

Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Entwicklung eines Plasmagenerators mit atmosphärischem DC - Langlichtbogen zur Modifikation von Werkstoffoberflächen

Eckart Theophile

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr.-Ing. U. Barabas
1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. K. Landes
2. Berichterstatter: Priv. Doz. Dr.-Ing. habil. W. Tiller

Tag der Prüfung: 05.07.2006

Mit der Promotion erlangter akademischer Grad :
Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

Neubiberg, den 06.07.2006



für
Valerie & Vivienne

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt

Herrn Prof. Dr.-Ing. K.Landes für die Überlassung des interessanten Themas und die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Grundlagen der Elektrotechnik durchführen zu können. Die Betreuung und die vielen interessanten Diskussionen, Anregungen und Hinweise haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W.Tiller für die Übernahme der Zweitkorrektur sowie für die unterstützenden und interessanten Diskussionsaspekte zum Thema „wendelnder Lichtbogen“.

Den Herren Dr.-Ing. G.Forster, Dr.-Ing. J.Zierhut, Dipl.Ing. M.Dzulko und Dipl.Ing. S.Zimmermann für die hilfreiche Unterstützung, zahlreichen Anregungen und Diskussionen, sowie die kameradschaftliche Atmosphäre im Labor für Plasmatechnik während so mancher Schlacht durch den Tag und die Nacht.

Herrn Dipl.-Ing. R.Graf für die Unterstützung bei geplanten Veröffentlichungen und in administrativen Dingen.

Herrn W.Wagner als guter Seele im Labor, ohne den so manches Chaos im Labor nicht zu bewältigen gewesen wäre und für seine vielen, hilfreichen Hände während der ganzen Zeit.

Den Herren U.Bayrle sowie A.Mai, H.Karl, M.Goretzki und A.Weber für die spontane Einsatzbereitschaft bei der präzisen Anfertigung mechanischer Bauteile.

Frau S.Kütt, ohne deren Hilfe so manche Besprechung verpflegungslos und so manche Dienstreise organisationslos geblieben wäre.

Herrn G. Haderer, dem Herren der Bits und Bytes, für das Aufrechterhalten der Netzwerkkommunikation in Zeiten der digitalen Viren- und Würmerattacken.

*Last but not least geht noch ein ganz dickes „Dankschön“ an meine Frau Oksana für die Unterstützung und das Verständnis während der ganzen letzten Jahre
sowie
an meine Eltern für einfach alles.*

Neubiberg, im April 2006

Entwicklung eines Plasmagenerators mit atmosphärischem DC-Langlichtbogen zur Modifikation von Werkstoffoberflächen

1	EINLEITUNG	7
2	PLASMAGESTÜTZTE VERFAHREN ZUR BEHANDLUNG VON OBERFLÄCHEN UNTER ATMOSPHÄRENDRUCK	7
3	FUNKTIONSPRINZIP DES LONG ARC GENERATORS („LARGE“)	8
3.1	Physikalische Grundlagen der Lichtbogenentladung	8
3.2	Stabilisierungsmechanismen des Lichtbogens	15
3.2.1	Wandstabilisierung	16
3.2.2	Magnetfeldstabilisierung	17
3.3	Kaskadierung des Lichtbogenkanals	21
4	KONSTRUKTIVER AUFBAU DES PLASMAGENERATORS „LARGE“	23
4.1	Elektroden und Elektrodenbereich	23
4.2	Kaskadierter Zentralkörper	24
4.3	Magnetfelderzeugung mit Permanentmagneten	25
4.4	Homogene seitliche Gasanströmung	26
5	ZÜNDUNG UND BETRIEB DES LICHTBOGENGENERATORS	28
5.1	Zündverfahren CIPASS (Combined Ignition by Pilot Arcing and Successive Switching)	28
5.2	Zünd- und Betriebssteuerung des Plasmagenerators LARGE	33
5.3	Betriebsparameter des Plasmagenerators LARGE III-150	37
6	EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE UNTERSUCHUNGSMETHODEN	38
6.1	Diagnostikverfahren	38
6.1.1	Optische Emissionsspektroskopie	38
6.1.2	Hall-Sondenmessung	39
6.1.3	Hochgeschwindigkeitsphotographie	39
6.1.4	Enthalpiesondenmessung	41
6.1.5	Gasflussmessungen	42
6.2	Numerische Verfahren	43
6.2.1	Berechnung des Magnetfeldes	43
6.2.2	Simulation des Strömungsfeldes	50

7 INTERPRETATION UND VERWERTUNG DER UNTERSUCHUNGS- ERGEBNISSE	56
7.1 Charakterisierung des Lichtbogens und des Plasmastrahls	56
7.2 Einfluss des Magnetfeldes auf den Lichtbogen und den Plasmafreistrah	75
7.3 Einfluss der Gasströmung auf den Lichtbogen und den Plasmafreistrah	86
7.4 Konsequenzen für die konstruktive Optimierung des Plasmagenerators	87
8 ZUSAMMENFASSUNG	94
9 ANHANG	96
9.1 Übersicht über verwendete Symbole	96
9.2 Literaturverzeichnis	98

1 Einleitung

Für moderne industrielle Verfahren zur Aktivierung und Beschichtung von Oberflächen sind aus Kosten- und Zeitgründen Behandlungsprozesse unter Atmosphärendruck wünschenswert.

Plasmageneratoren, deren DC-Lichtbögen unter Atmosphärendruck gezündet und betrieben werden, stellen prinzipiell ein geeignetes Werkzeug dar, um an technischen Oberflächen Beschichtungs- oder Aktivierungsvorgänge durch Plasmaeinwirkung ablaufen zu lassen. Konventionelle Plasmageneratoren weisen jedoch einige Nachteile auf, die ihre Einsatzmöglichkeiten für derartige Anwendungen einschränken.

Diese Plasmageneratoren sind rotationssymmetrisch aufgebaut und erzeugen in der Regel einen Plasmafreistrahls mit kreisförmigem Querschnitt im Millimeter-Bereich. Eine Behandlung von ausgedehnten Oberflächen erfordert dementsprechend ein zeitaufwändiges Abfahren (Scanprozess), das zudem zu streifenförmigen Inhomogenitäten führt.

Weiterhin ist bei konventionellen Plasmageneratoren die Auswahl der Plasmagase wegen des Kontaktes mit den Elektroden eingeschränkt. So können oxidative und aggressive Gase nicht eingesetzt werden, da sie die aus Wolfram bestehenden heißen Elektroden zerstören würden.

Ein weiteres Problem besteht in der instationären elektrischen Leistungseinkopplung, die keinen zeitlich konstanten Behandlungsprozess ermöglicht.

Um die aufgeführten Nachteile konventioneller Plasmageneratoren zu beheben, war es das Ziel, einen Plasmagenerator zu realisieren, der unter Atmosphärendruck einen breiten, homogenen und stabilen Plasmafreistrahls erzeugt und bei dem auch bisher nicht einsetzbare Plasmagase verwendet werden können.

Die Entwicklung eines derartigen Plasmagenerators wird in der vorliegenden Arbeit beschrieben.

2 Plasmagestützte Verfahren zur Behandlung von Oberflächen unter Atmosphärendruck

Zu der seit langem bestehenden technischen Nutzung von Plasmen in Bereichen wie Licht- und Strahlungsquellen, Schweißtechnik, Plasmachemie etc. ist seit etwa 1980 ein rapides Wachstum der Anwendung in der Oberflächentechnik hinzugekommen [VDI]. Von der Oberflächenmodifikation metallischer Werkstoffe über Halbleiter, Gläser bis zu Kunststoffen und Wollprodukten sind Plasmabehandlungen heute industriell etabliert. Die entsprechenden Einsatzgebiete beinhalten das Aktivieren, Funktionalisieren, Beschichten, Ätzen oder Nitrieren der Oberflächen.

Beim Aktivieren und Funktionalisieren wird dabei über das Plasma Energie in die Oberfläche eingetragen, so dass die Oberflächenbindungen der dort liegenden Moleküle aufgebrochen werden. Als wichtiges Beispiel für einen derartigen Prozess kann die Oberflächenaktivierung von Polymerfolien zur anschließenden Kaschierung mit verschiedenartigen Materialien genannt werden [THE].

Beim Beschichten besteht die Möglichkeit, unter anderem auch hochschmelzende Materialien wie Keramiken durch die hohen Temperaturen eines Plasmastrahls aufzuschmelzen und in Richtung des Plasmagasflusses zu beschleunigen. Beim Auftreffen auf die kalte Substratfläche kühlt das geschmolzene Material ab und bildet eine zusammenhängende Schicht. Durch geeignete Kombinationen von Schicht- und Substratmaterialien lassen sich neue und technisch wichtige Funktionalitäten realisieren [THE2], die durch Verwendung des Schicht- und Substratmaterials allein nicht erreicht werden könnten.

Zahlreiche Plasmaprozesse werden bei Niederdruck oder in kontrollierter Atmosphäre betrieben. Diese Methode ist jedoch mit hohem zeitlichen Aufwand und produktionstechnischen Mehrkosten verbunden, so dass die Forderung nach kostengünstigen Produkten zu einem Bedarf an Atmosphärendruck- Plasmaquellen führte.

3 Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

3.1 Physikalische Grundlagen der Lichtbogenentladung

Der „Plasma“-Zustand wird vereinfacht als 4. Aggregatzustand bezeichnet. Er ist energiereicher als der Gaszustand und geht aus diesem durch die Zufuhr von Dissoziations- und Ionisationsenergie hervor. Als Gemisch von Elektronen, Ionen und Neutralteilchen besitzt ein Plasma einerseits Gaseigenschaften, ist andererseits aber ein Medium, das auf elektromagnetische Felder reagiert. Die positiven und negativen Ladungsträger ordnen sich nach der DEBYE-HÜCKEL-Theorie so an, dass elektrische Felder über eine als DEBYE-Länge bezeichnete Distanz hinaus abgeschirmt werden. Zugleich sind die Ladungsträger aber auch durch permanente Wechselwirkung miteinander verbunden (LANDAU-Länge als charakteristische Wechselwirkungslänge).

Die theoretische Behandlung von Plasmen ist über zwei Modelle möglich: Im Einzelteilchenmodell wird die Einwirkung elektromagnetischer Kräfte auf einzelne Ladungsträger berücksichtigt. Im Ein- oder Mehrflüssigkeitsmodell werden dagegen die Plasmaeigenschaften durch pauschale Transportkoeffizienten wie elektrische Leitfähigkeit, Viskosität, thermische Leitfähigkeit u.a. beschrieben. Das Plasma ist nach außen elektrisch neutral, da es nicht nur im Gesamtvolumen, sondern auch in differentiell kleinen Teilvolumina gleichviele positive und negative Ladungsträger enthält (Quasineutralität). Konzentrationsunterschieden von positiven und negativen Ladungsträgern würden daraus entstehende COULOMB-Kräfte entgegenwirken.

Es existieren vielfältige Möglichkeiten, Energie in ein Gas einzukoppeln, um in den Plasmazustand zu gelangen. In dem vorliegenden Fall des Lichtbogengenerators wird Energie über Ladungsträger zugeführt, die in einem stationären elektrischen Feld beschleunigt werden. Deren kinetische Energie wird teilweise bei elastischen Stößen mit anderen Partikeln (Elektronen, Ionen, Atome, Moleküle), teilweise bei unelastischen Stößen (Anregung, Ionisation) abgegeben.

Die Gesamtstromstärke $i(t)$ ist mit dem Transport von elektrischer Ladung durch den Entladungsbereich verbunden.

Der typische Zusammenhang zwischen diesem resultierenden Strom und der verursachenden Spannung zwischen den Elektroden der Gasentladung wird im stationären Fall durch eine Strom-Spannungscharakteristik gemäss Abbildung 1 dargestellt:

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

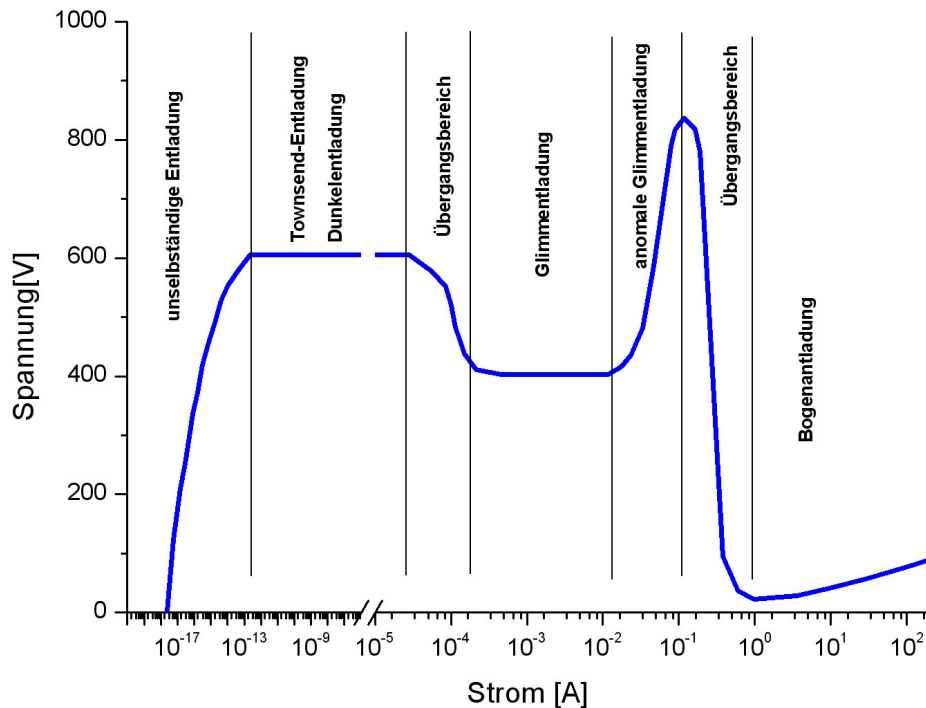


Abbildung 1 : Stationäre Strom-Spannungscharakteristik einer Gasentladung (Edelgas bei $p=1$ Torr und $d=10\text{cm}$ nach BROWN, [HES]).

In der Strom-Spannungscharakteristik ist zwischen selbstständigen und unselbstständigen Gasentladungsbereichen zu unterscheiden. Bei Spannungen, die unterhalb der Durchbruchspannung des jeweiligen Mediums liegen, ergibt sich zunächst eine unselbstständige Entladung. Diese ist dadurch charakterisiert, dass einzelne Elektronen thermisch (RICHARDSON-Gleichung) oder durch äußeren Energieeintrag (ultraviolette Strahlung, Röntgenstrahlung, etc.) an der Kathode oder im Entladungsvolumen erzeugt und im elektrischen Feld beschleunigt werden. Diese Elektronen können Ladungsträgerlawinen auslösen, die zu einem Stromfluss durch den Entladungsbereich führen. Der Strom erlischt jedoch, sobald die äußere Ladungsträgererzeugung verschwindet (Kriterium für die unselbstständige Entladung).

Der Grund hierfür liegt in der ungenügenden Anzahl erzeugter Ladungsträger: Die Zahl der von einem Elektron auf seinem Weg gebildeten neuen positiven und negativen Ladungsträger ist abhängig von der Energie, die das Elektron im elektrischen Feld (Feldstärke E) über einer mittleren freien Weglänge l_e aufnimmt. Für die Ionisierung pro Längeneinheit (1. TOWNSEND-Koeffizient) gilt die Formel:

$$\alpha = p \cdot A \cdot e^{\frac{B}{\left(\frac{E}{p}\right)}} \quad (3.1)$$

mit

A, B = Konstanten für das jeweilige Gas,

E = elektrische Feldstärke,

p = Druck.

