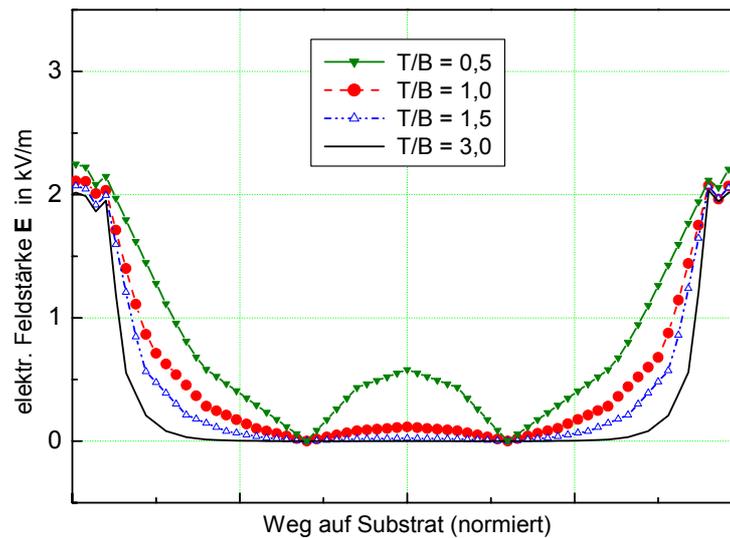


Abb. 7.4 - Verteilung der elektrischen Feldstärke an U-Nuten als Funktion des Tiefen-Breiten-Verhältnisses

Der Einfallswinkel des Teilchenstromes ist für U-Nuten gleich. Der ausgeprägte Abfall der Schichtdicke an den Nutflanken [111] ist kausal mit den Feldstärkeverhältnissen verbunden. Gleichzeitig wird bereits ab ca. 2 mm [111] Beschichtungstiefe eine Schwarzfärbung der Schichten festgestellt. Zusammenfassend werden die Seitenbereiche von U-Nuten bereits ab Nuttiefen von ca. 2 mm als ungeeignet für Hartstoffschichten ausgewiesen [111].

Diese Erkenntnisse konnten durch die Untersuchung der Bodenbeschichtungen von Grundbohrungen bestätigt werden. Im Randbereich der Kreise wurde eine dunkle (braune) Zone festgestellt (Abb. 7.5a). Die Farbe Braun deutet im System Ti_xN_y auf einen hohen Stickstoffgehalt der Schicht hin. Erklärbar wäre dieser Effekt unter Berücksichtigung des Feldverlaufes in der U-Nut – eine Abschattung vom direkten Ti-Ionenbeschuss, bedingt durch die hohen Feldstärken am Rand des Loches, ist wahrscheinlich.

Oben getroffene Aussage wird dadurch bestätigt, dass die Ausbildung der Randzone durch den Einsatz gepulsten Lichtbogenstromes (höhere Ionenstromdichte; höhere Geschwindigkeit) verringert werden konnte (Abb. 7.5b).

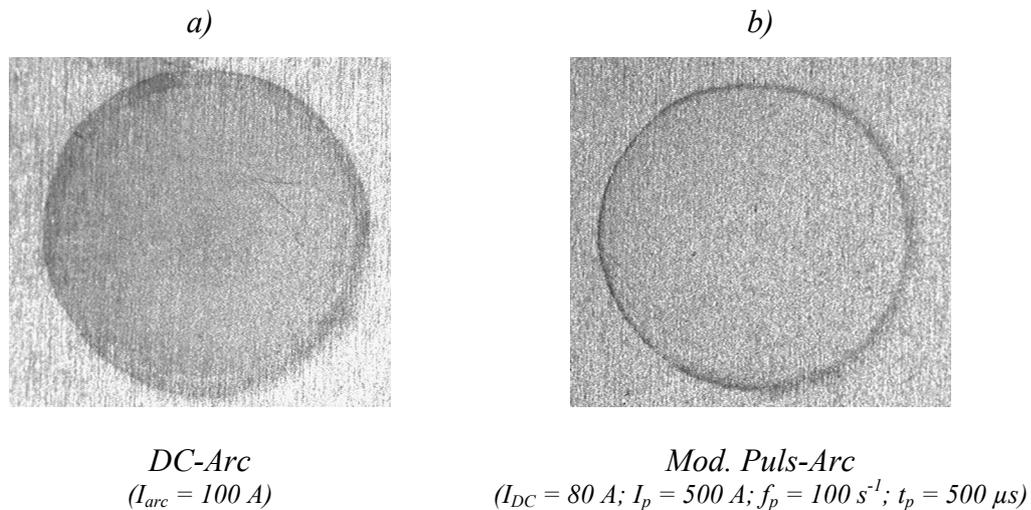


Abb. 7.5 - Einfluss des Prozessmodus auf die Randzonenausbildung
(jeweils DC-Bias: $U_{Bias} = -150 V$)

Keil:

Für die Keilwinkel 30° , 54° und 90° wurde eine Simulation des Verlaufes der elektrischen Feldstärke durchgeführt. An den Spitzen der Keile treten Feldstärkewerte auf, die deutlich höher als bei den V- und U-Nuten sind. Auf Grund der Geometrie war das zu erwarten. Unerwartet zeigt sich jedoch das Maximum der elektrischen Feldstärke in Abb. 7.6, das nicht bei einem Keil mit spitzem Winkel (30°), sondern bei 54° auftritt. Ebenso ist der Verlauf der Feldstärke bei 30° unerwartet. Hier kommt es unterhalb der Spitze zu einem Gebiet mit konstanter elektrischer Feldstärke. Eine Erklärung gelingt nicht. Aus der Literatur ist jedoch bekannt, dass es in Bereichen unterhalb der Schneidkante zu sehr hohen Beschichtungsraten kommen kann [114].

In jedem Falle ist für diese geometrische Form die Keilspitze (Schneide) von dominierender Bedeutung. Dort auftretende Kantenverrundungen mindern die Qualität beschichteter Schneidwerkzeuge merklich. Die Schichtdicke sinkt auch für größere Keilwinkel rapide mit der Beschichtungstiefe [111]. Bei gleichen Einfallswinkeln wurden an den Keilflächen jedoch größere Schichtdicken und homogenere Schichtdickenverteilungen als in den V-Nuten gemessen.

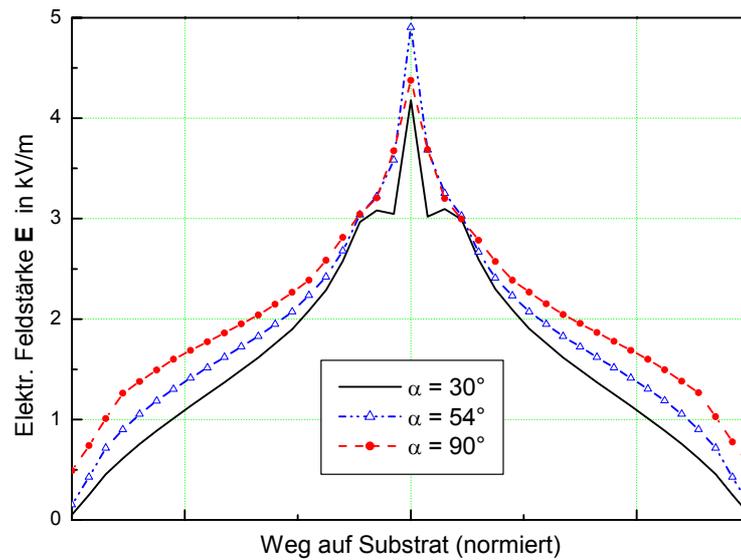


Abb. 7.6 - Verteilung der elektrischen Feldstärke an Keilen als Funktion des Keilwinkels α

Fazit:

Der teilweise stark inhomogenen Feldverteilung kann und muss mit Mitteln der Leistungselektronik entgegengewirkt werden. Insbesondere die schlechte Beschichtung des Nut-/Lochgrundes und die starke Beschichtung von Schneidkanten sind für zahlreiche Anwendungsfälle problematisch.

Aus dem Kapitel 5 existieren Kenntnisse, die Plasmakeule (und damit die Schichtdickenverteilung) über die Pulsparameter des Lichtbogenstromes so zu beeinflussen, dass tiefer liegende Strukturen von einem größeren Metallionenstrom erreicht werden. In Abb. 7.5 ist ein Beispiel für die Auswirkungen dessen gegeben.

Die im Folgenden dargelegten Untersuchungen sollen das Potential der Verfahrenskombination von Puls-Arc und Puls-Bias zur Reduzierung dieser Probleme aufzeigen.

7.2 Schaltungstechnische Umsetzung der Verfahrenskombination von Puls-Arc und Puls-Bias

Zur Umsetzung der Kombination von Bogenstromimpulsen und Biasspannungsimpulsen ist neben der Pulsstromquelle eine Puls-Bias-Quelle erforderlich. Mit dem Ziel der Über-

tragbarkeit von Ergebnissen wurde auch hier, wenn möglich, auf industrielle Komponenten zurückgegriffen.

Es wurde eine Spannungsversorgung aufgebaut, die in ihren Hauptbaugruppen sowohl für den asynchronen als auch für den synchronen Modus verwendbar ist. Die wesentlichen Komponenten sind eine DC-Spannungsquelle (0-1000 V) und ein nachgeschalteter IGBT-Pulser (siehe Abb. 7.7), welcher aus der Eingangsgleichspannung unipolare Spannungsimpulse (ohne Gleichspannungs-Offset) generiert.

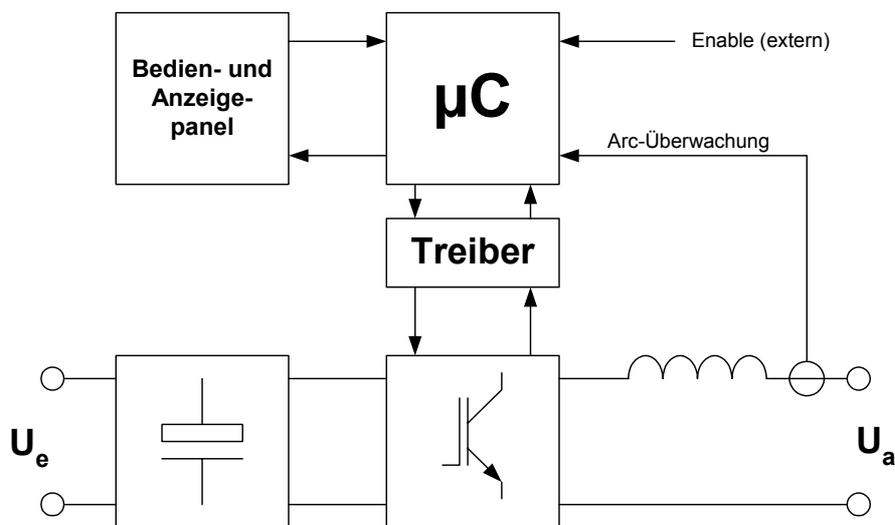


Abb. 7.7 - Blockschaltbild der unipolaren Pulsspannungsversorgung

Die am Eingang anliegende Spannung wird in einer Kondensatorbatterie gepuffert. Diese Maßnahme ermöglicht es der Pulsstromquelle, kurzzeitig einen Ausgangsstrom mit sehr hohen Augenblickswerten bereitzustellen. Über eine Mikroprozessorsteuerung kann die Pulsquelle autark (für den Asynchronbetrieb) betrieben werden. Die wichtigsten Parameter der Puls-Bias-Quelle sind dabei: Ausgangsspannung 0-1000 V (DC oder unipolar gepulst; Maximum ist von Eingangsspannung abhängig), Ausgangsstrom bis zu 30 A, Pulsfrequenz 0,25 Hz – 33 kHz.

Die vom Mikroprozessor generierten Ansteuersignale werden dem Gatedriver der IGBT-Module zugeführt. Hier erfolgen die Potentialtrennung und Leistungsanpassung der Ansteuersignale sowie der Schutz und die Überwachung der IGBT-Module. Im Ausgangskreis der Pulsspannungsquelle wird der Strom zur Unterdrückung des Arcing (Entstehen von Lichtbögen auf dem Substrat) gemessen und der Steuerung gemeldet.

Für den Prozessmodus mit synchronen Lichtbogenstrom- und Biasspannungsimpulsen ist eine Verknüpfung der entsprechenden Versorgungsquellen erforderlich. Bei den nachfolgenden Untersuchungen wurde der Leistungsteil einer Inverterstromquelle und der oben beschriebene Spannungspulser verwendet. Die Ansteuerung der Inverterstromquelle wurde über einen externen Signalgenerator realisiert. Dessen Ausgangssignal wurde über den Eingang „ENABLE“ (siehe Abb. 7.7) ebenfalls der Pulsspannungsquelle zugeführt. Das hat zur Folge, dass beide Quellen ein synchrones Startsignal erhalten. Während die Inverterstromquelle den Stromverlauf direkt vom Signalgenerator vorgegeben bekommt, läuft der Spannungspulser nach dem Startimpuls wieder autark, d.h. seine Pulsfrequenz wird vom internen Systemtakt bestimmt. Hierdurch kam es, insbesondere bei längeren Prozesszeiten, zu zeitlichen Verschiebungen zum Stromverlauf.