Ein Elektron, das die differentielle Weglänge dx zurückgelegt hat, erzeugt dabei durch Stoß im Mittel αdx neue Elektronen. Insgesamt generiert ein aus der Kathode ausgelöstes Elektron über der Distanz d bis zur Anode in einem Lawineneffekt $n(d)$ Ionen. Es gilt:

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

$$n(d) = e^{\alpha \cdot d} - 1 \quad (3.2)$$

Beim Aufprall dieser Ionen auf die Kathode werden wiederum Sekundärelektronen erzeugt. Löst ein Ion γ Sekundärelektronen aus der Kathode aus, so ist die Gesamtanzahl μ der durch die erste Ladungsträgerlawine ausgelösten Sekundärelektronen

$$\mu = \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \quad (3.3)$$

mit $\gamma = 2$. TOWNSEND Koeffizient

Ergibt sich nach Gleichung (3.3) die Zahl der Sekundärelektronen zu $\mu=1$, so bedeutet dies, dass jedes primär erzeugte Elektron letztlich an der Kathode gerade wieder zu einem neugenerierten Elektron führt und sich dadurch reproduziert. Damit wird die Entladung aufrechterhalten und selbstständig (elektrischer Durchschlag).

Der unselbstständigen Entladung folgen gemäß Abbildung 1 verschiedene Entladungsformen, die bei höheren Strömen ($I \geq 1A$ [RIE]) in einer Bogenentladung enden. Diese ist gekennzeichnet durch eine Säulenstruktur sowie durch einen im Vergleich mit anderen Entladungsarten niedrigeren Spannungsbedarf und kleineren Elektrodenfällen.

Weiterhin liegt eine Besonderheit der Lichtbogenentladung in der Art der Elektronenemission aus der Kathode. Hierbei spielen thermische Effekte eine wesentliche Rolle (Thermionische Emission).

Für die emittierte Stromdichte j ergibt sich aus der RICHARDSON-Gleichung:

$$j = CT^2 \cdot e^{-\frac{W_A}{kT}} \quad (3.4)$$

W_A = Austrittsarbeit der Elektronen aus dem jeweiligen Kathodenmaterial

k = BOLTZMANN-Konstante

T = Temperatur der Kathode

Die Konstante C berechnet sich zu: $C = -\frac{4\pi\epsilon m k^2}{h^3}$

In der Lichtbogenentladung wird die Energie hauptsächlich durch Elektronen aus dem elektrischen Feld aufgenommen und durch Stöße an die schwereren Teilchen abgegeben.

Die Stosshäufigkeit η_{ei} bzw. η_{e0} eines sich mit mittlerer Geschwindigkeit $\langle \vec{v}_e \rangle$ bewegenden Elektrons mit einem Ion, das sich mit der mittleren Geschwindigkeit $\langle \vec{v}_i \rangle$ bewegt, bzw. mit einem Neutralteilchen, das sich mit einer mittleren Geschwindigkeit $\langle \vec{v}_0 \rangle$ bewegt, lautet:

$$\eta_{ei} = \frac{|\langle \vec{v}_e \rangle - \langle \vec{v}_i \rangle|}{l_{ei}} = |\langle \vec{v}_e \rangle - \langle \vec{v}_i \rangle| n_i \sigma_{ei} \quad (3.5)$$

bzw.

$$\eta_{e0} = \frac{|\langle \vec{v}_e \rangle - \langle \vec{v}_0 \rangle|}{l_{e0}} = |\langle \vec{v}_e \rangle - \langle \vec{v}_0 \rangle| n_0 \sigma_{e0} \quad (3.6)$$

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

mit

σ_{ei}, σ_{e0} = Stossquerschnitt zwischen Elektronen und Ionen bzw. Neutralteilchen
 l_{ei}, l_{e0} = mittlere freie Weglänge beim Stoss zwischen Elektronen und Ionen bzw. Elektronen und Neutralteilchen

Bezüglich der Relativgeschwindigkeiten $\langle \bar{v}_e \rangle - \langle \bar{v}_i \rangle$ bzw. $\langle \bar{v}_e \rangle - \langle \bar{v}_0 \rangle$ zwischen Elektronen und Ionen bzw. Neutralteilchen kann wegen der relativ kleinen Ionen und Neutralteilchengeschwindigkeiten gesetzt werden: $\langle \bar{v}_e \rangle - \langle \bar{v}_i \rangle \approx \langle \bar{v}_e \rangle$ bzw. $\langle \bar{v}_e \rangle - \langle \bar{v}_0 \rangle \approx \langle \bar{v}_e \rangle$

Für die Bewegung der Elektronen im Plasma existieren abhängig von den zu betrachtenden Stosspartnern verschiedene mittlere freie Weglängen:

Für Stöße zwischen Elektronen und Neutralteilchen (Teilchendichte n_0) kann nach (3.6) eine mittlere freie Weglänge

$$l_{e0} = \frac{1}{n_0 \sigma_{e0}} \quad (3.7)$$

angegeben werden, bei dem sich der Stossquerschnitt σ_{e0} näherungsweise aus dem Radius des Elektrons r_e und dem Radius r_0 des Neutralteilchens bestimmt:

$$\sigma_{e0} = \pi(r_e^2 + r_0^2) \quad (3.8)$$

Für Stöße zwischen Elektronen und Ionen (Teilchendichte n_i) existiert eine mittlere freie Weglänge

$$l_{ei} = \frac{1}{n_i \sigma_{ei}} \quad (3.9)$$

Da gilt $\sigma_{ei} \gg \sigma_{e0}$ und demzufolge $l_{ei} \ll l_{e0}$ wird im weiteren nur die relevantere mittlere freie Weglänge l_{ei} verwendet

Der Wirkungsquerschnitt σ_{ei} ist ein COULOMB-Querschnitt, für den die DEBYE-Länge entscheidend ist.

Bei allen Plasmateilchen muss zwischen der gerichteten Geschwindigkeit \bar{u} (Driftgeschwindigkeit) und der ungerichteten Geschwindigkeit \bar{v} (thermische Geschwindigkeit) unterschieden werden. Im Falle von Elektronen können diese Geschwindigkeiten sehr unterschiedlich sein, wie BOULOS et al [BOU] für einen Argonbogen unter Atmosphärendruck errechnet haben:

$$\text{Mittlere thermische Geschw.: } \langle \bar{v}_e \rangle = \sqrt{\left(\frac{8kT}{\pi m_e} \right)} \approx 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (3.10)$$

mit $T=10^4\text{K}$,

m_e = Elektronenmasse

k = BOLTZMANN-Konstante

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im elektrischen Feld ist:

$$\langle \bar{u}_e \rangle = \frac{q_e \cdot l_{ei}}{m_e \cdot \langle v_e \rangle} \cdot \bar{E} \quad (3.11)$$

Im vorliegenden Beispiel ($E = 5 \cdot 10^2 \text{V/m}$) ergibt sich damit:

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

$$\langle \bar{u}_e \rangle = 10^2 \text{ m/s} \quad (3.12)$$

Mit der Einführung der Beweglichkeit $\mu_e = \frac{q_e l_{ei}}{m_e \langle v_e \rangle}$ (3.13)

kann (3.11) auch geschrieben werden als

$$\bar{u}_e = \mu_e \cdot \bar{E}$$

Die beiden Geschwindigkeiten $\langle v_e \rangle$ (3.10) und $|\langle \bar{u}_e \rangle|$ (3.12) unterscheiden sich um 4 Größenordnungen. BOULOS et al. vergleichen diese Situation mit einem langsam dahin ziehenden Schwarm Mücken, die sich zueinander aber relativ schnell bewegen.

Die elektrische Stromdichte \bar{j} des Lichtbogens ist der elektrischen Feldstärke \bar{E} proportional (lokales Ohmsches Gesetz):

$$\bar{j} = \kappa \cdot \bar{E} \quad (3.14)$$

Die elektrische Leitfähigkeit κ hängt von den Teilchendichten n_e , n_i sowie den Beweglichkeiten μ_e , μ_i der Elektronen und Ionen ab. Für die erste Ionisationsstufe gilt:

$$\kappa = q_e \cdot n_e \cdot \mu_e + q_i \cdot n_i \cdot \mu_i \quad (3.15)$$

Bei Einfachionisierung ($q_i = -q_e = e$) kann wegen der annähernden Gleichheit der Teilchendichten (Quasineutralität : $n_e \sim n_i$) und wegen der Relation $\mu_e \gg \mu_i$ (3.15) vereinfacht werden zu:

$$\kappa = e \cdot n_e \cdot \mu_e \quad (3.16)$$

Die Beziehung zwischen den geschwindigkeitsrelevanten Temperaturen (T_e , T_i) der Elektronen und Ionen ist nach MAECKER [MAE] gegeben durch :

$$\frac{T_e - T_i}{T_e} = \frac{m_A \cdot (l_{ei} \cdot e \cdot E)^2}{4 \cdot m_e \cdot \left(\frac{3}{2} k T_e\right)^2} \quad (3.17)$$

l_{ei} = mittlere freie Weglänge für Stöße zwischen Elektronen und Ionen

m_A = Atommasse

m_e = Elektronenmasse

E = elektrische Feldstärke

k = BOLTZMANN-Konstante

Die Erfüllung der Bedingung nach (3.17) $\frac{T_e - T_i}{T_e} \ll 1$ ist eine notwendige, aber nicht

hinreichende Voraussetzung für das Vorliegen eines lokalen, thermischen Gleichgewichtes (thermisches Plasma).

Lokales thermisches Gleichgewicht bedeutet nicht, dass im gesamten Plasmabereich eine einheitliche Temperatur herrscht. So liegen im Inneren eines wandstabilisierten

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

Lichtbogens höhere Temperaturen vor als am Rand, da die im Plasma erzeugte Wärmeleistung nach außen abfließen muss. Somit wird ein radialer Temperaturgradient notwendig. Nur bei vollkommenem Abschluss des Systems (weder Leistungszufuhr noch Abfuhr) liegt vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht vor [MIE]. In diesem Fall mit der annähernd einheitlichen Temperatur T kann durch die EG-GERT-SAHA Gleichung der Ionisationsgrad ξ bestimmt werden:

$$\frac{\xi^2}{1-\xi} \cdot n_{\text{ges}} = \frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{2Z_i}{Z_0} \cdot \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\left(\frac{E_i}{kT} \right)} \quad (3.18)$$

mit n_e = Teilchendichte der Elektronen
 n_i = Teilchendichte der einfach ionisierten Ionen
 n_0 = Teilchendichte der Neutralteilchen
 n_{ges} = Gesamteilchendichte
 Z_0, Z_i = Zustandssummen der Atome, Ionen
 k = BOLTZMANN-Konstante
 E_i = Ionisierungsenergie
 h = PLANCK'sches Wirkungsquantum
 m_e = Elektronenmasse

Die typische Strom- Spannungscharakteristik eines mit Gleichstrom betriebenen Lichtbogens ist in folgender Abbildung dargestellt:

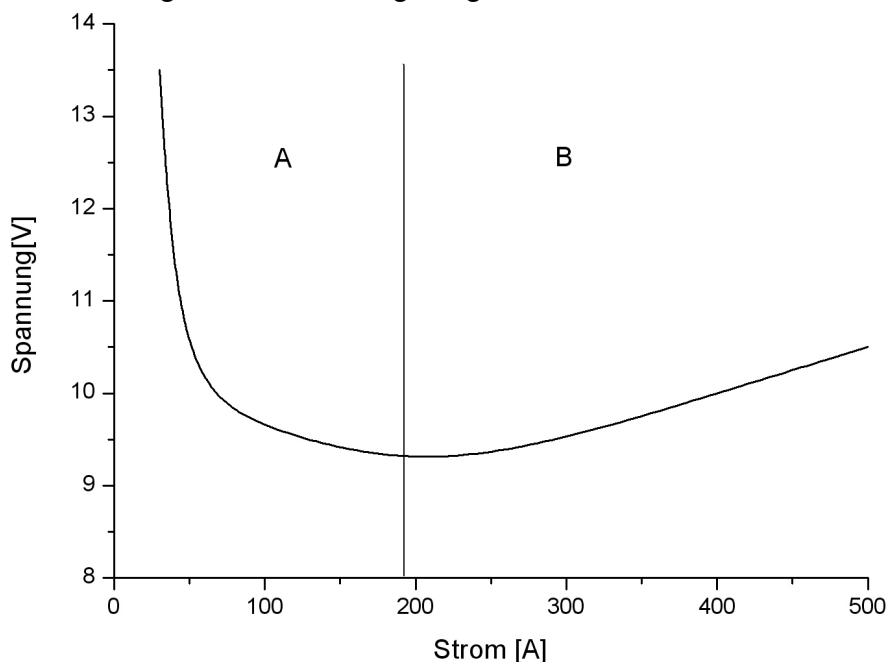


Abbildung 2 : Stationäre U/I Kennlinie eines Argon Lichtbogens [BUS] (Länge= 2mm, p= 101kPa).

Die stationäre Kennlinie des Lichtbogens besteht aus einem fallenden (Gebiet A) und einem steigenden Teil (Gebiet B).

Die fallende Kennlinie bei geringeren Strömen ist auf eine Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit infolge steigender Ionisation mit erhöhter Temperatur zurückzuführen. Für Argon ist von FORSTER [FOR] die Teilchendichte der vorkommenden Spezies in

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

Abhängigkeit von der Temperatur und bei konstantem Druck ($p=101\text{kPa}$) berechnet worden (Abbildung 3):

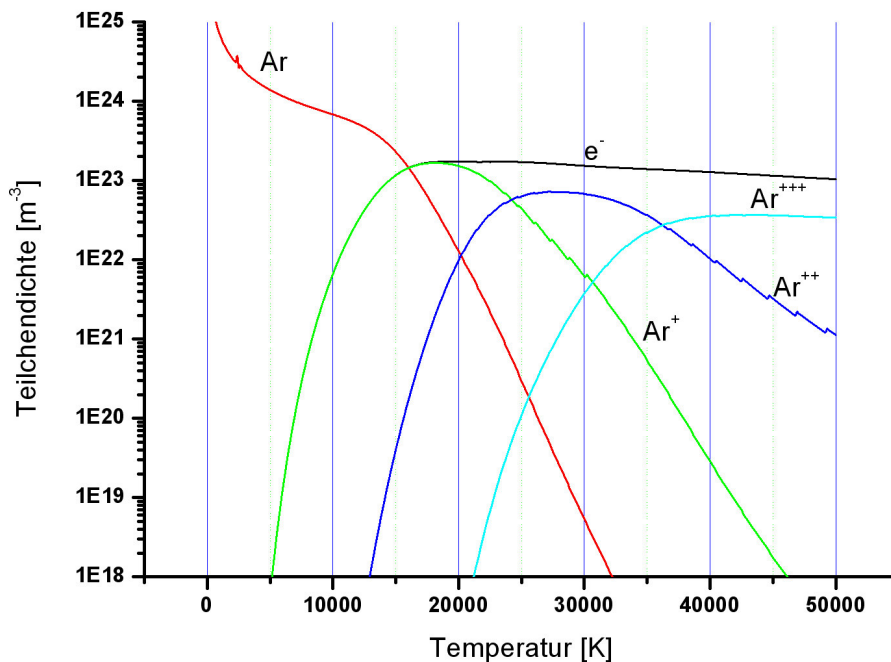


Abbildung 3: Teilchendichten in einem Argonplasma bei $p=101\text{kPa}$.

Vor Beginn maßgeblicher Ionisation im thermischen Plasma ($\sim 5000\text{K}$) nimmt die Teilchendichte gemäß dem idealen Gasgesetz ab.

Bei weiter zunehmender Temperatur werden Neutralteilchen ionisiert und die Teilchendichten der Elektronen und der einfach ionisierten Argonionen steigen bis zu einem Maximum bei ca. 15000K an. Anschließend nimmt die Dichte der einfach ionisierten Argonteilchen ab, die der 2-fach ionisierten Argonteilchen steigt dagegen an.

Die von BUSZ und FINKELNBURG [BUS] angegebene elektrische Leitfähigkeit eines Argonbogens, abhängig von der Temperatur, ist dem Verlauf der Elektronendichte aus Abbildung 3 ähnlich. Einen vergleichbaren Verlauf zeigten die Ergebnisse von BOULOS et al [BOU].

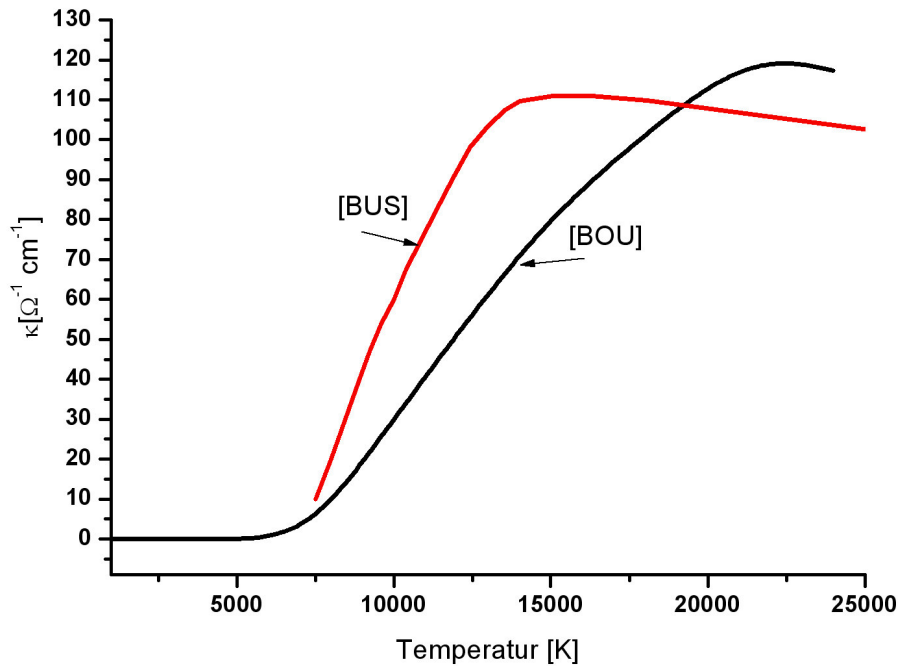


Abbildung 4: Elektrische Leitfähigkeit in einem Argonlichtbogen bei Atmosphärendruck (gemessen von BUSZ und FINKELNBURG) [BUS] und berechnet von BOULOS [BOU]) für das Argongas in Abhängigkeit von der Temperatur.

Der Übergang der Kennlinie vom fallenden in den steigenden Bereich (Bereich A -> Bereich B, Abbildung 2) entspricht dem konstanten Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit bei hohen Temperaturen (13000K [BUS] bzw. 22000 K [BOU]).

Nach [BUS] ist dieses auf ein Anwachsen der Elektrodenfälle mit zunehmendem Strom zurückzuführen, sowie auf die Tatsache, dass die Elektronenbremsung in zunehmendem Masse durch die Ionen mit ihrem großen Stossquerschnitt anstatt durch die Neutralteilchen mit ihrem geringeren RAMSAUER-Querschnitt erfolgt.

3.2 Stabilisierungsmechanismen des Lichtbogens

Die experimentellen Untersuchungen eines Lichtbogens beispielsweise bezüglich der Transporteigenschaften oder des Temperaturverlaufs setzen zeitliche und örtliche Stabilität des Lichtbogens voraus. Zu diesem Zweck wurde nach MARCHANDISE [MAR] in der Vergangenheit ein Glaszylinder verwendet, der rotierte. Das darin befindliche Gas wurde ebenfalls in Rotation versetzt und stabilisierte den Lichtbogen so in der Zylinderachse.

Beim Plasmagenerator LARGE ist die Lichtbogenstabilisierung eine wichtige Voraussetzung zur Realisierung eines homogenen Plasmastrahls. Durch die Stabilisierung werden dem Lichtbogen die möglichen Freiheitsgrade der Auslenkungen genommen, da jede Lichtbogenauslenkung zu einer Inhomogenität im erzeugten Plasmastrahl führt.

Die Lage des Lichtbogens wird beim Generatortyp LARGE über die beiden Mechanismen der Wand- und Magnetfeldstabilisierung fixiert.

3.2.1 Wandstabilisierung

Ohne Stabilisierung nimmt eine stationäre stromstarke Gasentladung zwischen zwei Elektroden aufgrund konvektiver Kräfte eine Bogenform an (Dieses Phänomen hat auch zu der Namensgebung „Lichtbogen“ geführt). Um die Bogenform der Entladung zu verhindern, bedarf es stabilisierender Kräfte, die der Auslenkung des Lichtbogens entgegengerichtet sind.

Im vorliegenden Fall des Plasmagenerators LARGE erfährt der Lichtbogen durch gekühlte Kupferwände oberhalb und unterhalb des Entladungskanals Kräfte, die der vertikalen Auslenkung des Lichtbogens entgegenwirken.

Das von HOLM und STEENBECK formulierte „Prinzip der minimalen Brennspannung“ besagt, dass sich die Temperatur (T_L) und der Radius (r_L) des leitfähigen Gebietes bei vorgegebener Stromstärke und festgehaltener Randbedingung ($T_{\text{Rand}} = \text{const}$) stets so einstellen, dass die zum Betrieb des Lichtbogens notwendige Feldstärke E ein Minimum einnimmt.

$$\frac{dE}{dr_L} = 0 \text{ bzw. } \frac{dE}{dT_L} = 0 \quad (3.19)$$

Über den Zusammenhang

$$U_{\text{LB}} = \int_{\text{Kathode}}^{\text{Anode}} \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad (3.20)$$

ergibt sich mit minimaler Feldstärke \vec{E} auch eine minimale Generatorspannung U_{LB} .

Wird ein Lichtbogen in die Nähe einer gekühlten Wand gerückt, so folgt ein erhöhter Wärmeverlust P_W , da entsprechend der Wärmeleitungsgleichung:

$$\vec{q}_W = -\lambda \cdot \text{grad}T \quad (3.21)$$

die Wärmestromdichte \vec{q}_W wegen des zunehmenden Temperaturgradienten ($\text{grad} T$) anwächst.

Durch die daraus resultierende Temperaturerniedrigung im wandnahen Bereich der Lichtbogensäule sinkt dort die elektrische Leitfähigkeit κ , für deren Temperaturabhängigkeit nach der Formel von SPITZER gilt:

$$\kappa = \frac{\epsilon_0^2 \cdot 4 \cdot \pi (2kT)^{\frac{3}{2}}}{Z^2 \cdot e^2 \cdot \sqrt{m_e} \ln \Lambda} = C \cdot T^{\frac{3}{2}} \quad (3.22)$$

Ein Lichtbogen mit geprägter Stromstärke würde in dem wandnahen Bereich wegen der dort erniedrigten elektrischen Leitfähigkeit eine höhere Spannung erfordern und daher auch mehr Leistung umsetzen. Aus diesem Grund wird gemäss dem STEENBECK'schen Minimumprinzip der Lichtbogen von der Wand zurückgedrängt und das Temperaturmaximum verschiebt sich zu wandfernen Bereichen. Wenn das Entladungsvolumen durch eine untere und obere, annähernd planparallele Wand begrenzt wird, wie im Fall des Lichtbogengenerators LARGE, nimmt der Lichtbogen eine Posi-

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

tion in der Mitte zwischen den beiden Wänden ein und wird auf diese Weise stabilisiert.

Bezüglich des zu wählenden Abstandes der beiden Platten, die den Entladungsbe-
reich begrenzen, sind folgende Gesichtspunkte zu berücksichtigen:

Wie MAECKER und ELLENBAAS zeigten, wird in einem zylindrischen Rohr der
Lichtbogen umso besser in der Rohrachse fixiert, je kleiner der Rohrradius gewählt
wird. Zur Vermeidung von Auslenkungen des Lichtbogens durch konvektive und ei-
genmagnetische Kräfte wird auch im Plasmagenerator LARGE ein möglichst kleiner
Abstand der begrenzenden Wände angestrebt.

Wird der Wandabstand verkleinert, so führt dies aufgrund der höheren Stromdichte
sowie der stärkeren Kühlung und der damit geringeren elektrischen Leitfähigkeit zu
einem erhöhten Spannungsbedarf, um die Stromstärke konstant zu halten.

MAECKER hat diesen Effekt der Feldstärkerhöhung bei einem Argonlichtbogen in
Rohren verschiedener Durchmesser nachgewiesen.

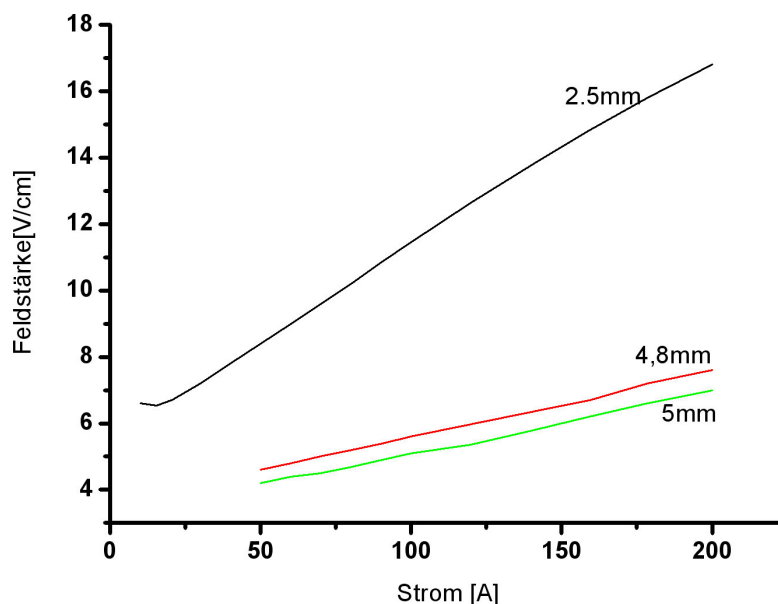


Abbildung 5: Abhängigkeit der Feldstärke eines Argonlichtbogens vom Durchmesser des zylindrischen Entladungsgefäßes [MAR].

Unter den aufgeführten Gesichtspunkten wird für den Plasmagenerator LARGE ein
Wandabstand von 6 mm gewählt. Der Lichtbogen wird damit in vertikaler Richtung
durch die Wand stabilisiert. Für die Fixierung des Lichtbogens in horizontaler Rich-
tung wird die Methode der Magnetfeldstabilisierung eingesetzt.

3.2.2 Magnetfeldstabilisierung

Wird der Lichtbogen durch Kaltgas angeblasen, so kühlt der Lichtbogen an der An-
strömseite durch erhöhte Konvektion ab. Hierdurch erfolgt eine Verschiebung des
Temperaturprofils zu stromabwärts gerichteten Bereichen. Dementsprechend wird
auch das Profil der elektrischen Leitfähigkeit verschoben und der Lichtbogen wird
ausgelenkt. Ohne stabilisierende Kräfte würde der Lichtbogen soweit ausgelenkt und
damit verlängert werden, dass die benötigte Spannung von der Stromquelle nicht
mehr geliefert werden kann und der Lichtbogen erlischt. Um dieses Auslenken und

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

Abreißen des Lichtbogens zu verhindern bedarf es ebenfalls einer stabilisierenden Kraft, die der Strömungsrichtung entgegengesetzt ist. Hierfür eignet sich die LORENTZ Kraft \vec{F}_L die auf Ladungsträger mit der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} in einem magnetischen Feld \vec{B} wirkt:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.23)$$

Die magnetische Flussdichte \vec{B} wird von Permanentmagneten aus einer Samarium Cobalt Legierung erzeugt. Diese Legierung wird bei der Herstellung in Pulverform zerbrochen, das Pulver wird anschließend in Formen gepresst und der gefertigte Magnetkörper durch das Magnetfeld einer Kondensatorimpulsentladung bis zur Sättigung aufmagnetisiert [IBS].

Die Anordnung der Permanentmagnete sowie die resultierende LORENTZ-Kraftdichte im Raum sind in nachfolgender Abbildung dargestellt.

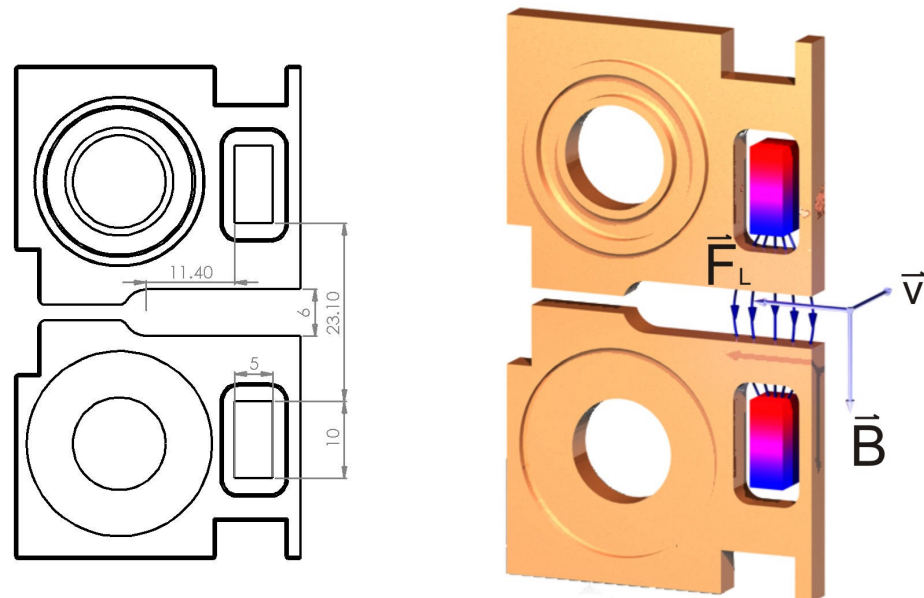


Abbildung 6 : Anordnung der Permanentmagnete in den Kaskadenplatten (Generator Typ LARGE III) sowie die resultierende LORENTZ-Kraftdichte \vec{f}_L .