Weitere schaltungstechnische Varianten einer Synchronisierung von Lichtbogenstrom- und Biasspannungsimpulsen sollen daher aufgezeigt werden.

Idealerweise kann man beide Quellen aus einer Steuerung betreiben oder Signale aus einer der beiden Quellen-Steuerungen direkt in der jeweils anderen verarbeiten. Der dann einheitliche Systemtakt bewirkt eine exakte Überlagerung (bzw. einen definierten zeitlichen Versatz) beider Ausgangsimpulse. Diese Schaltungsvariante bedingt jedoch, die Strom-/Spannungsversorgung samt Steuerung speziell aufzubauen. Auf industrielle Komponenten kann nur bedingt zurückgegriffen werden.

Benutzt man eine Inverterstromquelle zur Generierung des modulierten Impulsstromes, welche keine Signale der Steuerung nach extern bietet, so ist eine Schaltung zur Messung des Ausgangsstromes und eine daraus abgeleitete Ansteuerung des Spannungspulsers erforderlich (Abb. 7.8).

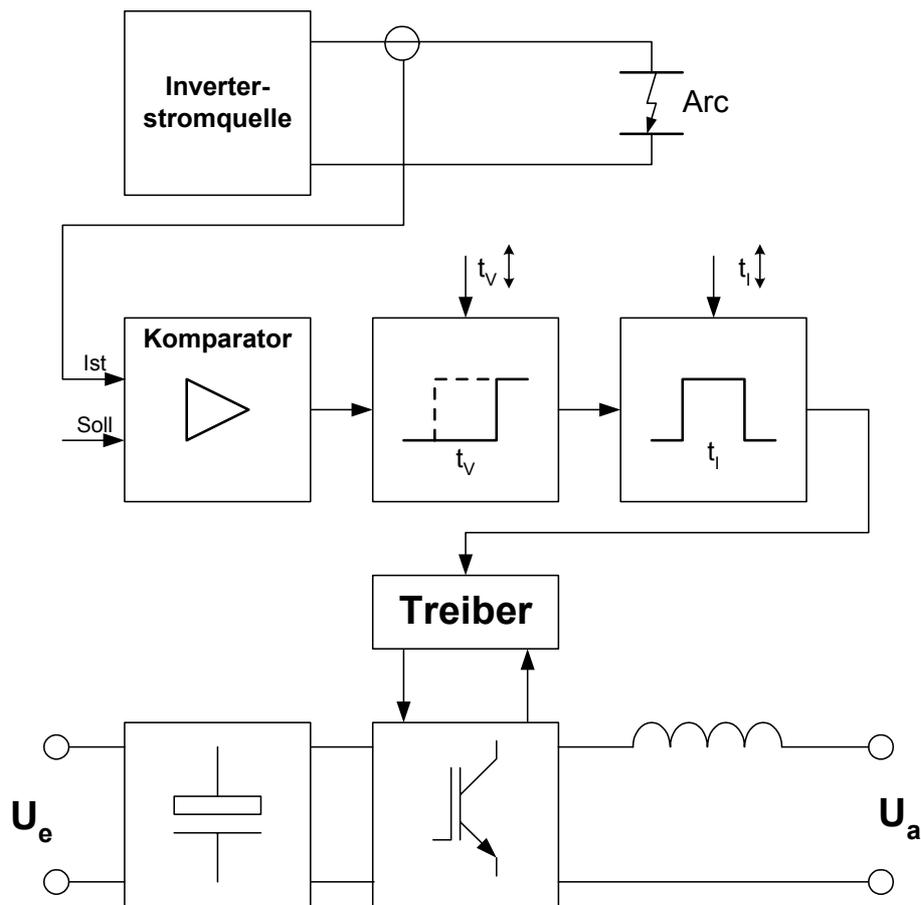


Abb. 7.8 - Blockschaltbild einer möglichen Synchronisationsschaltung

Die Strommessung sollte potentialfrei (Stromwandler; optische Signalübertragung o.ä.) erfolgen. Das Messsignal wird in einer Spannungskomparatorschaltung (z.B. unter Verwendung von LM339) mit einem Sollwert verglichen. Das hat gegenüber einer direkten Weiterverarbeitung den Vorteil, dass die richtige Wahl der Komparatorschwelle den Störabstand und damit die Erkennungssicherheit des Stromimpulses verbessert. Da für die weitere Verarbeitung lediglich das Erkennen der positiven Signalflanke erforderlich ist, muss eine Komparatorhysterese nicht vorgesehen werden. Das digitale Komparator-Ausgangssignal wird einer Impulsgenerierung (z.B. Monoflop 4538) zugeführt, die einen durch die Außenbeschaltung festzulegenden Impuls erzeugt. Zwischen Komparator und Impulsgenerator ist aus mehreren Gründen eine Signalverzögerung vorzusehen. Zum einen muss die Möglichkeit bestehen, einen definierten zeitlichen Versatz von Strom- und Spannungsimpulsen einzustellen (siehe auch Kap. 7.3.2). Andererseits erlaubt die hier beschriebene Schaltungsvariante keine „Vorsteuerung“ der Spannungsimpulse. Es ist nur eine Zeit-

verzögerung zur letzten Stromanstiegsflanke möglich. Die Signalverzögerung würde es dann erlauben, den Versatz derart einzustellen, dass der Spannungsimpuls vor dem nächsten Stromimpuls beginnt.

Das aus der eigentlichen Steuerung gebildete Ausgangssignal kann zur Ansteuerung eines Leistungsteiles (Treiber + ein-/abschaltbarer Leistungshalbleiter) verwendet werden. Durch den separaten Pulser wäre es so möglich, eine bereits vorhandene Gleichspannungs-Biasquelle zur Speisung zu verwenden.

Die hier vorgestellten Schaltungsvarianten tragen konzeptionellen Charakter. Für eine mögliche industrielle Umsetzung der Verfahrenskombination Puls-Arc mit Puls-Bias besteht hier sicherlich Entwicklungspotential. Dort ist dann auch der Arcing-Überwachung Aufmerksamkeit zu schenken.

7.3 Ionenstromverhalten bei der Verfahrenskombination von Puls-Arc und Puls-Bias

Die Messungen des Ionensättigungsstromes bei der Verfahrenskombination von Puls-Arc und Puls-Bias basieren auf den im Kapitel 5 dargestellten Ergebnissen und Hinweisen für die Parameterfindung möglicher Verfahrensvarianten. Sie erfolgten an zwei elektrostatischen Sonden (1 cm²) in den Winkeln 0 und 22,5° zur Katodensenkrechten. Zur Vergleichbarkeit der Resultate wurde auch hier ein Bezug der Ionenstrom(dichte)werte auf die entsprechenden Kenngrößen des Lichtbogenstromes vollzogen ($j' = j/I_{\text{arc}}$).

7.3.1 Asynchroner Modus

Im Kapitel 5 wurde festgestellt, dass die Impulsfolgefrequenz im modifizierten Puls-Arc-Prozeß nur von sekundärer Bedeutung ist. Diese Größe wurde daher bei den im Folgenden präsentierten Untersuchungen auf $f_p = 100$ Hz festgelegt. Die Impulsdauer wurde so eingestellt, dass der Impuls direkt nach Erreichen von I_p endete. Der maximale Impulsstrom wurde im Bereich von $I_p = 400-600$ A variiert. Kleinere Werte ließen gemäß Kapitel 5 keine positiven Einflüsse erwarten.

Neben den Ergebnissen aus Kapitel 5 diente der Gleichstromprozess mit gepulster Biasspannung als Referenz.

Die Puls-Bias-Spannungsquelle wurde bei einer Impulsspannung von -300 V mit einem Tastverhältnis von $v_T = 0,5$ betrieben, der arithmetische Mittelwert der Biasspannung betrug demnach -150 V. Der Stellbereich der Spannungs-Impulsfrequenz betrug 330 Hz bis 10 kHz.

Der asynchrone Prozessbetrieb gestaltete sich völlig problemlos. Die Vermutung, dass durch extrem hohe Stromdichten das Arcing forciert werden könnte, bestätigte sich nicht.

Aus den beiden Einzelprozessen ist zu erwarten, dass der asynchrone Modus von Puls-Arc und Puls-Bias stark von der Frequenzverschiebung beider Verläufe abhängig ist (z.B. Interferenz möglich).

Abb. 7.9 zeigt zum Nachweis dessen die Abhängigkeit der mittleren bezogenen Ionenstromdichte von der Ausgangsfrequenz der Bias-Spannungsquelle. Man erkennt einen deutlichen Anstieg von j' mit der Biasfrequenz. Dieses Verhalten ist unabhängig vom maximalen Impulsstrom im Lichtbogen und kann auch bei Lichtbogengleichstrom beobachtet werden. Die Absolutwerte der mittleren bezogenen Ionenstromdichte sind erwartungsgemäß vom maximalen Impulsstrom abhängig. Sie liegen jedoch nur bei hoher Biasfrequenz signifikant über den Werten aus dem Gleichstromprozess. Darüber hinaus muss man feststellen, dass die erzielbaren Werte der mittleren bezogenen Ionenstromdichte um bis zu 30 % geringer sind, als im modifizierten Puls-Arc-Verfahren mit Gleichspannungs-Bias.

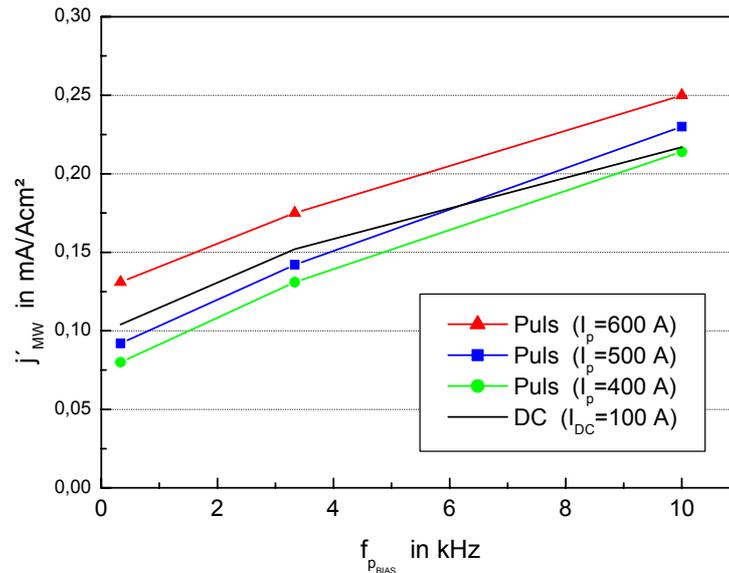


Abb. 7.9 - Einfluss der Bias-Pulsfrequenz auf die mittlere bezogene Ionenstromdichte j' bei verschiedenen Lichtbogenströmen (Sonde in 0°)
(Puls-Bias: $U = -300$ V, $v_T = 0,5$; Puls-Arc: $I_G = 80$ A; $f_p = 100$ s $^{-1}$;))

Oben beschriebene Abhängigkeiten sollen nachfolgend anhand einiger Messdiagramme erläutert werden.

Betreibt man die Verfahrenskombination mit einer Verhältnis $f_{BIAS} \gg f_{ARC}$ (hier Faktor 100), so kommt es mit Sicherheit zur Überlagerung von Biasspannungs- und Lichtbogenstromimpulsen (Abb. 7.10).

Legt man das Augenmerk zuerst auf den Verlauf der Biasspannung, so stellt man fest, dass es nur in der Impulsphase des Lichtbogenstromes zu rechteckförmigen Biasimpulsen kommt. Fließt nur der geringe Grundstrom im Lichtbogen, so wird die Kondensatorbatterie des Biaspulsers gedämpft entladen.

Der Ionenstrom folgt in seinem Verlauf erwartungsgemäß der anliegenden Biasspannung. In der Überlagerung mit der Impulsphase des Lichtbogenstromes kommt es auf Grund der verstärkten Ladungsträgergenerierung und Erhöhung der Ionenladung zu einer massiven Verstärkung dieses Verhaltens. Sowohl die Form der Lichtbogenimpulse als auch der Biasspannungsimpulse bildet sich auf dem Ionenstrom ab. In den Pausenzeiten zwischen zwei Biasimpulsen kommt es gemäß Sondenkennlinie zu einem Elektroneneinstrom (siehe auch [18]). Hier ist auch der Grund dafür zu suchen, dass der mittlere Sondenstrom durch die Verfahrenskombination nicht erhöht werden konnte.