Im Feld einer Gasentladung besitzen Ionen (Teilchendichte n_i , Ladung q_i) und Elektronen (Teilchendichte n_e , Ladung q_e) entsprechend der Beweglichkeiten μ_i und μ_e die Geschwindigkeiten v_i und v_e . Dies führt zur Stromdichte

$$\vec{j} = n_e \cdot q_e \cdot \langle \vec{u}_e \rangle + n_i \cdot q_i \cdot \langle \vec{u}_i \rangle \quad (3.24)$$

und zur LORENTZ-Kraftdichte

$$\vec{f}_L = \vec{j} \times \vec{B} = (n_e \cdot q_e \cdot \langle \vec{u}_e \rangle + n_i \cdot q_i \cdot \langle \vec{u}_i \rangle) \times \vec{B} \quad (3.25)$$

Mit Verwendung der Quasineutralität des Plasmas ($n_e = n_i$) und der Annahme von Einfachionisierung ($q_i = -q_e = e$) ergibt sich :

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

$$\vec{f}_L = n_e \cdot e \cdot (\langle \vec{u}_i \rangle - \langle \vec{u}_e \rangle) \times \vec{B} = n_e \cdot e \cdot (\mu_i - \mu_e) \cdot \vec{E} \times \vec{B} \quad (3.26)$$

Wegen der Beziehung $|\mu_e| \gg |\mu_i|$ kann vereinfachend auch geschrieben werden:

$$\vec{f}_L = -n_e \cdot e \cdot \mu_e \cdot \vec{E} \times \vec{B} = \vec{j} \times \vec{B} \quad (3.27)$$

wobei die Stromdichte \vec{j}_e der Anteil ist, den die Elektronen zur Gesamtstromdichte \vec{j} beitragen. Die Festlegung des Magnetfeldes \vec{B} bezüglich Flussdichte und Form spielt eine wichtige Rolle. Das Magnetfeld \vec{B} soll wie eine Schwelle wirken, die den Lichtbogen mit seiner Stromdichte \vec{j} an einer strömungsabwärts gerichteten Auslenkung hindert.

Je steiler der Anstieg der magnetischen Flussdichte \vec{B} erfolgt, mit umso höherer Genauigkeit ist der Ort des Lichtbogens räumlich festgelegt. Ein Magnetfeld mit den genannten Anforderungen kann durch Permanentmagnete realisiert werden.

Nur Permanentmagnete ermöglichen ein Magnetfeld der gewünschten Stärke und räumlichen Konzentration. Die Anordnung der Permanentmagnete in den Kaskaden des Plasmagenerators LARGE III ist in Abbildung 6 dargestellt.

Die notwendige Temperaturbegrenzung bei den Permanentmagneten wird erreicht, in dem sie vor der Strahlung des Lichtbogens geschützt sind und guten Wärmekontakt zu den wassergekühlten Kaskadenplatten haben.

Die resultierende Magnetflussdichte im Plasmakanal des Plasmagenerators LARGE, ist abhängig von dem Permanentmagnetwerkstoff, der erzielten Remanenzflussdichte, der Geometrie der Permanentmagnete sowie der Anordnung derselben zueinander bzw. dem Abstand des untersuchten Punktes von den Magneten.

Es kamen vier verschiedene Magnettypen zum Einsatz: $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, SmCo_5 , NdFeB sowie SrFe . Die Entmagnetisierungskurve dieser Magnetmaterialien ist in folgender Abbildung dargestellt:

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

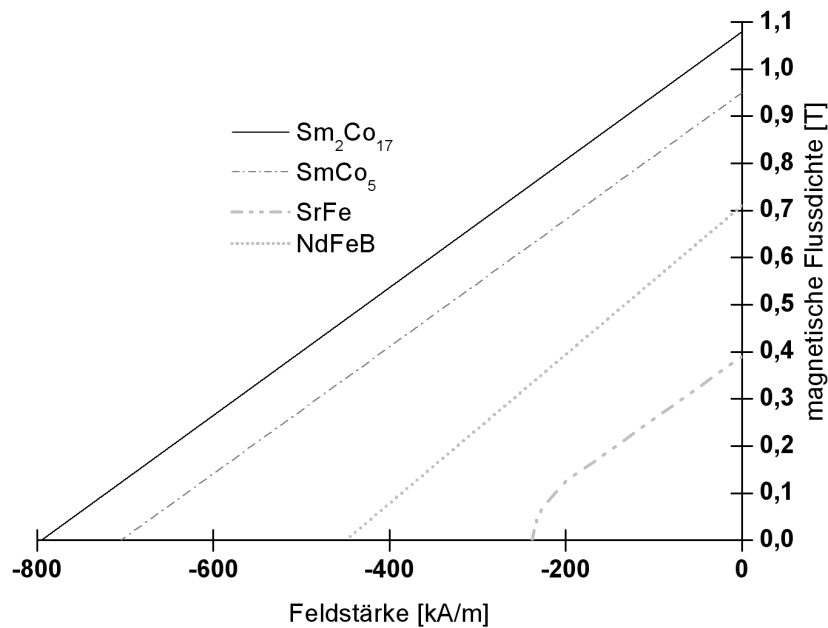


Abbildung 7: Entmagnetisierungskennlinien der Magnete Sm_2Co_{17} , $SmCo_5$, $SrFe$ und $NdFeB$ bei Raumtemperatur nach [VAC] und [IBS].

Die verwendeten Magnetmaterialien sowie die charakteristischen Daten für das stationäre Feld werden in nachfolgender Tabelle aufgelistet:

Tabelle 1: Materialdaten der verwendeten Magnetmaterialien [VAC].

Bezeichnung	Legierung	B_r^* [mT]	$B_H C^*$ [kA/m]	μ_r^*	max. Anwendungstemperatur [°C]
Vacomax 225HR 190/159	Sm_2Co_{17}	1100	795	1,1	350
Vacomax 170 160/120	$SmCo_5$	950	705	1,07	250
NeoAlphaMagnet 70/64	$NdFeB$	710	450	1,3	130
SrFe 27/23	$SrFe$	392	240	1,05	200

* Die Werte beziehen sich auf Raumtemperatur

Weicht der Temperaturwert stark von der Raumtemperatur ab, so müssen z.T. nicht-lineare Kennlinien herangezogen werden. Da dies jedoch nicht den experimentellen Bedingungen entspricht, bleibt dieser Fall unberücksichtigt.

3.3 Kaskadierung des Lichtbogenkanals

Der zentrale Bereich des Plasmagenerators mit seiner Aufgabe der Wandstabilisierung des Lichtbogens muss folgende Eigenschaften aufweisen:

Da das Material dieses Bereiches in direktem Wandkontakt zum Lichtbogen steht, muss es nicht nur einen hohen Schmelzpunkt T_{SM} , sondern auch eine genügend hohe thermische Leitfähigkeit aufweisen. Nur durch diese hohe thermische Leitfähigkeit, verbunden mit einer intensiven Wasserkühlung des Materials, kann im Plasmakanal ein ausreichender Abfall der Temperatur von den extremen Werten im Lichtbogen bis zu den tolerierbaren Temperaturen T_{Wand} an der Wand des Entladungsbereiches erreicht werden.

Gemäss dem WIEDEMANN-FRANZ'schen Gesetz ist bei allen in Frage kommenden Materialien eine ausreichend hohe Wärmeleitfähigkeit λ auch mit einer entsprechend hohen elektrischen Leitfähigkeit κ verknüpft.

Kupfer bietet sich als Wandmaterial aufgrund seiner großen spezifischen Wärmeleitfähigkeit ($\lambda=384$ W/mK [KUC]) und seines ausreichend hohen Schmelzpunktes ($T_{sm}=1083$ °C [KUC]) an.

Kupfer verfügt jedoch auch über eine hohe elektrische Leitfähigkeit (bei Kupferreinheit von >99.9% gilt: $\kappa = 58$ Sm/mm² [TAZ]).

Hieraus entsteht das Problem, dass ein durchgehendes Mittelteil aus Kupfer einen elektrischen Kurzschluss zwischen Kathoden und Anodenbereich darstellt. Über kurze Lichtbögen zwischen den Elektroden und dem Mittelteil würde der Strom über dieses Mittelteil und nicht über einen langen Lichtbogen in dem Zentrum des Entladungskanals fließen.

Als Lösung des Problems wird das Mittelteil des Generators aus einem Stapel elektrisch gegeneinander isolierter Kaskaden aufgebaut. Die Dicke d der Kaskaden muss kleiner als eine kritische Dicke d_0 gewählt werden, so dass es für den Entladungsstrom einer geringeren Spannung bedarf als Lichtbogen im Zentrum des Entladungskanals zu fließen, als in der Wandung von einer Kaskadenplatte zur anderen mit seriell auftretenden Kathoden- und Anodenfällen.

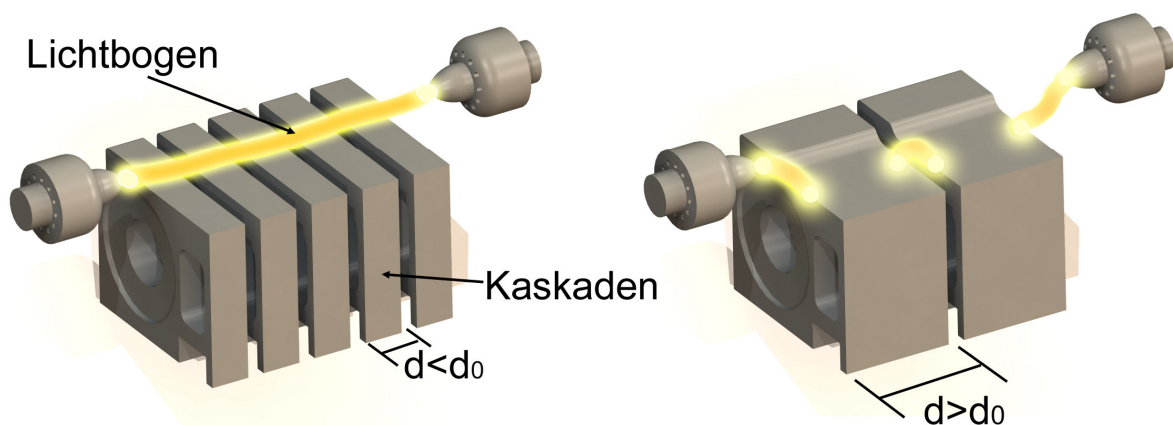


Abbildung 8 : „Normaler“ Betriebszustand (links) und „Kurzschlusszustand“ (rechts) in Abhängigkeit von der Dicke d der Kaskaden.

Für die Fallgebiete (Anoden- und Kathodenfall) ist charakteristisch, dass in ihnen der Strom über eine Schicht relativ geringer Trägerdichte [MAE] durch eine hohe Span-

3. Funktionsprinzip des Long Arc Generators („LARGE“)

nung transportiert werden muss: Der Kathodenfall beruht auf dem Vorhandensein von unkompensierten positiven Raumladungen, die sich aufgrund ihrer geringeren Beweglichkeit vor der Kathode anhäufen. Diese führen zu Feldverzerrungen und damit zu einem erhöhten Spannungsbedarf für den Elektronentransport durch diese Raumladungsschicht. Vor der Anode treten ebenfalls unkompensierte, allerdings negative Raumladungen auf, da aus der Anode keine positiven Ionen nachgeliefert werden können.

Aus der Literatur sind für das Plasmagas Argon und Kupferelektroden [HES] Elektrodenfälle bekannt. Aus diesen Werten unter Berücksichtigung eines genügend großen Sicherheitsspielraumes für den Plasmabetrieb mit anderen Gasarten wird beim LARGE III-150 eine Kaskadendicke $d=3.7\text{mm}$, in späteren Plasmageneratorgenerationen von $d=4.7\text{ mm}$ festgelegt.

4 Konstruktiver Aufbau des Plasmagenerators „LARGE“

4.1 Elektroden und Elektrodenbereich

Der Werkstoff und die Form der beiden Elektroden, zwischen denen sich in einem DC-Plasmagenerator der Lichtbogen erstreckt, spielen eine wichtige Rolle: Die Kathode dient der Elektronenemission, die Anode der Elektronenabsorption. Um diese grundsätzliche Funktion zu gewährleisten, müssen sowohl Kathode als auch Anode bestimmte Bedingungen erfüllen.

Das Kathodenmaterial muss einen hohen Schmelzpunkt T_{SM} aufweisen, um den thermischen Belastungen im Lichtbogenfußpunkt standzuhalten. Weiterhin soll die Austrittsarbeit so gering wie möglich sein. Thorium dotiertes Wolfram hat sich in der Vergangenheit als geeignetes Elektrodenmaterial durchgesetzt. Hierfür sprechen einerseits der hohe Schmelzpunkt von reinem Wolfram ($T_{SM} = 3410^\circ\text{C}$ [GOOD]), sowie die, durch Thoriumdotierung von 4.53eV (reines Wolfram) auf 2.84eV (Thorium dotiertes Wolfram) herabgesetzte Elektronenaustrittsarbeit W_A [ATI].

Damit die Elektronen das Kathodenmaterial verlassen können, muss Energie thermisch oder elektrisch zur Verfügung gestellt werden. Beim thermischen Plasma treten an der Kathodenspitze üblicherweise beide Phänomene miteinander gekoppelt auf.

Die thermische Emission wird durch die RICHARDSON-Gleichung

$$j = CT^2 \cdot e^{-\frac{W_A}{kT}} \quad (4.1)$$

beschrieben. Hierbei sind:

j = emittierte Stromdichte

C = RICHARDSON-Konstante

T = Kathodentemperatur

W_A = Austrittsarbeit

Bereits geringe Mengen an Sauerstoff führen bei Kontakt mit der heißen Elektrode zur Oxidation des Wolframs. Die entstehende Wolfram Trioxidschicht (WO_3) besitzt gegenüber reinem Wolfram einen um 10^{10} bis 10^{12} Pa höheren Dampfdruck [PRA] und führt zu beschleunigtem Verdampfen der Elektrode. Um dies zu verhindern, ist die Gasatmosphäre an den Elektroden kontrolliert sauerstofffrei zu halten.

Der Lichtbogenansatz muss auf den Elektroden an den dafür vorgesehenen Stelle fixiert werden. Die Formgebung der Elektroden spielt hierbei eine wesentliche Rolle. Nicht fixierte Lichtbogenansätze können zur Zerstörung von thermisch gering belastbaren Teilen im LARGE Generator führen.

Nach MAECKER kann das Wandern des Lichtbogens auch aufgrund von Oxydflecken auf der Kathodenoberfläche erfolgen, da diese eine besonders hohe Elektronenemission aufweisen. Da der Lichtbogenstrom im Plasmagenerator LARGE $I=100\text{A}$ nicht überschreitet, kann der Ansatzpunkt sowohl an der Kathode- als auch an der Anode fixiert werden, ohne ein Aufschmelzen und damit eine Zerstörung zu verursachen.

Abbildung 9 zeigt Form und Aufbau der Elektroden, wie sie als Kathode und in ähnlicher Weise auch als Anode eingesetzt werden.

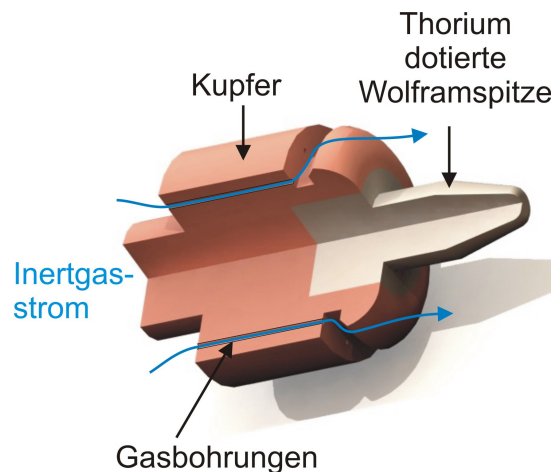


Abbildung 9: Form und Aufbau der Elektroden.

Für die Umspülung der Elektroden mit Inertgas ist die Form der den Elektroden vorgelagerten Kaskaden wichtig. Durch eine Verjüngung des Lichtbogenkanals unmittelbar vor den Elektroden kann nach MENTEL [MEN] der Lichtbogenansatz an den Elektroden stabilisiert werden.

4.2 Kaskadierter Zentralkörper

Wie im Kapitel 3.3 beschrieben, muss der Zentralkörper des Plasmagenerators LARGE zur Vermeidung von Stromfluss in der Wandung aus einem Stapel gegeneinander isolierter Kupferscheiben aufgebaut sein (Kaskadierung). Abbildung 10 zeigt den Gesamtaufbau des Zentralkörpers mit einem oberen und einem unteren Stapel aus gegeneinander elektrisch isolierten Kupferkaskaden.

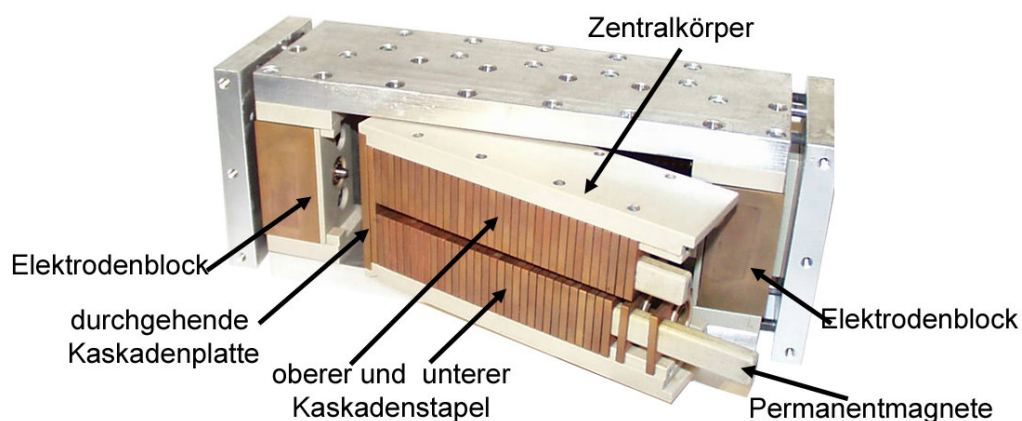


Abbildung 10 : Plasmagenerator LARGE III-150 mit herausgeschobenem Zentralkörper.

In Abbildung 11 sind Formgebung, Isolation, Zentrierung und Abdichtung der Kupferscheiben im Detail dargestellt.

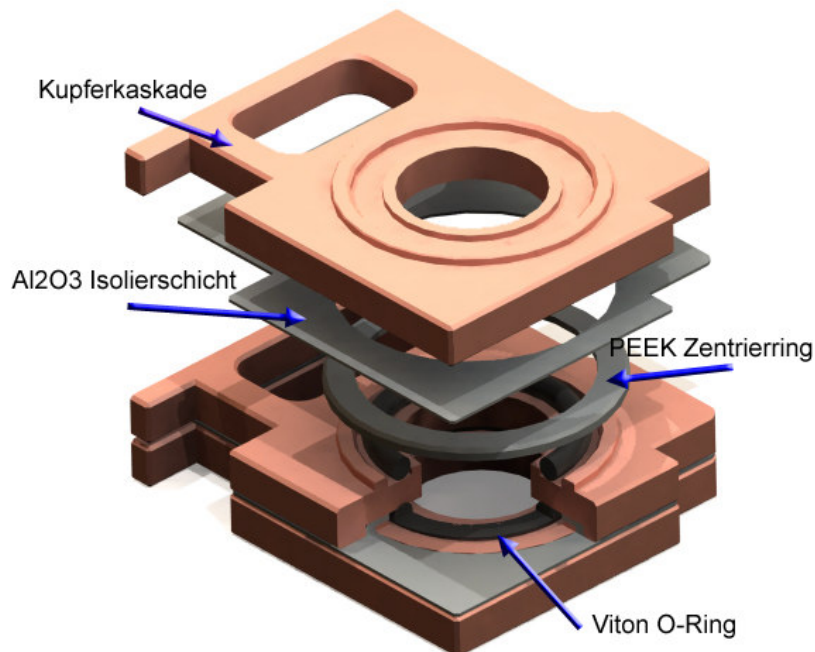


Abbildung 11 : Aufbau des Kaskadenstapels im Detail.

Die elektrische Isolation der Kaskaden gegeneinander erfolgt durch 0.3mm dicke Keramikscheiben aus Al_2O_3 . Aluminiumoxid bietet mit einer hohen thermischen Stabilität ($T_{sm}=2030\text{ °C}$) und einem hohen spezifischen elektrischen Widerstandes ($\rho_{20}=10^{12}\ \Omega\text{m}$) [HTM] für diese Aufgaben geeignete Materialeigenschaften.

Zur Lagefixierung der Kaskadenplatten werden bei einigen LARGE Typen Distanzringe aus PolyEtherEtherKeton (PEEK) verwendet.

Für den Bereich unmittelbar vor den Elektroden müssen die Kaskaden eine Form aufweisen, die eine Umspülung der Elektroden mit Inertgas ermöglicht (siehe Kap. 4.1). Hierfür werden statt der geteilten Kaskadenplatten im Endbereich des Zentralkörpers einteilige Endkaskadenplatten verwendet, die mit einer Bohrung für den Durchtritt des Lichtbogens und für die Umspülung der Elektroden versehen sind. Die Bohrung verläuft konisch in einem Abstand von 1mm zur Elektrodenoberfläche.

Die Kaskaden bilden den Strömungskanal, in dem der Lichtbogen vertikal stabilisiert wird und in dem das kalte Plasmagas dem Lichtbogen zugeführt wird. Die Kaltgaszuführung erfordert jedoch eine Stabilisierung des Lichtbogens in Strömungsrichtung mittels eines Magnetfeldes.

4.3 Magnetfelderzeugung mit Permanentmagneten

Zur Erzeugung des Magnetfeldes für die horizontale Stabilisierung des Lichtbogens werden Permanentmagnete verwendet. Diese besitzen eine durchgehende, längliche Form und werden in den Kaskadenstapeln am strömungsseitigen Ausgang des Plasmakanals oberhalb und unterhalb der Austrittsöffnung angeordnet.

Aus fertigungstechnischen Gründen beträgt die Maximallänge der Magnete 53mm, so dass im Fall breiterer Plasmageneratoren mehrere Permanentmagnete aneinan-

4. Konstruktiver Aufbau des Plasmagenerators „LARGE“

dergereiht werden. Zur Lagefixierung und zum Schutz vor Kontakt mit Wasser und zu hoher Erwärmung, werden die Magnete mit Kunststoffschalen umschlossen.

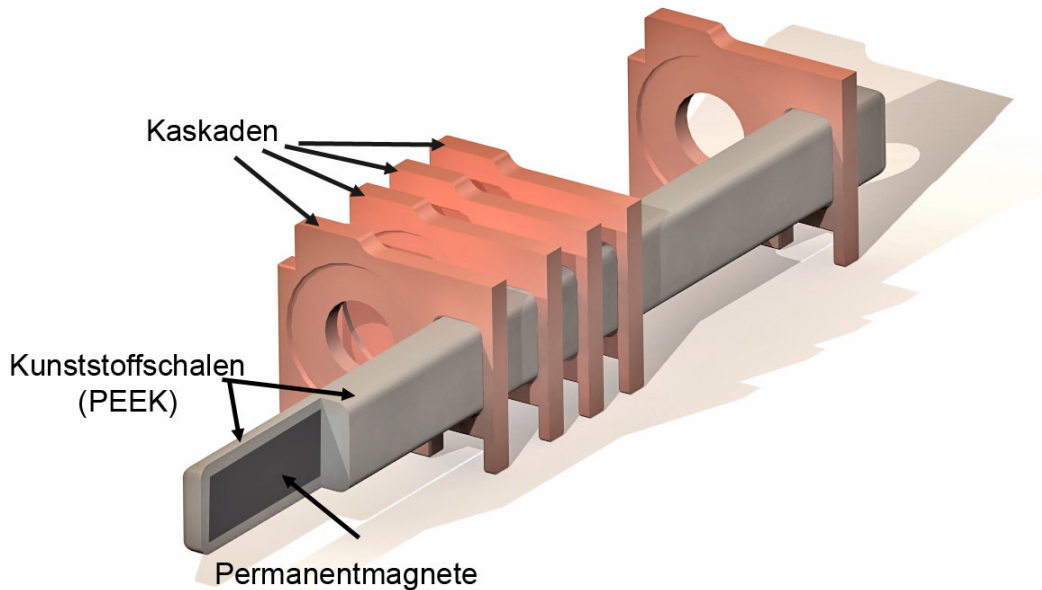


Abbildung 12: Anordnung der Permanentmagnete im Plasmagenerator LARGE III-150

Abbildung 12 zeigt die Lage der Permanentmagnete im Plasmagenerator und ihre Einbettung in die Kunststoffschale.

4.4 Homogene seitliche Gasanströmung

Der Plasmagenerator LARGE hat die Aufgabe, eine möglichst homogene, flache Plasmaströmung zu erzeugen. Da der Homogenitätsgrad des abströmenden Plasmas bereits wesentlich von der Gleichmäßigkeit abhängt, mit der das Kaltgas dem Lichtbogen zugeführt wird, spielt in dieser Hinsicht der Gasverteiler (Abbildung 13) eine wesentliche Rolle.

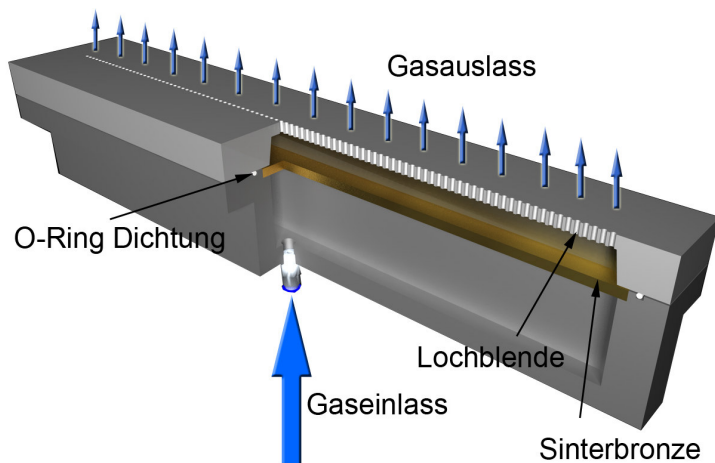


Abbildung 13: Prinzipieller Aufbau des Gasverteilers im Plasmagenerator LARGE.

4. Konstruktiver Aufbau des Plasmagenerators „LARGE“

Mit ihm muss das in einem Schlauch punktuell zugeführte Gas in eine gleichmäßig verteilte Strömung überführt werden. Dies geschieht in folgenden Stufen:

Hinter dem Gaseinlass erfolgt in einem Ausgleichsvolumen zuerst ein Druckausgleich und eine Verteilung des Gases über die gesamte Breite des Plasmagenerators. Zur gleichmäßigen Gasverteilung dient in der nächsten Stufe der Strömungswiderstand aus Sinterbronze, der sich über die gesamte Generatorbreite erstreckt und deren Porosität im Herstellprozess einstellbar ist. Anschließend durchströmt das Gas ein weiteres Ausgleichsvolumen, bevor es durch eine Lochblende, bestehend aus gleichmäßig angeordneten Bohrungen (\varnothing 0.3mm..0.5mm) in einer Keramikplatte dem Plasmakanal zugeführt wird.

Die Lochblende aus gesinterter Keramik am Ausgang hat neben der strömungstechnischen Homogenisierungsfunktion noch die Aufgabe, ein Eintreten des Lichtbogens in die Sinterbronze zu verhindern.

Abbildung 14 zeigt eine Messung der Kaltgasgeschwindigkeit, die 2mm nach dem Ausgang der Lochblende mit dem Gasmassenflussmesser durchgeführt wurde.

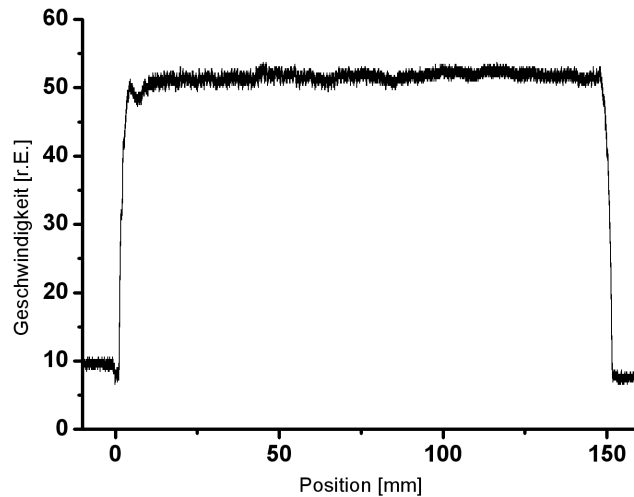


Abbildung 14: Geschwindigkeitsverteilung der Gasströmung strömungsabwärts in 2mm Abstand vom Gasverteiler Ausgang (Gesamtgasfluss: 60 slpm N₂).

Mit den beschriebenen Maßnahmen konnte eine gute Homogenisierung der Gaszufuhr in den Lichtbogen erreicht werden.

5 Zündung und Betrieb des Lichtbogengenerators

Im Plasmagenerator LARGE beträgt der Abstand zwischen Kathode und Anode in bisher realisierten Versionen bis zu 0.5m. Eine Verlängerung über diesen Wert hinaus ist vorstellbar. Die Zündung eines Lichtbogens über eine derartige Distanz stellt ein technisches Problem dar. Durch die Kaskadierung des Zentralkörpers konnte eine Lösung dieser Aufgabe gefunden werden.

Bereits beim Plasmagenerator LARGE III-150 mit einer Elektrodendistanz von ca. 160mm würde nach Extrapolation der PASCHEN Kurve [HES] für Argon bei Atmosphärendruck eine Spannung von über 100kV für einen direkten Zündüberschlag notwendig sein. Aus sicherheitstechnischen Gründen liegt dies außerhalb der Realisierbarkeit.

5.1 Zündverfahren CIPASS (Combined Ignition by Pilot Arcing and Successive Switching)

Für den Plasmagenerator LARGE wurde ein spezielles Zündverfahren „Combined Ignition by Pilot Arcing and Successive Switching“ (CIPASS) entwickelt, das im folgenden beschrieben wird.

Zu Beginn des Zündvorganges sind alle Kaskadenplatten des Zentralkörpers über die Halbleiterschalter HS_1 bis HS_N , die von der CIPASS Steuereinheit geschaltet werden, auf Anodenpotential gelegt.