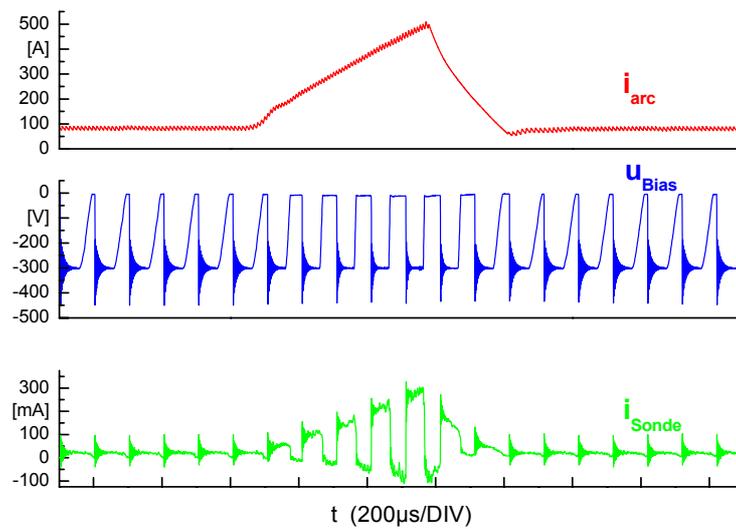


Abb. 7.10 - Lichtbogenstrom, Biasspannung und Sondenstrom in 0° bei $f_{\text{Bias}} = 10 \text{ kHz}$
 (Puls-Bias: $U = -300 \text{ V}$, $v_T = 0,5$; Puls-Arc: $I_G = 80 \text{ A}$; $I_p = 500 \text{ A}$; $f_p = 100 \text{ s}^{-1}$;
 $t_p = 600 \mu\text{s}$)

Maximal wurde bei den Parametern gemäß Abb. 7.10 eine bezogene Ionenstromdichte von $0,72 \text{ mA/A}\cdot\text{cm}^2$ gemessen. Dieser Wert liegt unwesentlich über dem Wert eines vergleichbaren Puls-Arc-Prozesses bei -150 V DC-Bias ($0,68 \text{ mA/A}\cdot\text{cm}^2$).

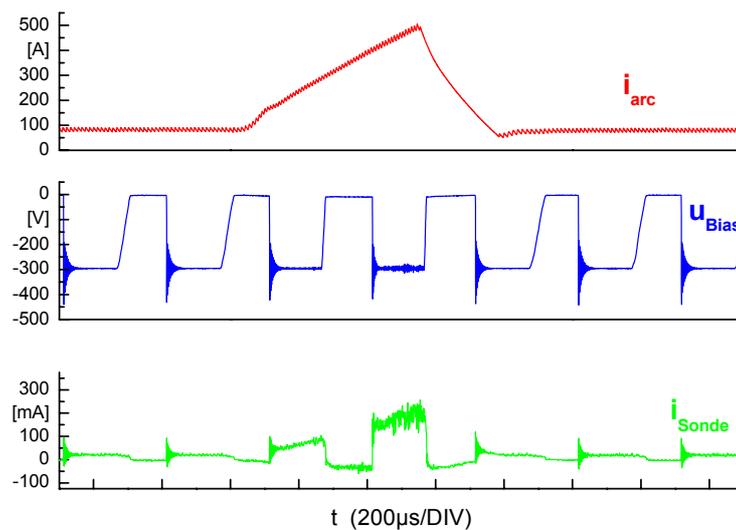


Abb. 7.11 - Lichtbogenstrom, Biasspannung und Sondenstrom in 0° bei $f_{\text{Bias}} = 3,3 \text{ kHz}$
 (Puls-Bias: $U = -300 \text{ V}$, $v_T = 0,5$; Puls-Arc: $I_G = 80 \text{ A}$; $I_p = 500 \text{ A}$; $f_p = 100 \text{ s}^{-1}$;
 $t_p = 600 \mu\text{s}$)

Die Überlagerung der Effekte beider Teilprozesse ist auch bei niedrigerer Biasfrequenz feststellbar (Abb. 7.11), jedoch durch den geringeren Frequenzunterschied (nur noch 3 Biasimpulse während eines Arc-Impulses) weniger ausgeprägt. Im ungünstigsten Fall könnte es vorkommen, dass das Lichtbogenstrommaximum in eine Bias-Pause fällt, und so das Ionenstrommaximum nicht auftritt.

Dieser Nachteil verstärkt sich prinzipbedingt mit weiter sinkender Bias-Frequenz. In Abb. 7.12 ist für ein Verhältnis $f_{\text{Bias}}/f_{\text{Arc}} \approx 3,3$ eine Abfolge von Lichtbogenstromimpulsen dargestellt.

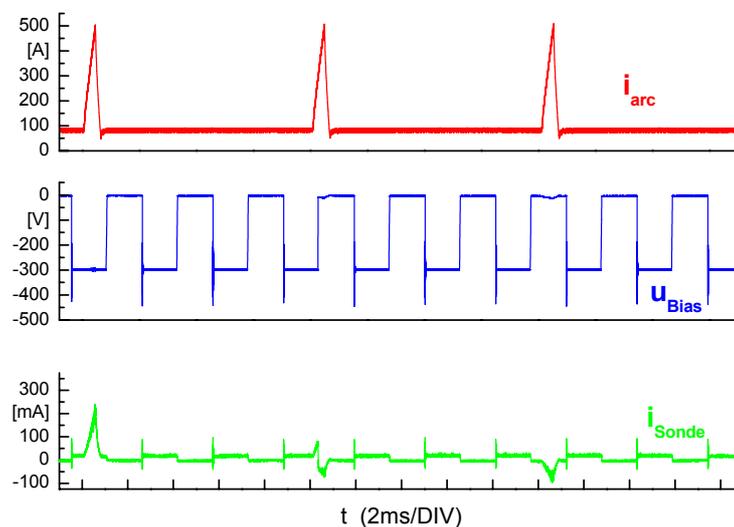


Abb. 7.12 - Lichtbogenstrom, Biasspannung und Sondenstrom in 0° bei $f_{\text{Bias}} = 330 \text{ Hz}$
 (Puls-Bias: $U = -300 \text{ V}$, $v_T = 0,5$; Puls-Arc: $I_G = 80 \text{ A}$; $I_p = 500 \text{ A}$; $f_p = 100 \text{ s}^{-1}$;
 $t_p = 600 \mu\text{s}$)

Der erste Strom-Impuls tritt exakt zusammen mit einem Bias-Impuls auf. Der Ionenstrom zeigt einen Verlauf, wie er vom Puls-Arc-Verfahren mit DC-Bias bekannt ist. Die Ionenstromwerte in der anschließenden Grundstromphase sind klein. Der nächste Strom-Impuls beginnt bei bereits aktivem Bias-Impuls. Dieser endet jedoch noch in der Stromanstiegsphase. Es prägt sich kein vollständiger Ionenstromimpuls aus. Der dritte Strom-Impuls wird in einer Bias-Pause in den Lichtbogen eingepreßt. Es wird lediglich ein Elektronenstrom festgestellt.

Zusammenfassend stellt man fest, dass die bei asynchronem Betrieb gemessenen Ionenstromdichten nicht die erwarteten Werte zeigen. Das wird hauptsächlich in Zusammenhang zum Elektroneneinstrom in den Bias-Pausen gebracht. Hier könnte eine leichte Modifizierung des Biasspannungsverlaufes Abhilfe schaffen. Durch ein Gleichspannungs-Offset, welches eine ständig ausreichend negative Biasspannung realisiert, könnte dieser Nachteil beseitigt werden.

Ein asynchroner Betrieb in der hier vorgestellten Form macht nur bei einem hohen Verhältnis von $f_{\text{Bias}}/f_{\text{Arc}}$ Sinn. Für den trägen Lichtbogenverdampfungsprozess kommt das einer DC-Bias gleich. Es sind jedoch die bekannten Vorteile der Puls-Bias (z.B. Senkung der Substrattemperatur) parallel nutzbar.

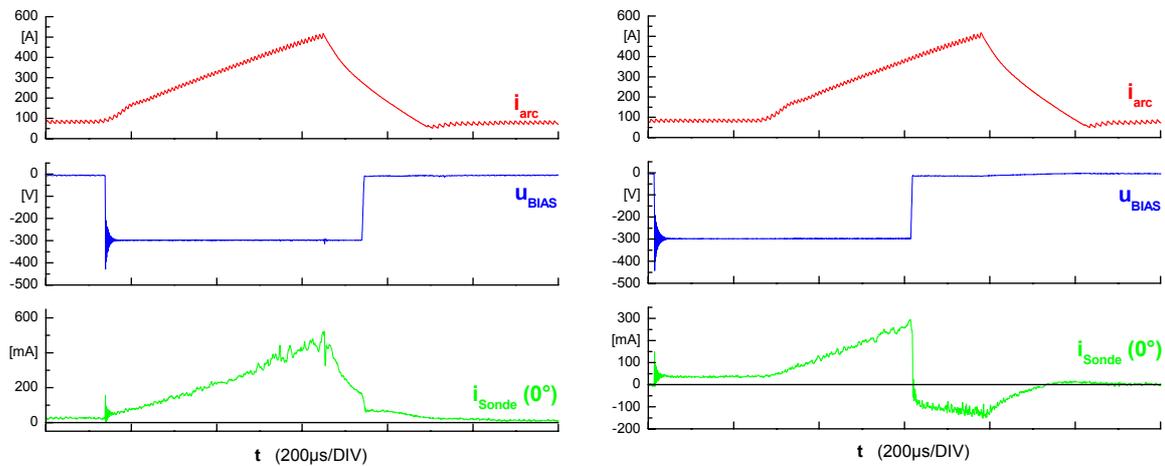
Die gemessenen Maximalwerte der Ionenstromdichte zeigen, dass bei geeigneter Parameterwahl eine Nutzung der Prozessüberlagerung möglich ist. Hier soll auf den synchronen Modus (7.3.2) verwiesen werden.

7.3.2 Synchroner Modus

Folgende Parameter wurden für die Untersuchungen zum synchronen Modus gewählt: $f_p = 100$ Hz (Arc und Bias), Grundstrom $I_G = 80$ A, maximaler Impulsstrom $I_p = 400 - 600$ A, Impulsdauer (Arc und Bias) bis zum Erreichen von I_p (400A: 440 μs , 500A: 600 μs , 600A: 760 μs), Bias-Impulsspannung -300 V.

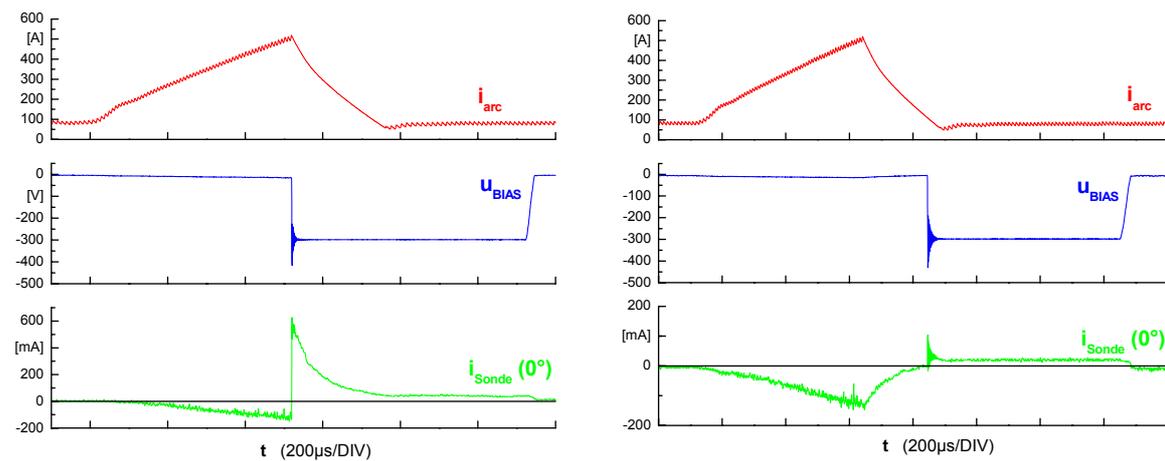
Prinzipbedingt ist die Biasspannung in der Arc-Grundstromphase Null. Diese Pausen im Biasspannungsverlauf bedeuten rechnerisch eine Verringerung des arithmetischen Mittelwertes der Biasspannung. Sie betrug hier (je nach Impulsdauer, siehe oben) nur -19 bis -30 V (Vergleich: im asynchronen Modus -150 V). Bezieht man den gemessenen mittleren Ionenstrom auf diese Größe, so stellt man fest, dass sich eine Erhöhung gegenüber dem asynchronen Prozess ergibt, obwohl die eigentlichen Ionenstrommesswerte kleiner sind.

Wie beim asynchronen Modus vermutet, führt eine Impuls-Synchronisation also zu einem positiven Effekt. Obwohl hier nicht die größten Maximalwerte auftraten, waren die höchsten mittleren Ionenströme bei Synchronität von Bias-Impulsen und Arc-Impulsen messbar. Hier kann sich der Ionenstromimpuls vollständig ausbilden und es kommt vor allem nicht zu einem Elektronenstrom, der den Mittelwert des Sondenstromes verringert.



a) synchron

b) Bias früher (300 µs)



c) Bias später (300 µs)

d) Bias später (600 µs)

Abb. 7.13 - Lichtbogenstrom, Biasspannung und Sondenstrom in 0° als Funktion der Impulsverschiebung
 ($f_p = 100 \text{ s}^{-1}$; $t_p = 600 \text{ µs}$; Puls-Bias: $U = -300 \text{ V}$; Puls-Arc: $I_G = 80 \text{ A}$; $I_p = 500 \text{ A}$)

Oben getroffene Aussagen zum mittleren Ionenstrom werden durch die grafische Darstellung der Strom- und Spannungsverläufe untermauert (Abb. 7.13). Man stellt je nach Impulsverschiebung zwischen Bias- und Arc-Impulsen ein sehr unterschiedliches Verhalten fest. Insbesondere der maximale Ionenstrom wird sehr intensiv beeinflusst.

Bei Synchronität beider Impulse (Abb. 7.13a) kann der Verlauf des Sondenstromes mit dem bei DC-Bias bekannten Verhalten beschrieben werden.

Liegt der Bias-Impuls früher an (b), so wird nicht der komplette Arc-Impuls ausgenutzt. Mit dem Abschalten der Biasspannung wird bis zum Ende des Arc-Impulses an der Sonde ein Elektronstrom gemessen.

Das Zuschalten der Biasspannung ca. im Maximum des Bogenstromes (c) erscheint sehr sinnvoll. Die bereits gebildeten Ladungsträger werden zur Sonde beschleunigt und bewirken einen Ionenstromimpuls mit einem sehr hohen Maximum.

Setzt der Bias-Impuls zu spät ein (d), so kommt es im Vorfeld offenbar bereits zu einer starken Ladungsträgerrekombination. Der erzielbare Ionenstrom weicht nur unwesentlich vom DC-Arc ab.

Tab. 7.1 - Maximale bezogene Ionenstromdichte und mittlere Ionenstromdichte während eines Arc-Impulses in Abhängigkeit der Verschiebung zwischen Arc- und Bias-Impuls ($f_p = 100 \text{ s}^{-1}$; $t_p = 600 \text{ } \mu\text{s}$; Puls-Bias: $U = -300 \text{ V}$; Puls-Arc: $I_G = 80 \text{ A}$)

$I_p \text{ [A]}$	Impulsverschiebung zwischen Puls-Bias und Puls-Arc	$j'_{max} \text{ (mA/A}\cdot\text{cm}^2)$	$j'_{p_MW} \text{ (mA/A}\cdot\text{cm}^2)$
500	Synchron	1,005	0,700
	Bias früher (300 μs)	0,579	0,130
	Bias später (300 μs)	1,213	0,071
	Bias später (600 μs)	0,192	-0,184
600	Synchron	1,159	0,722
	Bias früher (380 μs)	0,634	0,145
	Bias später (380 μs)	1,374	0,228
	Bias später (760 μs)	0,455	-0,184

Die oben verbal beschriebenen Zusammenhänge werden durch die in Tab. 7.1 zusammengefassten Kenngrößen bekräftigt. Sowohl für $I_p = 500 \text{ A}$ als auch für $I_p = 600 \text{ A}$ wurde gleiches Verhalten gemessen.

Die Maxima der bezogenen Ionenstromdichte werden bei Einsetzen der Biasspannung ca. in der Mitte des Bogenstromimpulses registriert. Sie liegen ca. 20 % über den Werten bei Impuls-Synchronität. Eine technologische Nutzbarkeit dieser Tatsache müssen Beschichtungsuntersuchungen zeigen.

Betrachtet man jedoch die Mittelwerte der bezogenen Ionenstromdichte über einen Arc-Impuls, so erscheint die Impuls-Synchronität als entscheidend. Für eine Erhöhung der mittleren Ionenstromdichte (und der damit verknüpften Beschichtungsrate) ist es zwingend erforderlich, den mittleren Ionenstrom in der Impulsphase deutlich zu erhöhen.

7.3.3 Zusammenfassung der Ionenstrommessungen

Mit den vorgestellten Ergebnissen ist die Basis für die Umsetzung der Verfahrenskombination von modifiziertem Puls-Arc-Prozeß und gepulster Biasspannung in den Beschichtungsprozess geschaffen.

Die Systematisierung von Substratgeometrien bietet einen guten Anhaltspunkt für die Vergleichbarkeit zukünftiger Experimente.

Relativ geringe Bedeutung für die Beschichtung komplexer Geometrien dürfte dem asynchronen Modus zwischen gepulstem Lichtbogenstrom und gepulster Biasspannung zukommen. Sehr hohe Puls-Bias-Frequenzen kommen einer DC-Bias nahe. Niedrige Frequenzen machen das Zusammenwirken hingegen sehr unbestimmt.

Positive Auswirkungen des asynchronen Modus auf die Absenkung der Substrattemperatur sind jedoch denkbar.

Die Ionenstrommessungen für den synchronen Modus sind sehr viel versprechend. Bei einem späteren Zuschalten der Biasspannung ergibt sich ein deutlich erhöhter maximaler Ionenstrom, während eine Impuls-Synchronität den mittleren Ionenstrom erhöht. Bestrebungen zur Erhöhung der Impulsfolgefrequenz sollten angestellt werden. Die damit verbundene Erhöhung der mittleren Biasspannung ist in bestimmten Grenzen sinnvoll. Als limitierend für die Frequenzsteigerung wirkt die Strombelastbarkeit der Katode. Auf Grund der deutlich höheren Ionenströme bei der Verfahrenskombination Puls-Arc + Puls-Bias könnte der maximale Lichtbogenstrom jedoch reduziert werden. Die thermische Belastung der Katode würde sinken und eine weitere Frequenzsteigerung erlauben.

Eine weitere denkbare Variante wäre ein synchroner Betrieb mit $f_{\text{Bias}} = n \cdot f_{\text{Arc}}$ ($n = 2, 3, 4, \dots$). Neben den synchron zu Arc-Impulsen generierten Bias-Impulsen würde auch in der Grundstromphase Bias-Impulse wirksam. Eine Erhöhung des mittleren Ionen-

stromes wäre die Folge. Schaltungstechnisch wäre auch hier eine ständige Synchronisierung der Quellen (absoluter Gleichlauf kann nicht vorausgesetzt werden) oder die Steuerung beider Quellen aus einem Taktgeber notwendig.

Sowohl für den asynchronen als auch den synchronen Modus ist die Verwendung einer gepulsten Biasspannung mit einem Gleichspannungs-Offset zur Unterdrückung des Elektrostromes am Substrat zweckmäßig.

8 Ionenstromadaptierte Bogenstromführung

Die nachfolgenden Untersuchungen dienen dem Ziel, den Bogenstrom in seinem Verlauf, seiner Impulsform und seinen Parametern derart zu steuern, dass ein optimaler Ionenstrom am Substrat auftritt. Diese Vorgehensweise wird im Folgenden als ionenstromadaptierte Bogenstromführung bezeichnet. Dem Verfahren liegt die Idee zu Grunde, ähnlich wie beim stromgeregelten MAGC-Schweißen oder der Stufenpulse beim MSG-Impulsschweißen, einzelne, während eines Stromimpulses ablaufende Prozesse gezielt steuern zu können. Durch den direkten Zusammenhang zwischen Ionenstrom und Schichtbildung können Rückschlüsse aus den Ergebnissen der Ionenstromadaption auf die Schichteigenschaften gezogen werden.

8.1 Schaltungstechnische Umsetzung

Aus Sicht der Leistungselektronik soll auch bei dieser Verfahrensvariante mit Stromquellen auf Inverterbasis gearbeitet werden. Entsprechende Ausführungen zur Übertragbarkeit der Ergebnisse sind Inhalt früherer Kapitel.

Kommerziell angebotene Stromquellen für das Impulsschweißen bieten bereits digitale Steuerungen mit der Möglichkeit, Stufenpulse zu generieren. Die dabei einstellbaren Parameter (u.a. beschränktes di/dt ; zu geringe Leerlaufspannung) und Impulsformen sind jedoch auf den Einsatzfall Impulsschweißen zugeschnitten.

Für die hier vorgestellten Untersuchungen wurde der Leistungsteil einer Inverterstromquelle den Prozesserfordernissen der Vakuumbeschichtung angepasst. Der Inverter hat die Grundtopologie zweier asymmetrischer Halbbrückenschaltungen mit einer internen Taktfrequenz von 25 kHz. Die Halbbrücken sind ausgangsseitig parallel geschaltet und werden um 180° versetzt angesteuert.

Mittels eines arbiträren Funktionsgenerators wurde das Ansteuersignal (siehe Abb. 8.1 und Abb. 8.2) für den Inverter generiert. Die Verläufe können am PC programmiert und in den internen Speicher des Generators übertragen werden.

Sowohl Grund- als auch Pulsstrom werden mit dieser Stromquellen-Steuerungs-Kombination erzeugt.

8.2 Untersuchung des Beschichtungsplasmas bei geführtem Bogenstrom

Grundlage für die Parameterfindung zur Ionenstromadaptierten Bogenstromführung sind die Ergebnisse des Kapitels 5. Alle Experimente erfolgen im Frequenzbereich 10 bis 1000 s^{-1} . Die Stromänderungsgeschwindigkeit der positiven und negativen Stromflanken der verwendeten Stromquelle betrug ca. $\pm 2000 \text{ A/ms}$ und erfüllte damit den in Kap. 5 angegebenen Mindestwert von 500 A/ms . Unter Beachtung der Strombelastbarkeit der Katode wurde mit maximal möglichem Impulsstrom gearbeitet. Das Tastverhältnis v_T betrug 0,085 und 0,17.

Zwei verschiedene Grundformen der Impulse wurden verwendet. Der zweistufige Impuls ist schematisch Abb. 8.1 zu entnehmen.

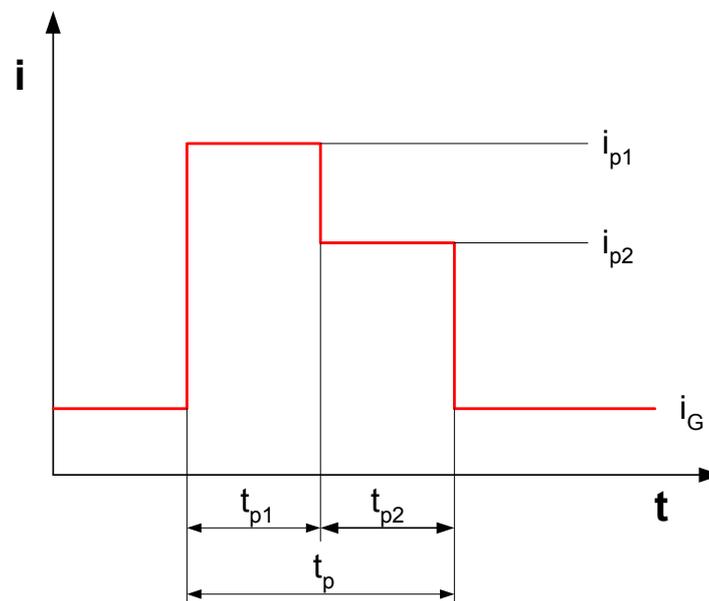


Abb. 8.1 - Schematischer Verlauf des Lichtbogenstromes beim modifizierten Puls-Arc-Verfahren mit **Stufimpulsen**

Die Stromwerte i_{p1} und i_{p2} wurden so variiert, dass sowohl kleinere als auch größere erste Stufen zur Anwendung kamen. Die Impulsdauer teilte sich gleichmäßig auf die beiden Stufen auf, d.h. $t_{p1} = t_{p2} = t_p/2$.

Als Vergleichsgröße dienten Stromverläufe mit Einfachimpulsen der Impulsdauer t_p und dem Impulsstrom $i_p = (i_{p1} + i_{p2})/2$.

Bei den Doppelimpulsen wurden Sollwertverläufe entsprechend Abb. 8.2 verwendet.

Nach dem ersten Impuls $t = t_p/2$ folgt eine Impulspause mit $t_{\text{Pause}} = t_p/2$ und ein zweiter Impuls mit $t = t_p/2$. Als Vergleichsgröße dienten Stromverläufe mit Einfachimpulsen der Impulsdauer t_p und dem Impulsstrom i_p .