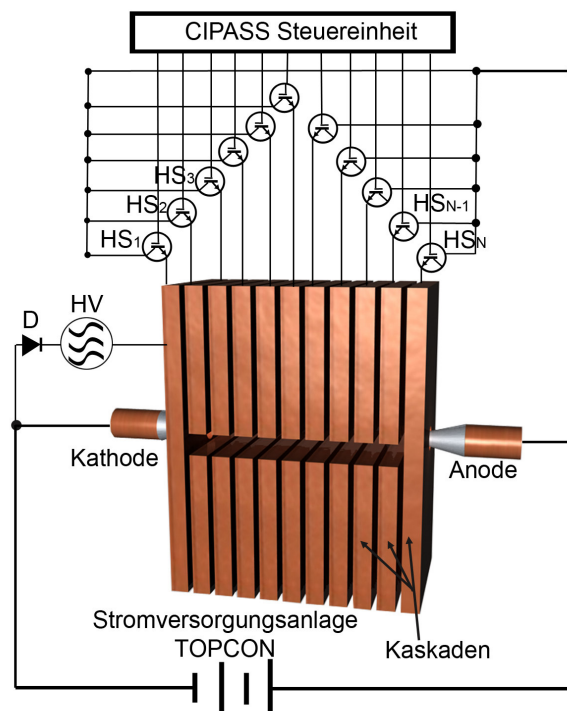


Abbildung 15: CIPASS Zündmethode.

Im ersten Teilvorgang des Zündprozesses wird von einem Hochspannungsgenerator HV ein Pilotlichtbogen zwischen der Kathode und der ersten Kaskadenplatte gezündet. Die bipolare Spannung (7.5 kV) [EGT] des Hochspannungsgenerators HV erlaubt ein sicheres Zünden des Pilotlichtbogens in der Argonatmosphäre zwischen Kathode und erster Kaskadenplatte, da deren minimaler Abstand nur 1mm beträgt.

Der Pilotlichtbogen zwischen Kathode und erster Kaskade erzeugt eine leitfähige Plasmawolke, so dass nach dem Öffnen des Schalters HS1 durch die CIPASS Steuereinheit der Lichtbogen auf die zweite Kaskade übernommen wird.

Nach erfolgter Zündung wird im weiteren Verlauf des Zündvorgangs ein Bogenstrom von 30A von der Stromversorgungsanlage TOPCON geprägt.

Durch sukzessives Abschalten der nachfolgenden Kaskaden erfolgt die schrittweise Verlängerung des Lichtbogens bis zur Anode. Mit den verwendeten Halbleiterschaltern IXSH 45N120 der Firma IXYS können Spannungen bis 1200V und Ströme bis 75A im μ -Sekundenbereich geschaltet werden [IXY].

Das schnelle Schalten des Lichtbogens auf die jeweils benachbarte Kaskade führt zu steilen Stromrampen und damit wegen der vorhandenen Induktivitäten zu Spannungsüberhöhungen (Abbildung 16), die sich nachteilig auf die Elektronik der CIPASS Steuerung und der Stromversorgungsanlage TOPCON auswirken.

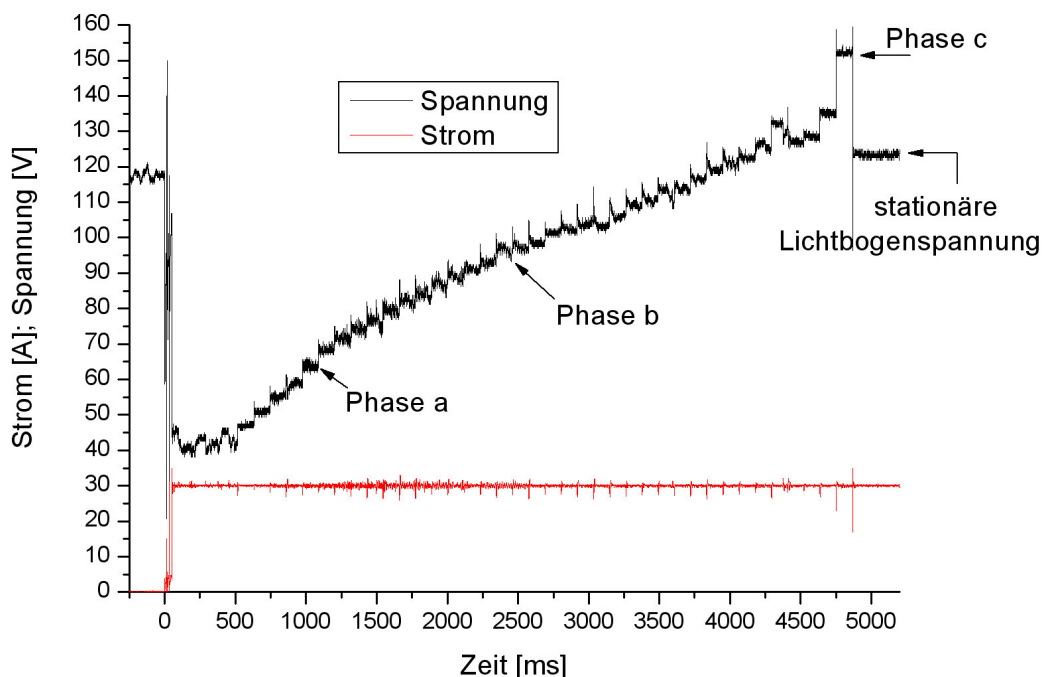


Abbildung 16: Spannungs- und Stromverlauf während der Zündung des Plasmagenerators LARGE III-150 .

Die Darstellung verdeutlicht die stufenweise Verlängerung des Lichtbogens, die sich in einer jeweiligen Spannungserhöhung äußert. Der Anstieg der Spannung in der Anfangsphase (Phase a), der etwas steiler verläuft als der Anstieg der Phase b, kann mit der Spülung der Kathode mit Inertgas (6 slpm) erklärt werden, die den Lichtbogen abkühlt und die Leitfähigkeit erniedrigt.

Aus Gründen der besseren Zündbarkeit wird die Anode im Gegensatz zur Kathode während des Zündprozesses nicht mit Inertgas gespült, um eine Übernahme des Lichtbogens auf die Anode nicht durch den kühlenden, der Lichtbogenverlängerung entgegengerichteten Inertgasfluss zu gefährden.

In der Phase c wird der Bogenstrom von der Anode übernommen. Es entfällt der Durchgangswiderstand der Steuermodule und die Spannung verringert sich auf den niedrigeren Wert der stationären Lichtbogenspannung.

Die Aufzeichnung der Ströme (Abbildung 17) durch benachbarte Kaskadenplatten (n bis $n+3$) zeigt, dass der Lichtbogenstrom nicht nur von der auf Anodenpotential geschalteten Kaskadenplatte n übernommen wird, die der Kathode jeweils am nächs-

ten ist, sondern zu einem wesentlichen Teil auch durch die Kaskadenplatte $n+1$ fließt.

Dieses Phänomen wird in Abbildung 17 für einen Gesamtstrom von ca. 30A verdeutlicht. Zur Zeit t_n erfolgt die Öffnung des Schalters HS_n und die Kaskadenplatte n , die bis dahin den Strom (Δ) von ca. 20A führte, wird stromlos. Dagegen erhöht sich der Strom (O) durch Kaskadenplatte $n+1$ von 10A auf 20A und der Strom (\square) durch Kaskadenplatte $n+2$ von 0 auf 10A. Zum Zeitpunkt t_{n+1} erfolgt der Vorgang analog für die Ströme durch die Kaskadenplatten $n+1$, $n+2$ und $n+3$ beim Öffnen des Schalters HS_{n+1} .

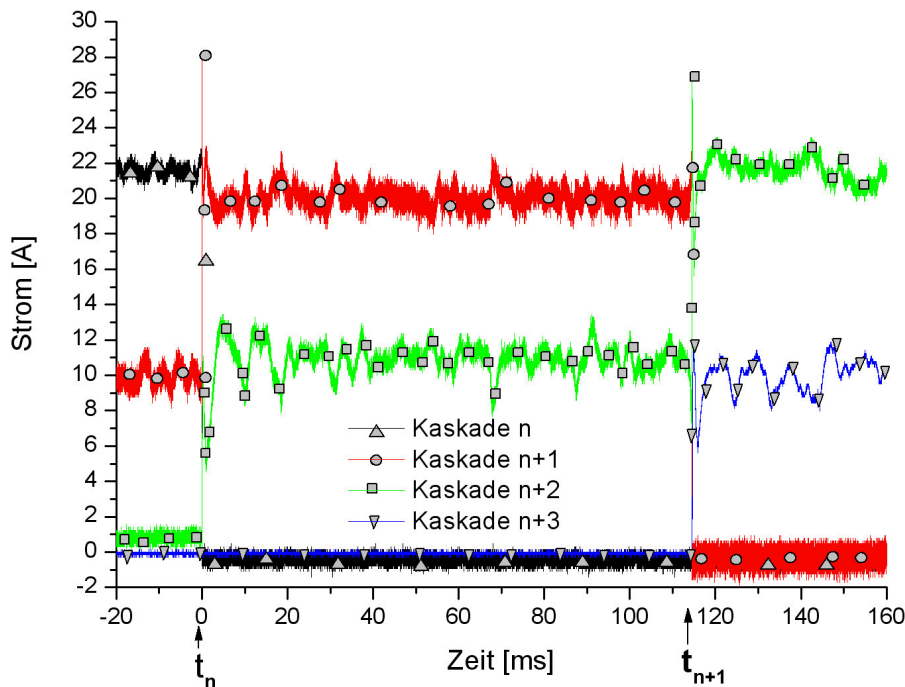


Abbildung 17 : Schrittweiser Stromübergang zwischen benachbarten Kaskaden.

Die Halbleiterschalter HS_n und HS_{n+1} schalten die Ströme durch die Kaskadenplatten n und $n+1$ zu den dazugehörigen Zeitpunkten t_n und t_{n+1} in jeweils ca. $2 \mu\text{s}$ ab. Die höhere Zeitauflösung des Abschaltvorganges in Abbildung 18 verdeutlicht diesen Sachverhalt.

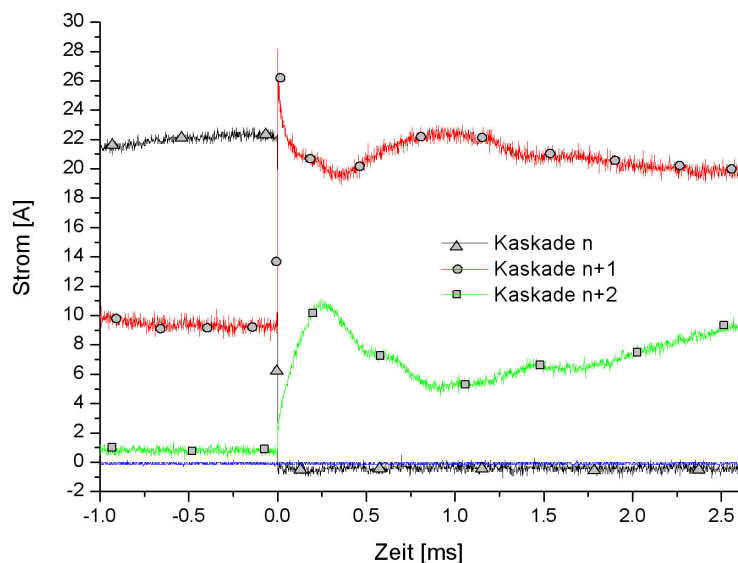


Abbildung 18 : Stromübergang von Kaskade n auf Kaskade $n+1$ und $n+2$ in erhöhter zeitlicher Auflösung.

5. Zündung und Betrieb des Lichtbogengenerators

Um die bereits erwähnten Spannungsüberhöhungen während der Zündphase zu minimieren, muss die Zeit zum Abschalten des Stromes verlängert und damit die Flankensteilheit des Stromverlaufs verringert werden.

Eine Lösung dieses Problems besteht in dem Einbau von $33\mu\text{F}$ Kondensatoren zwischen Gate und Emitter des IGBTs, die zu einer Dämpfung des Abschaltvorganges führen (Abbildung 19).

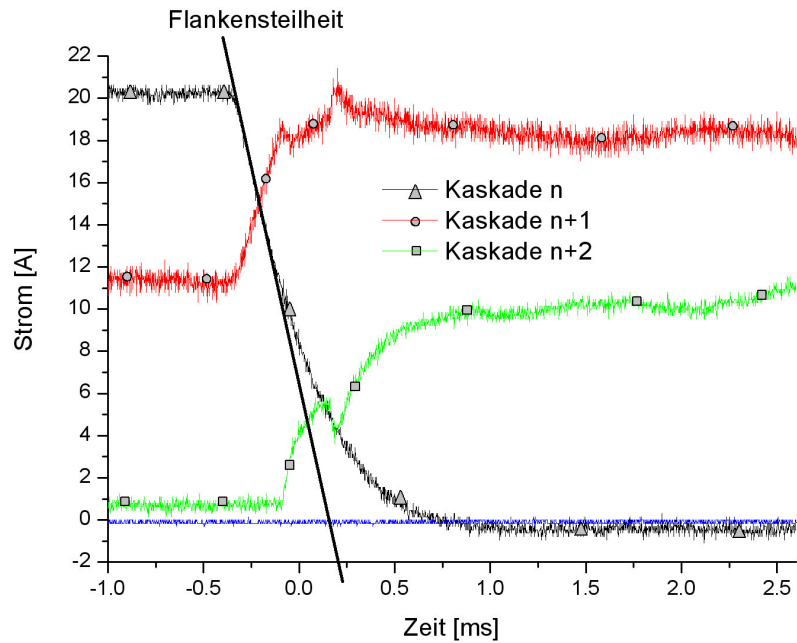


Abbildung 19 : Stromübergang von Kaskade n auf n+1 und n+2 mit gedämpft abfallender Stromflanke.

Die eingezeichnete Flankensteilheit der Abschaltung liegt bei ca. 40 A/ms . Hiermit kann eine Spannungsüberhöhung (vgl. Abbildung 18) vermieden werden.

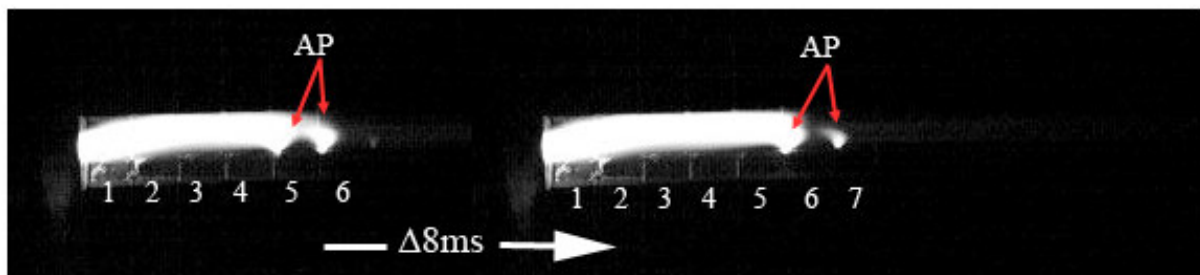


Abbildung 20 : Kurzaufnahmen des Stromüberganges während der Zündung von Kaskade 5 und 6 auf Kaskade 6 und 7 mit den anodenseitigen Lichtbogen-Ansatzpunkten (AP).

In Abbildung 20 sind mit zwei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen (Aufnahmeabstand 8ms , Belichtungszeit 2ms) die Stromübergänge von Kaskade 5 und 6 auf Kaskade 6 und 7 dargestellt.