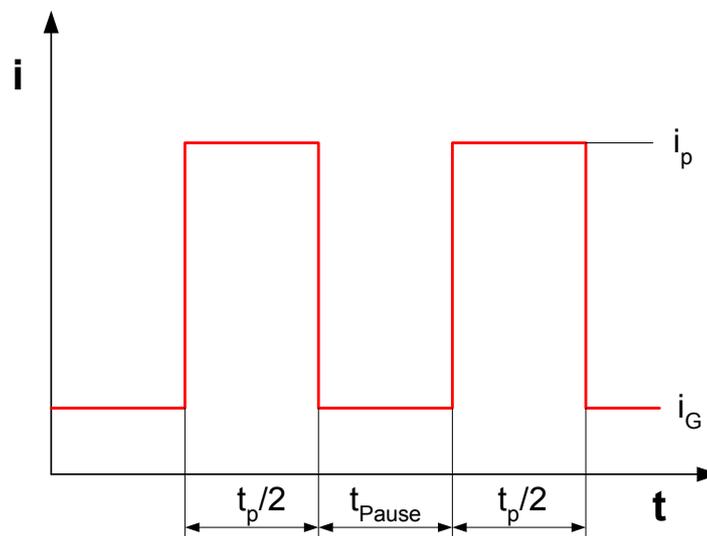


Abb. 8.2 - Schematischer Verlauf des Lichtbogenstromes beim modifizierten Puls-Arc-Verfahren mit **Doppelimpulsen**

Der Ionensättigungsstrom wurde auch hier mittels Kugelsektorsonde und elektrostatischen Einzelsonden gemessen. Eine nähere Beschreibung der Sonden kann Kap. 4.3 entnommen werden. Die Ionenstrom-Zeitverläufe wurden synchron zum Lichtbogenstrom mittels Transientenrecorder erfasst. Mit dem Ziel der Vergleichbarkeit unterschiedlicher Parametersätze werden auch hier alle Ionenstromkenngrößen auf die entsprechende Lichtbogenstromkenngröße bezogen.

8.2.1 Ionenstromverhalten bei Verwendung von Stufenimpulsen

Gegenstand der ersten Messreihen war die Analyse stufenförmiger Stromimpulse. Der Betrieb des Vakuumlichtbogenprozesses mit derartigen Impulsen war unproblematische und stabil. Der Ionenstrom folgt in seinem Verlauf erwartungsgemäß dem Lichtbogenstrom (Abb. 8.3).

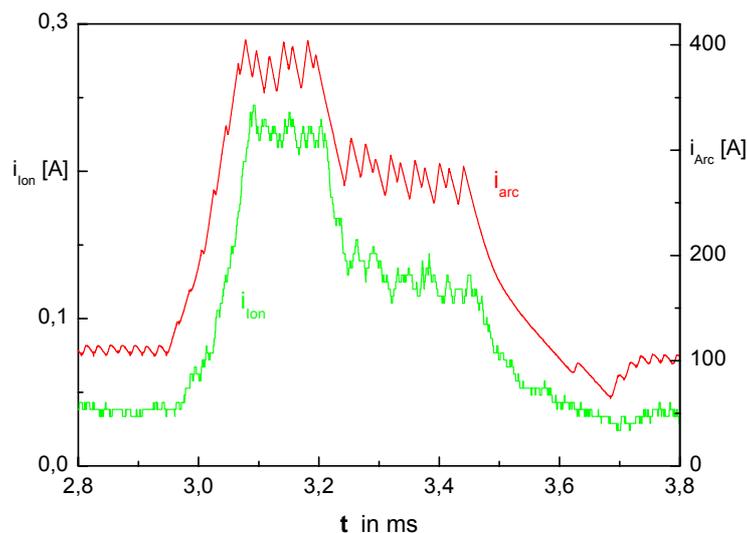


Abb. 8.3 - Verlauf von Lichtbogenstrom und Ionenstrom bei zweistufigem Lichtbogenstromimpuls (Sonde 0° ; $I_G = 100 \text{ A}$; $I_{P1} = 350 \text{ A}$; $I_{P2} = 250 \text{ A}$; $f_p = 340 \text{ s}^{-1}$; $v_T = 0,17$; $U_{\text{Sonde}} = -100 \text{ V}$; $p_{N_2} = 1 \text{ Pa}$)

Der messbare Gesamtionenstromanteil war durch die Verwendung des zweistufigen Impulses nur geringfügig gegenüber dem Einfachimpuls verändert. Es war keine signifikante Abhängigkeit von den variierten Parametern feststellbar. Es kann lediglich angemerkt werden, dass die Werte geringfügig höher waren, wenn die erste Stufe des Stufenimpulses höher war, d.h. $i_{p1} > i_{p2}$.

Die räumlich und zeitlich aufgelöste Messung mittels elektrostatischer Sonden zeigte eine Veränderung der Plasmaausdehnung. Folgende Ergebnisse beziehen sich auf die senkrecht über der Katode messbaren Einflüsse.

Am arithmetischen Mittelwert des Ionenstromes ist ein Einfluss der Frequenz und der Stufenhöhe erkennbar. Grund dieser Abhängigkeit kann nur eine Änderung des Ionenstromes während der Impulsphase sein. Betrachtet man im Vergleich die Abb. 8.4 a) und b), so

wird deutlich, dass es bei höherer erster Stufe zu einem deutlich größeren Maximum des Ionenstromes kommt. Im Fall b) hingegen ist die erste Stufe nur etwa halb so hoch wie der Einfachimpuls. Stufe zwei ist dann fast deckungsgleich. Es gelingt also nicht, durch den hohen Bogenstrom in Stufe zwei eine merkliche Ionenstromerhöhung zu erzielen. Zur Begründung dieses Verhaltens führt ein Rückblick zu den Betrachtungen zum dynamischen Leistungseintrag in das Plasma (Kap. 5.1). Hier wird das Vorhandensein nur eines Lichtbogenfußpunktes zu Pulsbeginn als vorteilhaft angesehen. In diesem Fall käme es in einem einzelnen Spot zur Energieumsetzung und damit zu sehr starken Effekten der dort beschriebenen Art. Beim Stufenimpuls mit kleiner erster Stufe muss vom Vorhandensein von 3-4 Subspots ausgegangen werden. Die Lichtbogenstromerhöhung in Stufe 2 teilt sich auf entsprechend viele parallele Strompfade auf. Ihre Wirkung ist gering.

Bereits anhand dieser verbalen Beschreibung muss ein deutlicher Unterschied im mittleren Ionenstrom der Pulsphase zwischen den verschiedenen Impulsformen bestehen.

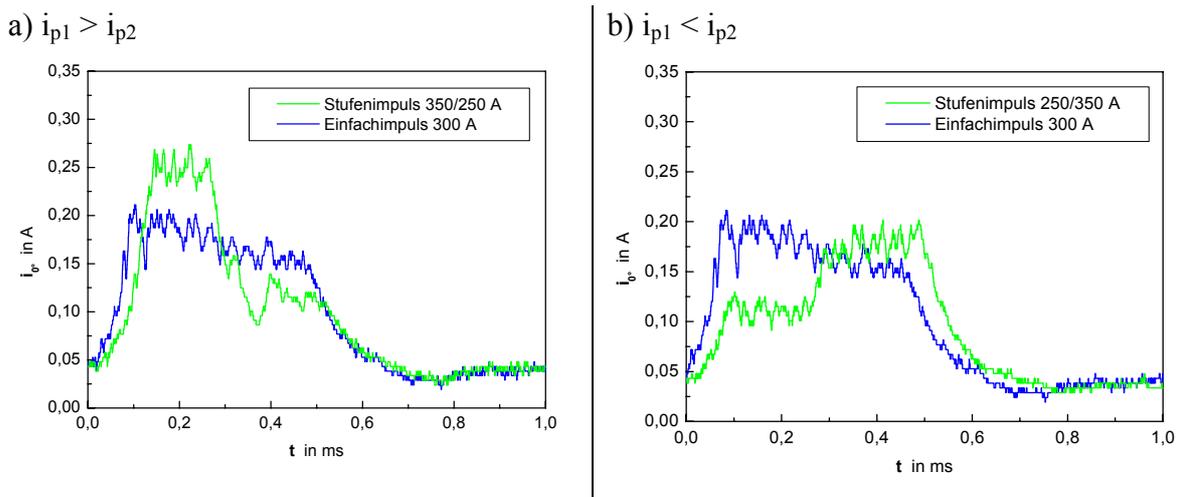


Abb. 8.4 - Vergleich des Ionenstromverlaufes zwischen Einfachimpulsen und Stufenimpulsen unterschiedlicher Form (Sonde 0° ; $I_G = 100 \text{ A}$; $I_P = 300 \text{ A}$; $f_p = 340 \text{ s}^{-1}$; $v_T = 0,17$; $U_{\text{Sonde}} = -100 \text{ V}$; $p_{N_2} = 1 \text{ Pa}$)

Eine systematische Analyse der gesamten Messreihe bestätigt diese Annahme. In Abb. 8.5 erkennt man, dass der mittlere Ionenstrom während eines Impulses am höchsten ist, wenn mit einer hohen ersten Stufe gearbeitet wird. Die kleine erste Stufe bringt gegenüber dem Einfachimpuls einen Nachteil. Darüber hinaus erkennt man eine leichte Frequenzabhängigkeit. Der Grund hierfür liegt in der schon mehrfach erläuterten Bindung zwischen Impulsfrequenz und Impulsdauer.

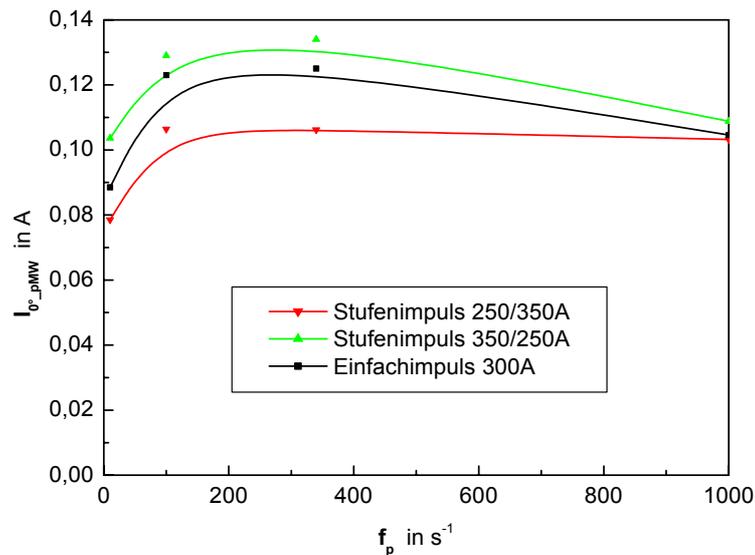


Abb. 8.5 - Vergleich der Ionenstrommittelwerte über einen Impuls als Funktion der Pulsfrequenz für verschiedene Impulsformen (Sonde 0° ; $I_G = 100\text{ A}$; $I_P = 300\text{ A}$; $f_p = 340\text{ s}^{-1}$; $v_T = 0,17$; $U_{\text{Sonde}} = -100\text{ V}$; $p_{N_2} = 1\text{ Pa}$)

Eine ähnliche Abhängigkeit wie in Abb. 8.5 kann für den maximalen Impulsstrom bestimmt werden. Da diese Abhängigkeit Bestandteil des mittleren Ionenstromes über einen Impuls ist, soll auf eine separate Darstellung verzichtet werden.

Fasst man die bisherigen Ergebnisse zusammen, so stellt man fest, dass nur mit einer hohen ersten Stufe positive Auswirkungen auf den Ionenstrom erreichbar sind.

Inwiefern die entgegen gesetzte Stromform positiv für die Schichtbildung sein könnte, kann an dieser Stelle nicht festgestellt werden.

Interessant für die technologische Umsetzung wird das Verhalten der Lichtbogenfußpunkte unter der Wirkung der Stufenimpulse sein. Es ist bekannt, dass die Lichtbogenfußpunkte bei langen Einfachimpulsen ihre Dynamik verlieren und sich Fußpunktgeschwindigkeiten analog zu Gleichstromlichtbögen einstellen. Hier muss der Stufenimpuls mit höherer zweiter Flanke dazu führen, dass es zu einer zweiten, wenn auch schwächer ausgeprägten Beschleunigungsphase kommt. Vorteile hinsichtlich besserer Targetausnutzung und geringerer Dropletmission sind die Folge.

8.2.2 Ionenstromverhalten bei Verwendung von Doppelimpulsen

Aus den Ergebnissen von 8.2.1 lässt sich ableiten, dass eine Abfolge möglichst hoher Impulse (mit einer angepassten Impulsdauer) für eine hohe Ionenstromausbeute sinnvoll ist. Ebenso ist unbedingt auf ausreichende Impulspausen zu achten, um das Verlöschen der Subspots abzuwarten und die Energie des nächsten Impulses in einen Spot zu konzentrieren. Diese hier getroffenen Aussagen würden bedeuten: hohe Impulse mit hoher Folgefrequenz. Der damit verbundene sehr hohe Effektivwert des Lichtbogenstromes würde jedoch zu einer unzulässigen Erwärmung der Katode führen.

Die Verwendung von Doppelimpulsen ist hier als Mittelweg zu betrachten. Einerseits werden die bisherigen Erkenntnisse umgesetzt. Andererseits realisiert man durch die Pausen nach den Doppelimpulsen ein vertretbares thermisches Niveau der Katode.