Deutlich sichtbar sind die zwei anodenseitigen Ansatzpunkte (AP) auf benachbarten Kaskaden, sowohl vor (links) als auch nach (rechts) der Verlängerung des Lichtbogens. Dieses entspricht der Messaufnahme aus Abbildung 17.

5. Zündung und Betrieb des Lichtbogengenerators

Die Ursache für die Tatsache, dass nicht nur die zur Kathode nächstgelegene geschaltete Kaskadenplatte, sondern auch die anschließende Kaskadenplatte Strom übernimmt, ist in der gasförmigen Ladungsträgerwolke zu sehen, die sich über den unmittelbaren Anodenfußpunkt hinaus ausdehnt und so den elektrischen Widerstand zu nächsten Kaskade erniedrigt.

Durch den Stromfluss über zwei Kaskadenplatten wird die thermische Belastung der Kaskadenplatten reduziert und die Standzeit der einzelnen Kaskaden dadurch erhöht.

Das erprobte Prinzip der CIPASS-Zündung wurde von der Firma REGATRON, Schweiz zur Marktreife weiterentwickelt (Abbildung 21).



Abbildung 21: Schaltschrank für die CIPASS Lichtbogenzündung (Konzept: UniBw München, Industrielle Fertigung: Firma REGATRON, Schweiz).

Mit dem CIPASS Zündprinzip können lange Lichtbögen problemlos gezündet werden. Demzufolge ist die Skalierbarkeit des Long Arc Generators (LARGE) unter dem Gesichtspunkt der Zündbarkeit gewährleistet.

5.2 Zünd- und Betriebssteuerung des Plasmagenerators LARGE

Für die Zündung und den Betrieb des Plasmagenerators LARGE sind eine Vielzahl von Parametern wie Ströme, Spannungen, Gasflüsse, Kühlwasser, Schaltzustände usw. zeitabhängig einzustellen, zu überwachen und zu regeln.

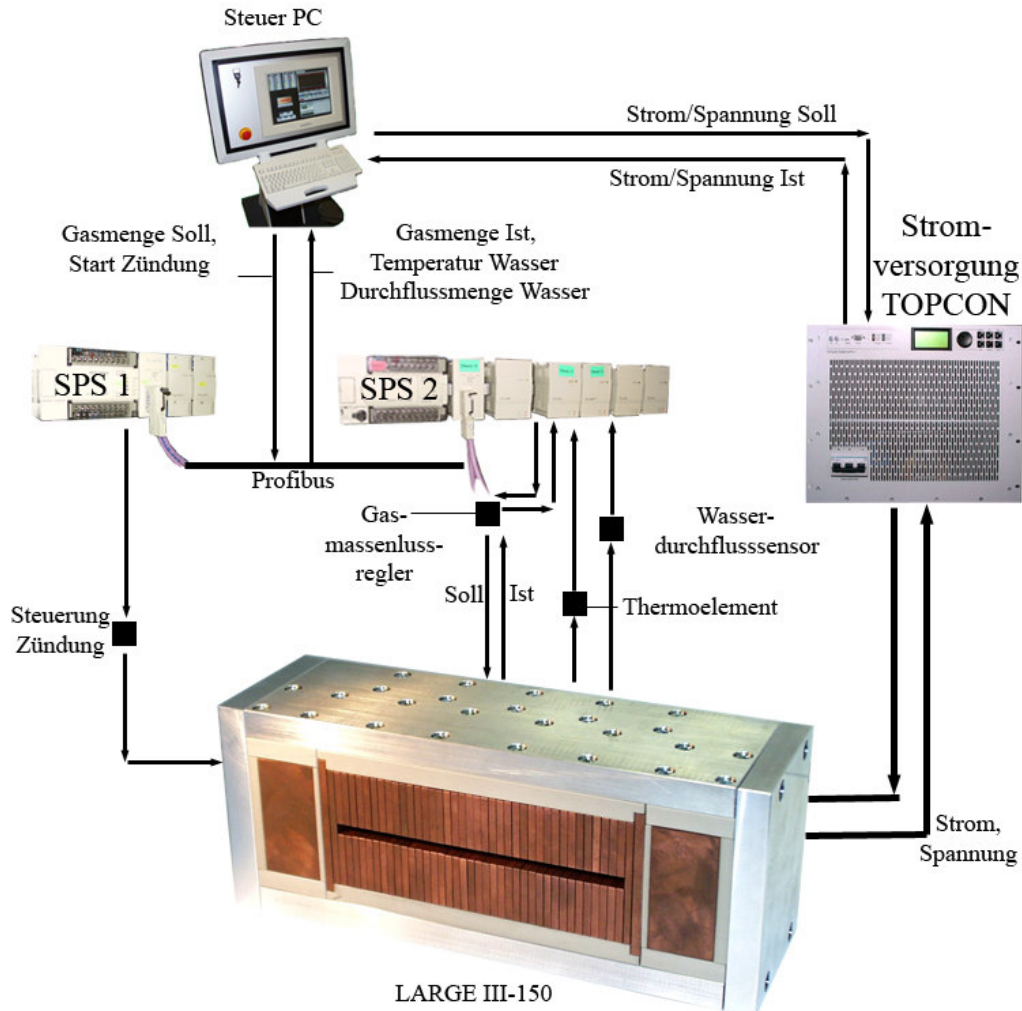


Abbildung 22: Systemstruktur für Zündung und Betrieb des Plasmagenerators LARGE.

Für den Betrieb des Plasmagenerators LARGE ist es wichtig, dass die Kaskadenplatten gegeneinander hochohmig ($>10\text{k}\Omega$) isoliert sind. Andernfalls würde der Lichtbogenstrom während und nach der Zündung nicht wie vorgesehen im Lichtbogenkanal fließen, sondern über einen zu langen Zeitraum in der Wandung durch die Kaskadenplatten. An den Eintrittsstellen des Lichtbogens (30-100A) in die Kaskadenplatten träte eine zu hohe thermische Belastung auf und es käme zum Aufschmelzen der entsprechenden Region der Kaskadenplatte. Ohne Detektionsmechanismus und ohne Sichtmöglichkeit in den Generatorspalt - beispielsweise beim eingebauten Plasmagenerator in eine CVD Beschichtungsanlage – kann der Kurzschlussbereich durch aufschmelzendes Kupfer sich auf weitere Kaskadenplatten ausdehnen. Dies hinterlässt massiven Schaden (Abbildung 23) und führt zum Ausfall des Plasmagenerators.

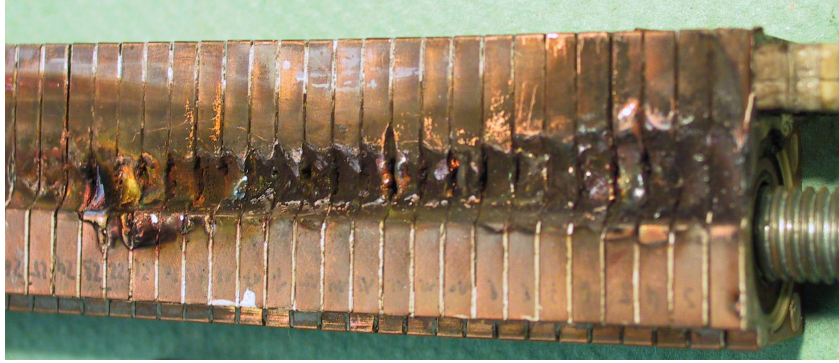


Abbildung 23: Durch elektrischen Kurzschluss zerstörter Stapel von Kaskadenplatten.

Die Forderung nach einer automatisierten Detektion von elektrischen Kurzschlüssen sowie nach einer Funktionsprüfung der Halbleiterschalter führte im Rahmen dieser Arbeit zur Entwicklung des CIPASS Monitoring Subsystems (CIPASS-MS).

Das bereits beschriebene CIPASS Zündsystem (Kap.5.1) und das hinzukommende CIPASS-MS bilden das gesamte CIPASS System.

Der prinzipielle Aufbau dieses Systems ist am Beispiel von 2 Kaskadenplatten (n und $n+1$) in Abbildung 24 dargestellt. Die Gesamtheit der Halbleiterschalter HS_n mit $1 \leq n \leq N$ dient zur Zündung des Lichtbogens (Zündprogramm). Die Erweiterung durch den dazugehörigen Satz von Schaltern Sn , die zwischen den Kaskadenplatten und der Kathode angeordnet sind, erlaubt sowohl die Prüfung des Systems auf richtige Funktion (Testprogramm) als auch die Detektion eventueller Kurzschlüsse benachbarter Kaskadenplatten (Detektionsprogramm).

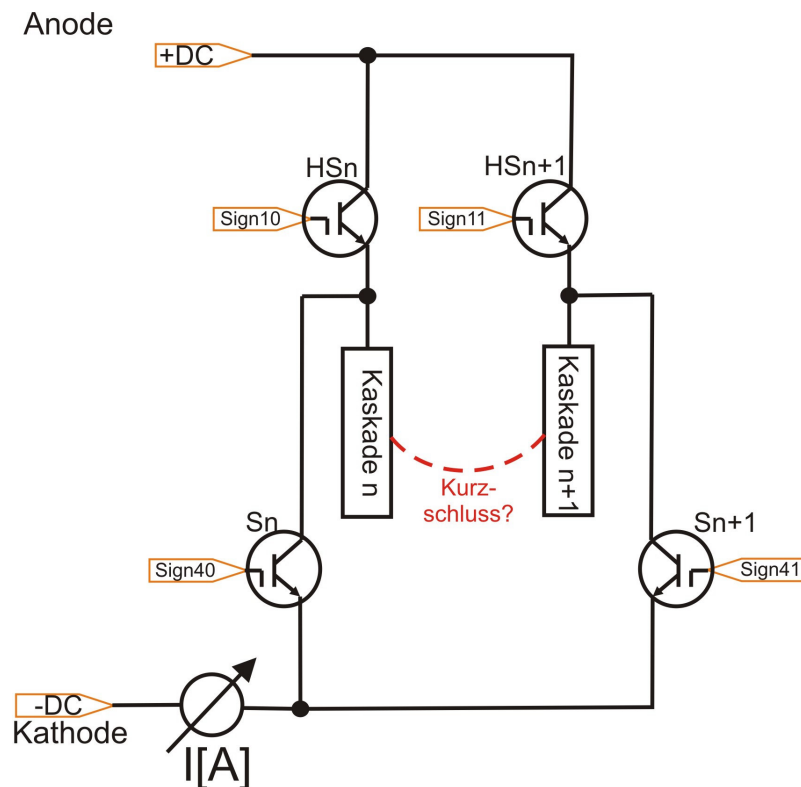


Abbildung 24: Prinzip des CIPASS Systems.

5. Zündung und Betrieb des Lichtbogengenerators

Die Ansteuerung der Schalter HS_n und S_n durch die CIPASS Steuerung in den 3 Programmen (Zünd-, Test- und Detektionsprogramm) ist in den Abbildungen 25, 26 und 27 für 4 benachbarte Kaskadenplatten (n bis $n+3$) dargestellt:

Zündprogramm:

Alle Halbleiterschalter HS_n sind zunächst geschlossen, die Schalter S_n sind geöffnet und alle Kaskadenplatten liegen damit auf Anodenpotential. Nach der erfolgten Hochspannungszündung werden sukzessiv ein Halbleiterschalter nach dem anderen im Abstand von 100ms geöffnet (Abbildung 25). So wird der anodische Lichtbogenfußpunkt von Kaskade zu Kaskade bis zur eigentlichen Anode inkremental verschoben.

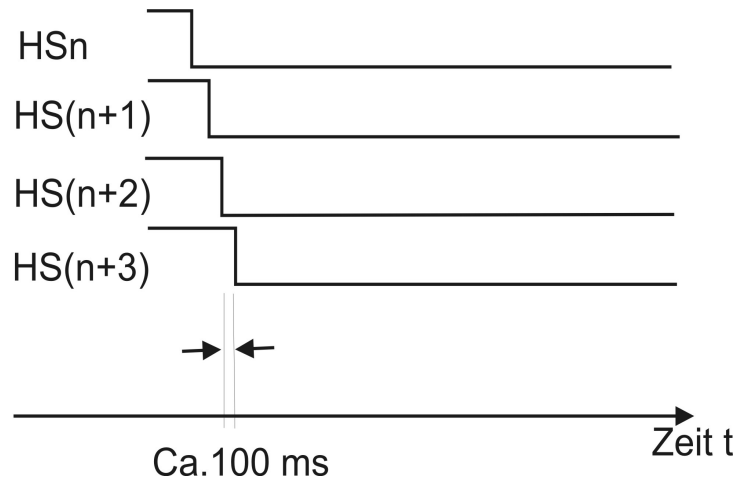


Abbildung 25: Schaltersteuerung während des Zündprogramms.

Testprogramm:

Die Halbleiterschalter HS_n und S_n werden sukzessive paarweise für ca. 400ms geschlossen (Abbildung 26). Hierdurch kann die Funktion des jeweiligen Schalterpaares geprüft werden: Fließt ein messbarer Strom von der Anode zur Kathode und zwar nur dann, wenn die Schalter geschlossen sind, so ist die Funktion der Schalter sichergestellt.

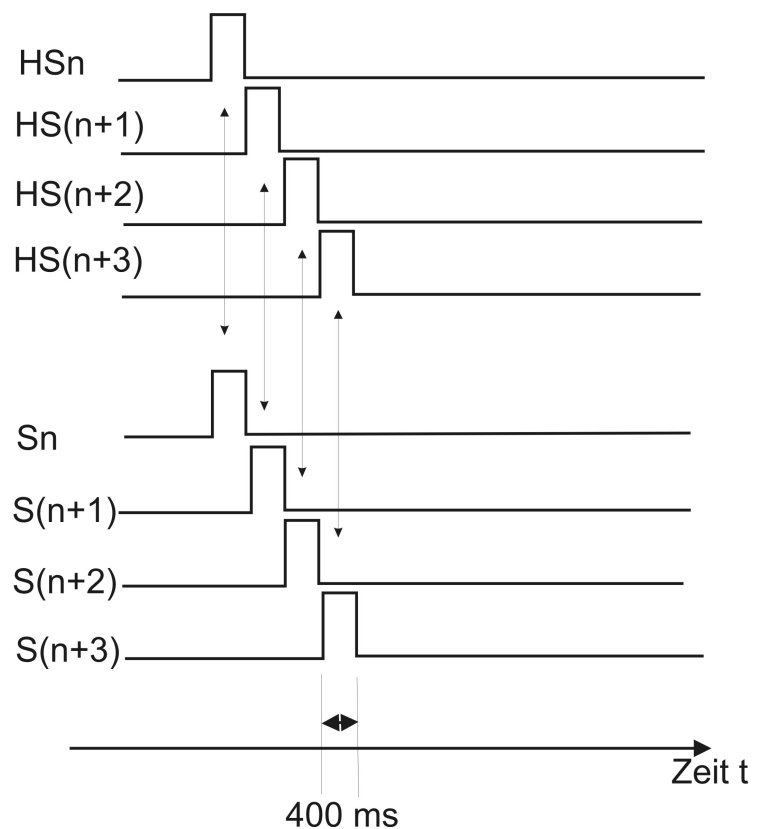


Abbildung 26 : Schaltersteuerung während des Testprogramms.