Der Betrieb des Vakuumlichtbogenprozesses mit dieser Variante gestaltete sich ebenfalls unproblematisch. Einen typischen Verlauf des Ionenstromes für einen Doppelimpuls im Vergleich zum Einzelimpuls zeigt Abb. 8.6.

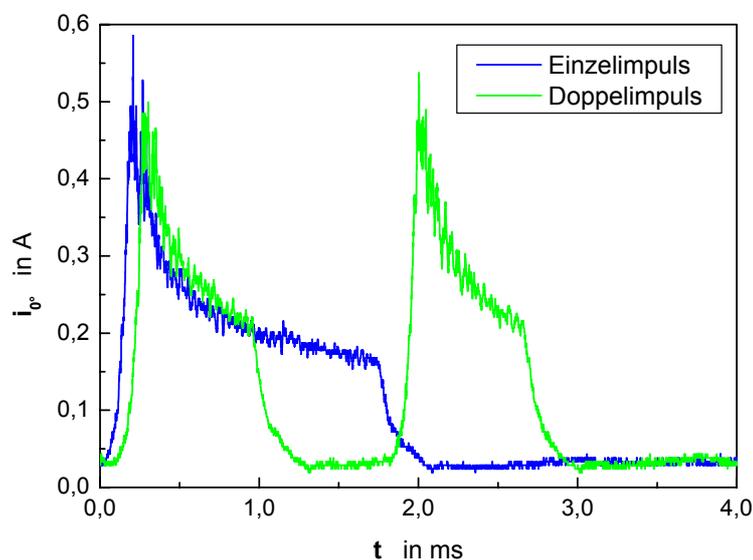


Abb. 8.6 – Zeitlicher Verlauf des Ionenstromes bei Einzel- und Doppelimpulsen
(Sonde 0° ; $I_G = 80 \text{ A}$; $I_P = 400 \text{ A}$; $f_p = 100 \text{ s}^{-1}$; $v_T = 0,17$; $U_{\text{Sonde}} = -100 \text{ V}$; $p_{N_2} = 1 \text{ Pa}$)

Auf Grund des gleichen Lichtbogen-Impulsstromes bildet sich im ersten Teilimpuls der gleiche Ionenstromverlauf wie für den Einzelimpuls aus. Während der Einzelimpuls auf

Werte abfällt die im Bereich des Gleichstromlichtbogens liegen, kann durch den zweiten Teilimpuls nochmals die volle Ionenstromüberhöhung erzielt werden. In diesem Beispiel sind also sowohl Lichtbogenstromhöhe als auch Pausenzeit gut gewählt. Eine Erhöhung des mittleren Ionenstromes durch den Doppelimpuls ist hiermit verbunden.

Tab. 8.1 - Vergleich der bezogenen mittleren und maximalen Ionenströme i' bei Einfach- und Doppelimpulsen (DI) als Funktion der Impulsfrequenz (Sonde 0° ; $I_G = 80 \text{ A}$; $I_P = 400 \text{ A}$; $v_T = 0,17$; $U_{\text{Sonde}} = -100 \text{ V}$; $p_{N_2} = 1 \text{ Pa}$)

f_p	Einzelimpuls			Doppelimpuls			
	$I_{\text{IonMW}}/I_{\text{ArcMW}}$	$I_{\text{IonMax}}/I_{\text{ArcMax}}$	$I_{\text{IonMWp}}/I_{\text{ArcMWp}}$	$I_{\text{IonMW}}/I_{\text{ArcMW}}$	$I_{\text{IonMax}}/I_{\text{ArcMax}}$	$I_{\text{IonMWp}}/I_{\text{ArcMWp}}$	
$[\text{s}^{-1}]$	$[\text{mA/A}]$	$[\text{mA/A}]$	$[\text{mA/A}]$	$[\text{mA/A}]$	$[\text{mA/A}]$	DI 1	DI 2
10	0,37	0,87	0,36	0,38	1,50	0,36	0,39
100	0,45	1,26	0,47	0,52	1,16	0,52	0,49
340	0,58	1,24	0,58	0,52	1,06	0,50	0,55
1000	0,55	1,15	0,51	0,45	0,59	0,42	0,44

Eine Zusammenfassung der kompletten Messreihe mit $v_T = 0,17$ zeigt Tab. 8.1. Nicht alle Abhängigkeiten sind eindeutig. So fällt auf, dass bis zu einer bestimmten Frequenz eine Steigerung des mittleren Ionenstromes durch Doppelimpulse gelingt – sich die Verhältnisse darüber hinaus jedoch umkehren.

Dieser Zusammenhang wird noch deutlicher, wenn man ihn in Form eines Diagramms (Abb. 8.7) darstellt. Bis ca. 200 s^{-1} erreicht man mit Doppelimpulsen eine Erhöhung des Ionenstromes. Diese scheinbar vorliegende Frequenzabhängigkeit ist jedoch auch wieder nur der Einfluss der Impulsdauer. In Abschnitt 5.2.1 wurde ermittelt, dass das Optimum der Impulsdauer dann vorliegt, wenn der eingestellte Lichtbogen-Impulsstrom gerade erreicht wird und der Impuls dann endet. Für den Anstieg von 80 auf 400 A errechnet man bei $di/dt = 2 \text{ A}/\mu\text{s}$ eine Impulsdauer von $160 \mu\text{s}$. Betrachtet man die gemessenen Verläufe,

so muss man jedoch von einer Stromanstiegszeit von ca. 200 μs ausgehen. Für die volle Nutzung der Ionenstromüberhöhung sollte der Impuls dann noch mindestens 100 μs anstehen. Bei einem festen Tastverhältnis von 0,17 und der Bedingung, dass ein Teilimpuls eine Dauer von $t_p/2$ hat, wird nur bis zu einer Impulsfrequenz von $f_p = 280 \text{ s}^{-1}$ der Sollwert des Impuls-Lichtbogenstromes erreicht. Darüber hinaus ist die Impulsdauer zu kurz und die positiven Wirkungen verringern sich.

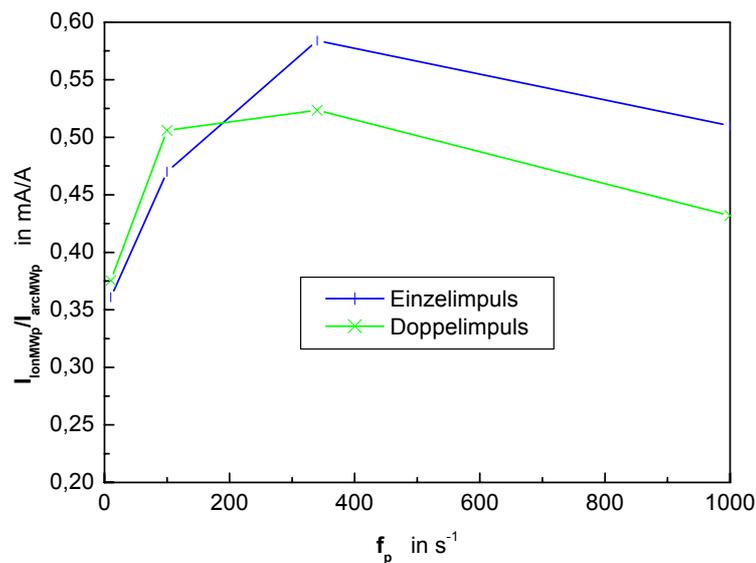


Abb. 8.7 - Mittlerer bezogener Ionenstrom während der Impulsphase als Funktion der Frequenz und der Impulsart (Sonde 0° ; $I_G = 80 \text{ A}$; $I_P = 400 \text{ A}$; $v_T = 0,17$; $U_{\text{Sonde}} = -100 \text{ V}$; $p_{N_2} = 1 \text{ Pa}$)

Für die Verwendung von Doppelimpulsen ist also neben dem maximalen Impulsstrom und der Pausenzeit zwischen den Impulsen ebenso die Einstellung der richtigen Pulsfrequenz von Bedeutung. Das Beispiel in Abb. 8.8 zeigt die Ionenstromverläufe bei $f_p = 1000 \text{ s}^{-1}$. Hier wird der eben beschriebene Zusammenhang noch mal deutlich. Die Impulsdauer ist deutlich zu kurz, um den Impulsstrom zu erreichen und somit bildet sich der Ionenstromimpuls unvollständig. Betrachtet man dazu auch die zugehörigen Verläufe des Lichtbogenstromes, so wird ein weiteres Problem deutlich. Die Pause zwischen den Teilimpulsen ist so kurz (Absolutwert – relativ gesehen ist sie natürlich weiterhin $t_{\text{pause}} = t_p/2$), dass der Lichtbogenstrom nicht mehr auf das Grundstromlevel sinkt. Hier kann das Problem der ungewünschten Spotteilung zu Beginn von Impuls 2 auftreten.

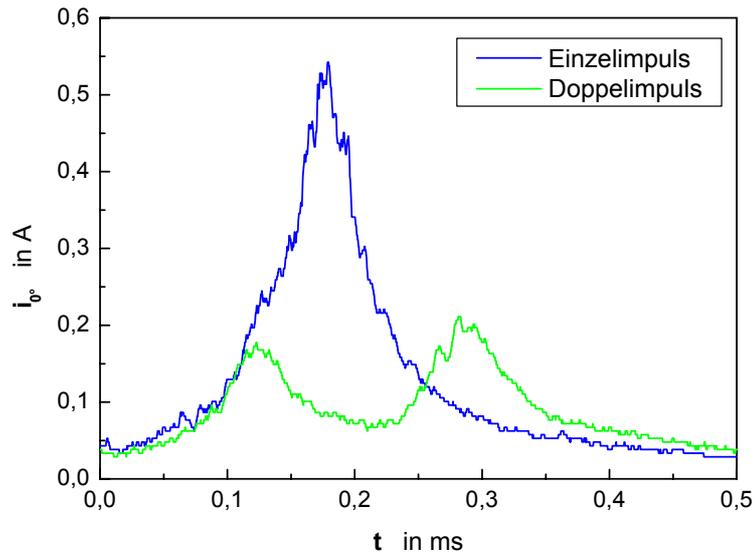


Abb. 8.8 - Zeitlicher Verlauf des Ionenstromes bei Einzel- und Doppelimpulsen
 (Sonde 0° ; $I_G = 80$ A; $I_P = 400$ A; $f_p = 1000$ s $^{-1}$; $v_T = 0,17$; $U_{Sonde} = -100$ V; $p_{N_2} = 1$ Pa)

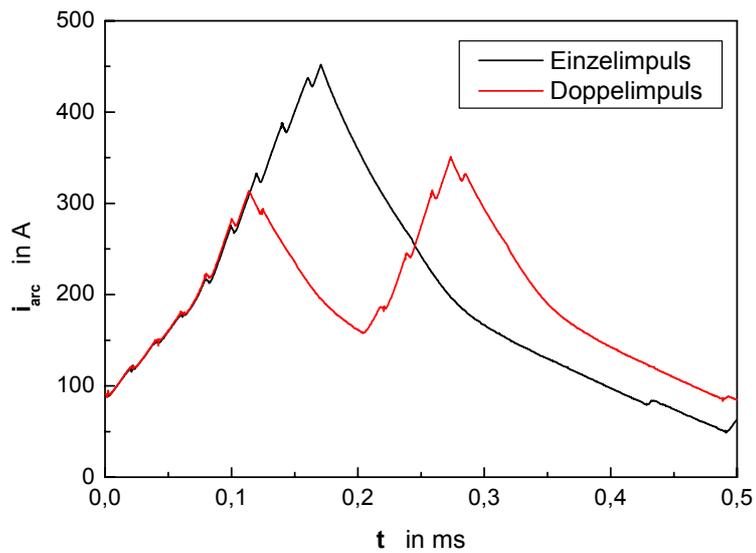


Abb. 8.9 - Zeitlicher Verlauf des Lichtbogenstromes bei Einzel- und Doppelimpulsen
 ($I_G = 80$ A; $I_P = 400$ A; $f_p = 1000$ s $^{-1}$; $v_T = 0,17$; $p_{N_2} = 1$ Pa)

8.2.3 Zusammenfassung der Ionenstrommessungen

Die Anpassung des Lichtbogenstromes an einen gewünschten Ionenstromverlauf gelingt. Die erzielbaren Werte lassen Vorteile bei der Schichtabscheidung erwarten. Darüber hinaus erhöhen sich mit den vorgestellten 2 Varianten die Möglichkeiten, den Prozess mit Mitteln der Elektrotechnik zu beeinflussen.

Als besonders viel versprechend wird die Verfahrensvariante mit Doppelimpulsen angesehen. Hier ist (je nach thermischer Belastung der Katode) eine Erweiterung zu Mehrfachimpulsen bzw. Impulszäunen denkbar.

Über die hier aufgezeigten Freiheitsgrade der ionenstromadaptierten Bogenstromführung rückt außerdem der Gedanke einer in-situ-Regelung des Lichtbogenstromes über Messsonden nahe. Ein Gedanke, der auch hinsichtlich einer gesteuerten räumlichen Plasmaverteilung nicht abwegig erscheint (siehe auch [115]).

9 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Beeinflussung des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens durch Parameter der elektrischen Lichtbogenstromversorgung sowie neuen Varianten dieses PVD-Prozesses. Als hauptsächliche Zielgröße der Untersuchungen wird die Veränderung des Ionensättigungsstromes, insbesondere seines zeitlichen Verhaltens und seiner räumlichen Ausdehnung, betrachtet. Die wichtigsten Ergebnisse der gezielten Beeinflussung dieses Koppelgliedes zwischen Ladungsträgergeneration und Schichtbildung und deren Auswirkungen werden nachfolgend zusammengefasst.

Ausgangspunkt der Untersuchungen war eine Analyse des modifizierten Puls-Arc-Prozesses hinsichtlich des Einflusses der Parameter der Bogenstromquelle. Vor dem Hintergrund der Übertragbarkeit der Ergebnisse erfolgte hierbei eine Beschränkung auf den Parameterstellbereich industrieller Stromquellen. Im Kapitel 5, welches sowohl einen Schwerpunkt der Arbeit, als auch die Grundlage der weiteren Kapitel darstellt, wird der maximale Impulsstrom als entscheidende Impulskenngroße herausgearbeitet. Das zeitliche Verhalten des Ionensättigungsstromes wird derart beeinflusst, dass es zu einer deutlichen Erhöhung des Gesamtionenstromes mit steigendem Impulsstrom kommt. Ebenso sind die Prozesskenngroßen Ionenladung und Ionengeschwindigkeit annähernd linear von I_p abhängig.

Die räumliche Plasmaausdehnung und damit auch die damit zusammenhängende Beschichtungsrate und Schichtdickengleichmäßigkeit sind ebenso stark durch eine Impulsstromvariation steuerbar. Hierbei konnten sowohl gleichmäßigere Schichtdickenverteilung als im DC-Prozess, als auch stark inhomogene Verteilungen erzielt werden.

Eine weitere Erkenntnis dieser Experimente ist, dass die Pulsfrequenz nicht als direkte Einflussgröße zu betrachten ist. Sie sollte, unter Beachtung der Strombelastbarkeit der Katode, maximal gewählt werden, um die in den Impulsphasen wirksamen Effekte mit hoher Wiederholrate zu nutzen. Unter der Annahme konstanten arithmetischen Mittelwertes des Lichtbogenstromes ist jedoch die Impulsdauer direkt mit der Impulsfrequenz verknüpft. Die Kenngröße t_p muss je nach Parametersatz so gewählt

werden, dass es gerade zur vollen Ausbildung des Soll-Impulses kommt. Sowohl kürzere als auch längere Impulse wirken sich negativ auf das erreichbare Ergebnis aus.

Zur Erreichung der hier beschriebenen positiven Effekte ist eine hohe Stromdynamik erforderlich. Als untere Grenze wurden 500 A/ms ermittelt.

Durch die Anwendung des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens wird eine Reduzierung der Substrattemperatur bei gleicher Beschichtungsrate realisiert.

Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurden drei Verfahrensvarianten bzw. -modifikationen betrachtet.

Die Kombination von Steered-Arc- und modifiziertem Puls-Arc-Verfahren (Kapitel 6) stellt sich als sehr viel versprechend für die industrielle Nutzung dar. Die Beeinflussung der Lichtbogenfußpunktbewegung ist sehr gut steuerbar und erlaubt durch die hohe Flexibilität der Impulsparameterwahl die Anpassung an verschiedenste Verdampfer- bzw. Magnetfeldanordnungen. Durch die Messung des Ionenstromes konnte nachgewiesen werden, dass die diesbezüglichen Nachteile des DC-Steered-Arc-Prozesses (verringertes Ionenstrom und damit reduzierte Schichtbildungsrate) verringert bzw. ausgeschlossen werden können. Als technologisch vorteilhaft wird insbesondere angesehen, dass deutlich effektiver, d.h mit höherer Rate beschichtet werden kann, die Qualität davon jedoch unbeeinflusst bleibt oder sogar verbessert werden kann.

Die in Kapitel 7 vorgestellten Ergebnisse zur Verfahrenskombination von modifiziertem Puls-Arc-Prozeß und gepulster Biasspannung ergaben sehr unterschiedliche Ergebnisse. Relativ geringe Bedeutung für die Beschichtung komplexer Geometrien dürfte dem asynchronen Modus zwischen gepulstem Lichtbogenstrom und gepulster Biasspannung zukommen. Sehr hohe Puls-Bias-Frequenzen kommen einer DC-Bias nahe. Niedrige Frequenzen machen das Zusammenwirken hingegen sehr unbestimmt. Positive Auswirkungen des asynchronen Modus auf die Absenkung der Substrattemperatur sind zu erwarten.

Die Ionenstrommessungen für den synchronen Modus sind sehr viel versprechend. Bei einem späteren Zuschalten der Biasspannung ergibt sich ein deutlich erhöhter maximaler Ionenstrom, während eine Impuls-Synchronität den mittleren Ionenstrom erhöht. Bestrebungen zur Erhöhung der Impulsfolgefrequenz sollten angestellt werden. Eine weitere denkbare Variante wäre ein synchroner Betrieb mit $f_{\text{Bias}} = n \cdot f_{\text{Arc}}$ ($n = 2, 3, 4 \dots$). Neben

den synchron zu Arc-Impulsen generierten Bias-Impulsen würden auch in der Grundstromphase Bias-Impulse wirksam. Eine Erhöhung des mittleren Ionenstromes wäre die Folge. Sowohl für den asynchrone als auch den synchronen Modus ist die Verwendung einer gepulsten Biasspannung mit einem Gleichspannungs-Offset zur Unterdrückung des Elektro-neneinstromes am Substrat zweckmäßig.

In Kapitel 8 wird die Ionenstromadaptierte Bogenstromführung, d.h. die Anpassung des Lichtbogenstromes an einen gewünschten Ionensättigungsstromverlauf betrachtet. Die erzielbaren Werte des Ionensättigungsstromes lassen Vorteile bei der Schichtabscheidung erwarten. Als besonders viel versprechend wird die Verfahrensvariante mit Doppelimpulsen angesehen. Hier ist (je nach thermischer Belastung der Katode) eine Erweiterung zu Mehrfachimpulsen bzw. Impulszäunen denkbar. Darüber hinaus bilden die erzielten Erkenntnisse die Grundlagen für eine in-situ-Regelung des Lichtbogenstromes über Messsonden.

Mit den in dieser Arbeit präsentierten Ergebnissen liegen die Grundlagen für die Verbreitung des modifizierten Puls-Arc-Verfahrens und seiner Varianten in der industriellen Beschichtungspraxis vor. Bestehende Beschichtungsanlagen mit Gleichstromversorgung können mit geringem Aufwand und ohne Veränderungen an der kostenintensiven Vakuumtechnik mit einem Technologievorsprung ausgestattet werden. Die dann eingesetzte Stromversorgungstechnik befähigt den Anwender, gewünschte Prozess- und Schichteigenschaften über gezielte Bereitstellung der elektrischen Energie zu erzeugen.

Literaturverzeichnis

- [1] Edison, T.A.
Process of duplicating phonograms.
U.S. Patent 484 582, 1892

- [2] Siemroth, P.; Schülke, Th.; Schultrich, B.:
TATF 1994, Proceedings, S. 42-45

- [3] Scheibe, H.-J.; Schultrich, B.; Siemroth, P.:
Dünnschichttechnologien - Vorträge zum Statusseminar 1992, S. 606-616

- [4] Ellrodt, M.:
Einfluß elektrischer Parameter auf Vakuumbogenentladungen in PVD-
Prozessen.
Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 1997

- [5] Rother, B.; Vetter, J.:
Wissenschaftliche Zeitung der TU Karl-Marx-Stadt 31 (1989) 3, S. 433-444

- [6] Schultrich, B.; Siemroth, P.; Vetter, J.; Zimmer, O.:
Vakuum in Forschung und Praxis, 1 (1998), S. 37-46

- [7] Rother, B.; Vetter, J.:
Plasma-Beschichtungsverfahren und Hartstoffschichten.
Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie GmbH Leipzig 1992

- [8] Ertürk, E.; Heuvel, H.-J.; Dederichs, H.-G.:
Industrie-Anzeiger 21 (1989), S. 22-26

- [9] Steffens, H.-D.; Cronjäger, L.; Kopp, R.:
Dünnschichttechnologien - Vorträge zum Statusseminar 1990, S. 465-479

- [10] Knotek, O.; Stöbel, C.; Krämer, G.:
Dünnschichttechnologien - Vorträge zum Statusseminar 1990, S. 268-277

- [11] Kim, G.E.; Meunier, J.-L.; Ajersch, F.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 23 (1995) 6, S. 1001-1005

- [12] Reichel, K.:
Entwicklung und Charakterisierung von korrosions- und verschleißbeständigen Beschichtungen unter Einsatz des Arc-PVD-Verfahrens.
VDI-Verlag Düsseldorf 1991
- [13] Steffens, H.-D.; Mack, M.; Moehwald, K.; Reichel, K.:
Surface and Coatings Technology 46 (1991), S. 65-74
- [14] Knotek, O.; Stöbel, C.; Krämer, G.:
Dünnschichttechnologien - Vorträge zum Statusseminar 1992, S. 523-529
- [15] Münz, W.-D.; Schroeder, J.; Petersein, H.:
Oberflächentechnik - Vorträge zum fünften SURTEC-Kongreß 1989, S. 61-76
- [16] Engemann, J.:
Workshop "Gepulste Plasmen in der Praxis"; Begleitmaterial, Wuppertal 1999
- [17] Boxman, R.L.; Goldsmith, S.; Shalev, S.; Yaloz, H.; Brosh, N.:
Thin Solid Films 139 (1986), S.41-52
- [18] Fuchs, H.; Mecke, H.; Ellrodt, M.:
Surface and Coatings Technology 98 (1998), S. 839-844
- [19] Witke, Th.; Siemroth, P.; Lenk, A.; Schülke, Th.:
TATF 1994, Proceedings, S. 77-80
- [20] Siemroth, P.; Schülke, Th.; Witke, Th.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 23 (1995) 6, S. 919-925
- [21] Ellrodt, M.; Kühn, M.:
Contrib. Plasma Phys. 36 (1996), S. 687-696
- [22] Fuchs, H.; Mecke, H.:
12th Int. Conf. on Gas Disch. and Their Appl. 1997, Proceedings Part I, S. 22-25
- [23] Scheibe, H.-J.; Schultrich, B.; Ziegele, H.; Siemroth, P.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 25 (1997) 4, S. 685-688

- [24] Tochitsky, E.I.; Gasenkova, I.V.; Milashevskaja, I.G.; Selifanov, O.V.; Stankevich, E.V.:
XVIIIth. ISDEIV Eindhoven 1998, Proceedings, S. 601-604
- [25] Repenning, D.:
Metalloberfläche 41 (1987) 12, S. 601-604
- [26] Moll, E.; Buhl, R.; Pulker, H.K.; Bergmann, E.:
Oberflächentechnik - Vorträge zum fünften SURTEC-Kongreß 1989, S. 53-60
- [27] Takagi, T.:
Thin Solid Films 92 (1982), S. 1-17
- [28] Kienel, G.:
Oberflächentechnik - Vorträge zum fünften SURTEC-Kongreß 1989, S. 1-11
- [29] Knotek, O.; Löffler, F.; Krämer, G.:
Surface and Coatings Technology 49 (1991), S. 325-329
- [30] Ertürk, E.; Heuvel, H.-J.:
Oberflächentechnik - Vorträge zum vierten SURTEC-Kongreß 1987,
S. 387-408
- [31] Ertürk, E.:
Oberflächentechnik - Vorträge zum dritten SURTEC-Kongreß 1985, S. 191-197
- [32] Martin, P.J.; Netterfield, R.P.; Kinder, T.J.; Descotes, L.:
Surface and Coatings Technology 49 (1991), S. 239-243
- [33] Bendavid, A.; Martin, P.J.; Netterfield, R.P.; Kinder, T.J.:
Surface and Coatings Technology 70 (1994), S. 97-106
- [34] Martin, P.J.; McKenzie, D.R.; Pacey, C.G.; Netterfield, R.P.:
J. Vac. Sci. Technol. A 5 (1987) 1, S. 22-28
- [35] Fessmann, J.; Olbrich, W.; Kampschulte, G.; Ebberink, J.:
Materials Science and Engineering A140 (1991), S. 830-837
- [36] Ljungcrantz, H.; Hultman, L.; Sundgren, J.-E.; Karlsson, L.:
J. Appl. Phys. 78 (1995) 2, S. 832-837

- [37] Knotek, O.; Krämer, G.; Stöbel, C.:
Vacuum 43 (1992), S. 567-571
- [38] Kampschulte, G.; Olbrich, W.; Fessmann, J.:
Dünnschichttechnologien - Vorträge zum Statusseminar 1992, S. 584-591
- [39] Kampschulte, G.; Olbrich, W.; Fessmann, J.:
Dünnschichttechnologien - Vorträge zum Statusseminar 1990, S. 415-430
- [40] Wood, B.P.; Reass, W.A.; Henins, I.:
Surface and Coatings Technology 85 (1996), S.70-74
- [41] Siemroth, P.; Scheibe, H.-J.
IEEE Transactions On Plasma Science 18 (1990), S. 911-916
- [42] Abdullin, E.N.; Bazhenov, G.P.:
XVIIIth. ISDEIV Eindhoven 1998, Proceedings, S. 207-210
- [43] Anders, A.; Anders, S.; Jüttner, B.; Brown, I.G.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 21 (1993) 3, S.305-311
- [44] Brown, I.G.; Godechot, X.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 19 (1991) 5, S. 713-717
- [45] Zou Jiyan; Liu Chun; Zheng Zhitao; Cochrane, G.:
Proceedings, 18th. ISDEIV, Eindhoven 1998, S. 613-616
- [46] Anders, S.; Anders, A.; Yu, K.M.; Yao, X.Y.; Brown, I.G.:
XVth. ISDEIV Darmstadt 1992, Proceedings, S. 416-420
- [47] Otto, S.; Döbbelin, R.; Heyder, D.:
Fachtagung Leistungsel. Aktoren und intell. Bewegungssysteme Magdeburg
1996, Proceedings, S. 354-362
- [48] Griepentrog, M.; Mackrodt, B.; Mark, G.; Linz, T.:
Surface and Coatings Technology 74-75, 1995, S. 326 ff
- [49] Hantzsche, E.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 20 (1992) 1, S. 34-41

- [50] Daalder, J.E.:
Physica C 104 (1981), S. 91-106
- [51] Lunev, V.M.; Padalka, V.G.; Khoroshikh, V. M.:
Sov. Phys. Tech. Phys. 22 (1977) 7, S. 858-861
- [52] Harris, L.P.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 11 (1983) 3, S. 94-102
- [53] Sherman, J.C.; Webster, R.; Jenkins, J.E.; Holmes, R.:
J. Phys. D 8 (1975), S. 696-702
- [54] Daalder, J.E.; Wielders, P.G.E.:
12. Int. Conf. on Phenomena in ionized gases 1975, Proceedings, S. 115-119
- [55] Tuma, D.T.; Chen, C.L.; Davies, D.K.:
J. Appl. Phys. 49 (1978) 7, S. 3821-3831
- [56] Kimblin, C.W.:
Proceedings of the IEEE 59 (1971), S. 546 ff.
- [57] de Cock, W.M.; Daalder, J.E.:
VII. International Symposium On Discharges And Electrical Insulation In Vacuum 1976, Proceedings, S. 288-292
- [58] Kutzner, J.; Miller, H.C.
IEEE Transactions On Plasma Science 17 (1989), S. 688-694
- [59] Daalder, J.E.:
IEEE Trans. Power Appl. Syst. 1974, S.1747-1758
- [60] Daalder, J.E.:
J. Phys. D 8 (1975), S.1647-1659
- [61] Klyarfeld, B.N.; Neritina, N.A.; Druzhinina, N.N.:
Sov. Phys. Tech. Phys. 14 (1969), S. 796 ff.
- [62] Bolotov, A.; Kozyrev, A.; Korolev, Y.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 23 (1995) 6, S. 884-892

- [63] Hantzsche, E.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 23 (1995) 6, S. 893-898
- [64] Ivanov, V.I.; Jüttner, B.; Pursch, H.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 13 (1985) 5, S. 334-336
- [65] Wieckert, C.:
Phys. Fluids 30 (1987), S.1810-1813
- [66] Anders, S.; Anders, A.:
Contrib. Plasma Phys. 29 (1989), S. 537-543
- [67] Lunev, V.M.; Ovcharenko, V.D.; Khoroshikh, V.M.:
Sov. Phys. Tech. Phys. 22 (1977) 7, S. 855-858
- [68] Kandah, M.; Meunier, J.-L.:
J. Vac. Sci. Technol. A 13 (1995) 5, S. 2444-2450
- [69] Aksenov, I.I.; Khoroshikh, V.M.:
XVIIIth. ISDEIV Eindhoven 1998, Proceedings, S. 211-214
- [70] Sakaki, M.; Sakakibara, T.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 22 (1994) 6, S. 1049-1054
- [71] Sakaki, M.; Sakakibara, T.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 19 (1991) 1, S. 25-28
- [72] Davis, W.D.; Miller, H.C.:
J. Appl. Phys. 40 (1969), S. 2212-2221
- [73] Anders, A.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 26 (1998) 1, S. 118-119
- [74] Brown, I.G.; Galvin, J.E.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 17 (1989) 5, S. 679-682
- [75] Anders, A.; Schülke, Th.:
XVIIIth. ISDEIV Berkeley 1996, Proceedings, S. 199-203
- [76] Aksenov, I.I.; Khoroshikh, V.M.:
XVIIIth. ISDEIV Eindhoven 1998, Proceedings, S. 573-576

- [77] Bugaev, A.; Gushenets, V.; Nikolaev, A.; Oks, E.; Anders, A.; Brown, I.G.; Yushkov, G.:
XVIIIth. ISDEIV Eindhoven 1998, Proceedings, S. 256-259
- [78] Yang, L.; Zou, J.; Cheng, Z.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 25 (1997) 4, S. 700-702
- [79] Hantzsche, E.:
XVth. ISDEIV Darmstadt 1992, Proceedings, S. 310-314
- [80] Münz, W.-D.; Smith, I.J.; Lewis, D.B.; Creasey, S.:
Vacuum 48 (1997) 5, S. 473-481
- [81] Udris, Y.Y.:
IEE Conf. Gas Discharges 1990, Proc. S. 108-112
- [82] Daalder, J.E.:
J. Phys. D 9 (1976), S. 2379-2395
- [83] Aksenov, I.I.; Khoroshikh, V.M.; Lomino, N.S.; Ovcharenko, V.D.; Zadneprovskij, Y.A.:
XVIIIth. ISDEIV Eindhoven 1998, S. 566-569
- [84] Ben-Ami, R.; Zhitomirsky, V.N.; Boxman, R.L.; Goldsmith, S.:
Plasma Sources Sci. Technol. 8 (1999), S. 355-362
- [85] Siemroth, P.; Wenzel, Ch.; Klimes, W.; Schultrich, B.; Schülke, Th.:
Thin Solid Films 308 (1997), S. 455-459
- [86] Schülke, Th.; Anders, A.; Siemroth, P.:
IEEE Transactions On Plasma Science 25 (1997), S. 660-664
- [87] Zimmer, O.:
Magnetische und elektrische Steuerung der Vakuumbogenbeschichtung.
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2002
- [88] Aksenov, I.I.; Konovalov, I.I.; Kudryavtseva, E.E.; Kunchenko, V.V.; Padalka, V.G.; Khoroshikh, V.M.:
Sov. Phys. Tech. Phys. 29 (1984) 8, S. 893-894

- [89] Anders, A.; Anders, S.; Jüttner, B.; Bötticher, W.; Lück, H.; Schröder, G.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 20 (1992) 4, S. 466-472
- [90] Anders, A.; Anders, S.; Jüttner, B.; Pursch, H.; Bötticher, W.; Lück, H.:
XVth. ISDEIV Darmstadt 1992, Proceedings, S. 289-293
- [91] Miller, H.C.:
J. Appl. Phys. 66 (1989), S. 1107-1112
- [92] Galvin, J.E.; Brown, I.G.; MacGill, R.A.:
Rev. Sci. Instr. 61 (1990), S. 583-585
- [93] Ravari, P.; Charles, B.:
J. Phys. D 23 (1990), S. 123-124
- [94] Anders, S.; Anders, A.:
J. Phys. D 24 (1991), S. 1986-1992
- [95] Rusteberg, C.; Lindmayer, M.; Jüttner, B.; Pursch, H.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 23 (1995) 6, S. 909-914
- [96] Yushkov, G.; Anders, A.:
IEEE Trans. Plasma Sci. 26 (1998) 2, S. 220-226
- [97] James, A.S.; Young, S.J.; Matthews, A.:
Surface and Coatings Technology 74-75 (1995), S.306-311
- [98] Rother, B.; Kappl, H.; Pfeifer-Schäller, I.; Ebersbach, G.; Jehn, H.A.:
Surface and Coatings Technology 97 (1997), S.200-205
- [99] Fancey, K.S.:
Surface and Coatings Technology 71 (1995), S. 16-29
- [100] Elsing, R.:
VDI-Berichte 936 (1991), S. 207-220
- [101] Bär, E.; Lorenz, J.; Ryssel, H.:
Materials for Advanced Metallization 1997 (Abstracts Booklet), S. 297-300

- [102] Mack, M.:
Oberflächentechnik - Verschleißschutz.
Bibliothek der Technik Bd.38, Verlag Moderne Industrie, Landsberg/Lech
1990
- [103] Anders, S.; Anders, A.; Jüttner, B.:
J. Phys. D 25 (1992), S. 1591-1599
- [104] Schiller, S.; Heisig, U.; Panzer, S.:
Elektronenstrahltechnologie.
Verlag Technik Berlin, 1976
- [105] Mecke, H.; Edelmann, Chr.; Fuchs, H.; Keutel, K.:
Untersuchungen zum Einfluß eines modifizierten PVD-Puls-Arc-Verfahrens
auf gasabgabereduzierende Schichten für metallische Werkstoffe.
Abschlußbericht zum DFG-Thema Me 1060/3-1, O.-v.-G.-Universität Magde-
burg, 1996
- [106] Pearse, R.W.B.; Gaydon, A.G.:
The identification of molecular spectra.
Chapman and Hall New York, 1976
- [107] Saidel, A.N.; Prokofjew, W.K.; Raiski, S.M.:
Spektraltabellen.
Verlag Technik Berlin, 1961
- [108] Lide, D.R.:
Handbook of chemistry and physics, CRCnetBase 1999.
Chapman and Hall New York, 1999
- [109] Ellrodt, M.; Mecke, H.:
Surface and Coatings Technology 74 (1995), S. 241-245
- [110] Jüttner, B.; Pucharev, V.F.; Hantzsch, E.; Beilis, I.:
Cathode Spots.
in Handbook of Vacuum Arc Science and Technology (Editors: R. L. Boxman,
D. M. Sanders, P. J. Martin, J. M. Lafferty) 1995, S. 73-281
- [111] Forschungsinstitut für Edelmetalle und Metallchemie:
PVD-Abscheidung auf dreidimensional ausgebildeten Unterlagen (Substraten).
AiF-Forschungsvorhaben 9138B, 1996

- [112] Berg, G.; Friedrich, C.; Broszeit, E.; Berger, C:
Surface and Coatings Technology 97 (1997), S. 326-334
- [113] Stache, J.:
Entwicklung eines allgemeinen dreidimensionalen physikalischen Modells zur
Simulation von Abscheideprofilen in Kathodenzerstäubungsanlagen.
VDI-Berichte 197 (1996)
- [114] Ellrodt, M.; Anklam, J.; Beck, P.; Zimmermann, H.:
Proceedings INNOMATA '96, S. 126-127
- [115] Schrade, F.; Schulze, D.; Wilberg, R.:
Verfahren zur Regelung der Plasmaparameter in Vakuumbeschichtungs-
einrichtungen mit Bogenentladungen.
Patentschrift DE 3426145 (DDR), 1984

Schriftliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Insbesondere habe ich nicht die Hilfe einer kommerziellen Promotionsberatung in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes auch noch nicht veröffentlicht.

Neindorf, 09.06.2004

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name: Henning Fuchs
Familienstand: verheiratet, 1 Kind
Staatsangehörigkeit: BRD
Geburtsdatum: 19.08.1967
Geburtsort: Oschersleben
Eltern: Frieda Fuchs, geb. Fischer, verst. 2002
Karl Fuchs verst. 1982

Ausbildung

1974 - 1984 Polytechnische Oberschule „J.W. v. Goethe“ Oschersleben
1984 - 1987 Berufsausbildung (Triebfahrzeugschlosser) mit Abitur an der Betriebsberufsschule des Bw Halle -G-
1987 – 1990 Wehrdienst
1990 - 1995 Hochschulstudium in der Fachrichtung Elektrotechnik / Leistungselektronische Geräte und Anlagen an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg
(Abschluß als Diplomingenieur für Elektrotechnik)

Berufliche Tätigkeit

01.07.1995 – 14.04.2002 wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg (Institut für Elektrische Energiesysteme)
seit 15.04.2002 Entwicklungsingenieur Elektrotechnik bei der WILO AG, Betriebsstätte Oschersleben

Neindorf, d. 09.06.2004