Detektionsprogramm:

Zur Erkennung von Kurzschlüssen zwischen benachbarten Kaskadenplatten n und $n+1$ wird jeweils simultan der Halbleiterschalter HS_n und S_{n+1} geschlossen. Ein aktueller Stromfluss zeigt einen elektrischen Kurzschluss zwischen den Kaskaden n und $n+1$ an. Der Plasmagenerator darf in diesem Falle nicht gezündet werden, um weitergehende Schäden an dem Generator und der Peripherie zu vermeiden (vgl. Abbildung 23).

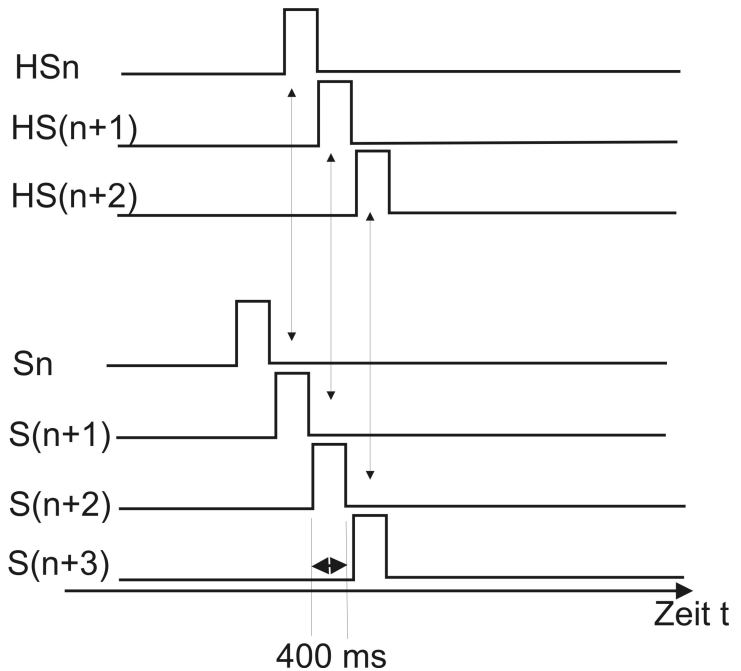


Abbildung 27 : Schaltersteuerung während des Detektionsprogramms.

Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 28 die Bedienoberfläche des Test- und Detektionsprogramms. Neben den Anzeigen und Aktivierungselementen ist als Graph der Verlauf der Kurzschlussdetektion zu erkennen. Im vorliegenden Fall betragen alle Isolationswerte zwischen benachbarten Kaskaden jeweils ca. 10kOhm und der Lichtbogen des Generators kann gezündet werden.

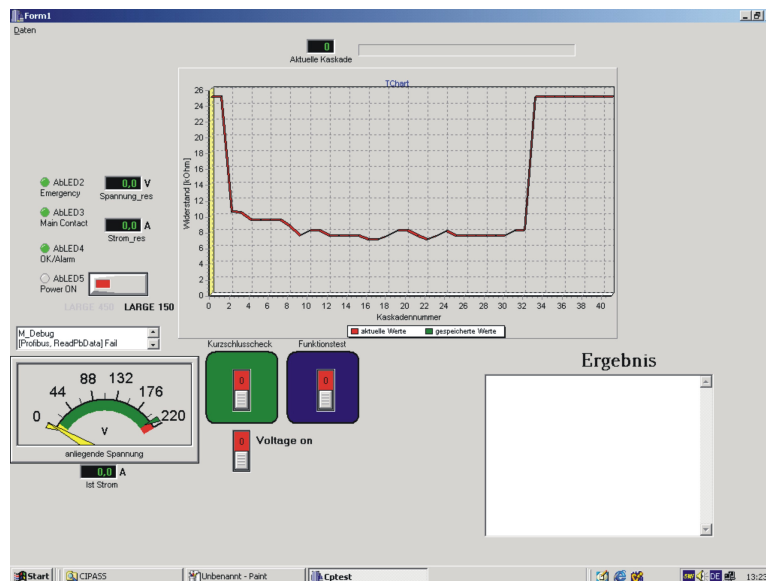


Abbildung 28 : Bedienoberfläche für das Test- und Detektionsprogramm.

Mit den Funktionen des vollständigen CIPASS Systems kann eine zuverlässige Zündung des vorher überprüften Plasmagenerators durchgeführt werden. Das CIPASS

System erhöht damit die Betriebssicherheit und Lebensdauer des Plasmagenerators LARGE.

5.3 Betriebsparameter des Plasmagenerators LARGE III-150

Aufgrund der Umspülung der Elektroden mit Inertgas (siehe Kap. 4.1) kann gegenüber konventionellen Plasmageneratoren (F4, TRIPLEX) das Plasmagas für den Betrieb des Plasmagenerators LARGE III-150 relativ frei gewählt werden, ohne das die heißen Elektroden durch den Kontakt mit oxidaktiven Gasen vorzeitig altern. Folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die verwendeten Betriebsparameter, mit denen der Plasmagenerator LARGE III-150 bisher betrieben wurde.

Tabelle 2: Verwendeter Parameterbereich zum Betrieb des Plasmagenerators LARGE III-150.

Verwendete Plasmagase	Ar, He, N ₂ , O ₂ , Luft, CH ₄ , H ₂ , CO ₂
Plasmagasfluss [slpm]	10..150
Strom [A]	20 ..100
Spannung [V]	90 .. 350
Spez. elektrische Leistung [kW/cm]	0.1 .. 2.3

Im Vergleich mit konventionellen Plasmageneratoren (F4, TRIPLEX) ist der Lichtbogenstrom und auch die spezifische elektrische Leistungseinkopplung geringer, reicht jedoch für das z.Zt. vorliegende Anwendungsspektrum des Plasmagenerators LARGE III-150 (CVD [HOP], Polymerfolienkaschierung [BMB]) aus.

6 Experimentelle und theoretische Untersuchungsmethoden

Die Weiterentwicklung des Plasmagenerators LARGE betrifft im wesentlichen die Homogenisierung des austretenden Plasmastrahls.

Verbesserungen des Plasmagenerators bezüglich Temperaturniveau und Homogenität des abströmenden Heißgases erfordern ein Verständnis und eine Beschreibung der physikalischen Zusammenhänge im Plasmagenerator. Methoden zur Untersuchung dieser Zusammenhänge sind im folgenden aufgeführt.

6.1 Diagnostikverfahren

Der Gleichstrom Plasmagenerator LARGE bietet Ansatzmöglichkeiten für eine große Zahl von Diagnostiken, um die elektrischen und physikalischen Eigenschaften der Gasentladung und des abströmenden Heißgases zu bestimmen. Durch den Aufbau des Plasmagenerators ist es möglich, den Lichtbogen direkt zu untersuchen, da er frei zugänglich, örtlich und zeitlich stabilisiert vorliegt.

6.1.1 Optische Emissionsspektroskopie

Emissionsspektroskopische Methoden eignen sich für die Untersuchungen von Plasmen, da sie ohne Störungen des Messobjektes wichtige Daten liefern. Die hohe Temperatur des Plasmas verursacht die Besetzung angeregter Zustände, deren Übergänge zu einem Linienspektrum in der emittierten Strahlung führen. Für die Aufnahme und Untersuchung der Plasmastrahlung wurde ein Spektrograph vom Typ S380.4 der Firma Solar Tii verwendet. Dieser hat eine Brennweite von 380mm und besitzt 4 verschiedene optische Gitter mit 150 Linien/mm, 300 Linien/mm, 1200 Linien/mm und 1800 Linien/mm. Zum Einsatz im Rahmen dieser Messungen kommt das Gitter mit 300 Linien/mm bzw. mit 1200 Linien/mm, mit einer charakteristischen Full Width at Half Maximum (FWHM) Breite von 0.8nm bzw. 0.2nm.

Das gebeugte Licht wird von einer CCD Kamera (HSS1024FT) der Firma PROSCAN mit einer Auflösung von 1024 x 1024 Pixel aufgenommen (Wellenlängenbereich 200nm - 850nm), wobei die Pixel eine Abmessung von 14 x 14µm haben. Mit dem CCD Chip ist eine Digitalisierung bis zu 14 Bit Tiefe möglich [PRO].

Die Wellenlängen der Intensitätspeaks können über die kommerzielle Software PLASUS mit Literaturwerten verglichen werden.

Die theoretischen Intensitätspeaks der strahlenden Spezies werden für bestimmte Temperaturen bei Atmosphärendruck mit der Software „Optical emission lines of the elements“ [PAY] berechnet.

6.1.2 Hall-Sondenmessung

Zur örtlichen Messung der magnetischen Flussdichte wird eine Hall Sonde Typ FM 210 der Firma PROJECT ELEKTRONIK GmbH eingesetzt.

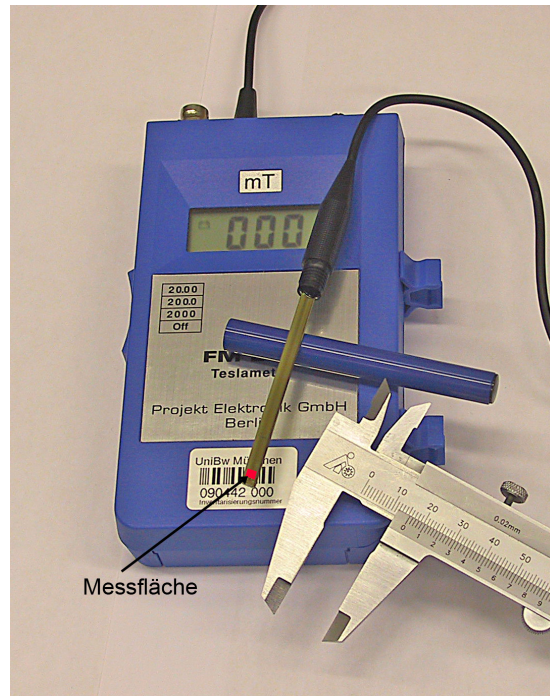


Abbildung 29 : Kommerzielle Hallsonde FM210.

Die transversale Messsonde hat die Abmessungen 5 x 1.3 x 70mm (BxDxL) mit einer wirksamen Sondenfläche von 2mm x 1mm.

Mit einem Bereichswahlschalter kann der Messbereich eines Gleichfeldes in Stufen bis zu 20mT, 200mT, 2000mT eingestellt werden. Über den Bereichsschalter wird die Empfindlichkeit des Analogausganges mit 10mT/V, 100 mT/V und 1000mT/V vorgegeben.

Der Messfehler des Gerätes beträgt am Analogausgang je nach eingestelltem Empfindlichkeitsbereich und bei Raumtemperatur +/- 0.03mT (20mT Bereich), +/- 0.06mT (200mT Bereich) und +/- 2.4mT (2000mT Bereich) [PROJ].

6.1.3 Hochgeschwindigkeitsphotographie

Um schnell veränderliche Vorgänge im Lichtbogen oder im austretenden Plasmagas sichtbar zu machen, kommt das Kamerasystem ENCORE MAC High Speed Imaging System von der Firma OLYMPUS zum Einsatz, das aus einer digitalen Kamera und dem dazugehörigen Steuerrechner besteht.

Mit dem TC237 CCD Chip in der Kamera kann eine Pixelfläche je nach Bildaufnahmegeschwindigkeit von bis zu 480x420 Pixel ausgewertet werden. Jedes Pixel hat eine Größe von $7.4\mu\text{m}^2$. Die Kamera verfügt über einen Infrarot Filter CM500, der Licht ab 500nm Wellenlänge abschwächt (Abbildung 30).

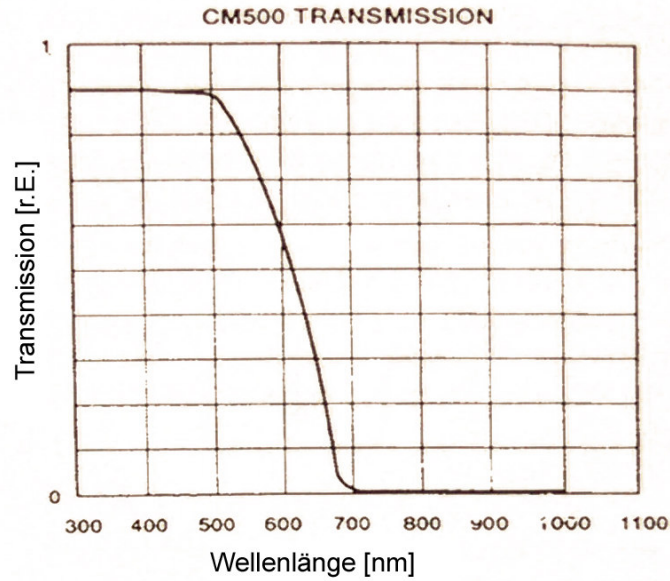


Abbildung 30 : Durchlasskurve des 1mm CM500 IR Filters vor dem CCD Chip.

Wie aus Abbildung 30 ersichtlich ist, werden nur die Wellenlängen bis ca. 700nm von dem Filter durchgelassen und gelangen auf den CCD Chip.



Abbildung 31: ENCORE MAC High Speed Imaging System der Firma OLYMPUS.

Die Kamera zeichnet Ereignisse mit einer Bildaufnahmefrequenz von 60-8000 Bildern/sek. auf mit Verschlusszeiten herab bis zu 12,5 μ s [OLY].

6.1.4 Enthalpiesondenmessung

Die Kenntnis der Temperaturverteilung im heißen Plasmagas ist in technischen Anwendungen von besonderem Interesse. Um die Temperatur örtlich aufgelöst bestimmen zu können, wird auf die Enthalpiesondenmessung zurückgegriffen, bei der die Temperatur kalorimetrisch über den Wärmeinhalt eines entnommenen Teils der Heißgasströmung gemessen wird.

Dieses Verfahren ist seit den frühen 70 er Jahren bekannt [GRE] und wird als kommerzielles Messsystem von der Firma TEKNA, Plasma Systems Inc. vertrieben.

Um die Enthalpie des entnommenen Heißgases zu bestimmen, sind zwei Teilschritte erforderlich [TEK]. Zu einen wird in einer Tara Messung der Energieeintrag des die Sonde umströmenden Plasmagases gemessen. Dabei wird kein Gas durch die Son-

de entnommen. Die Temperaturerhöhung ΔT des Kühlwasserflusses $\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}$ mit spezifischer Wärme $c_{p,\text{H}_2\text{O}}$ der Sonde bestimmt dabei die spezifische Enthalpie h_{Tara} der Tara Messung.

In einem zweiten Schritt wird Heißgas durch einen Massendurchflussmesser entnommen und die Temperaturerhöhung $\Delta T_{\text{Messmodus}}$ des unveränderten Kühlwasserflusses gemessen. Aus der Differenz $\Delta T_{\text{Messmodus}} - \Delta T_{\text{Tara}}$ wird die spezifische Enthalpie h_{Gas} des Plasmagases bestimmt:

$$h_{\text{Gas}} = \frac{c_{p,\text{H}_2\text{O}} \cdot \dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} \cdot (\Delta T_{\text{Messmodus}} - \Delta T_{\text{Tara}})}{\dot{m}_{\text{Gas}}} \quad (6.1)$$

Die Temperatur T_{Gas} kann dann aus der Kenntnis der spezifischen Wärme $c_{p,\text{Gas}}$ des Gases erhalten werden.

$$T_{\text{Gas}} = \frac{h_{\text{Gas}}}{c_{p,\text{Gas}}} \quad (6.2)$$

Da die errechnete Temperatur stark von der Gaszusammensetzung abhängt, muss bei frei brennenden Lichtbögen die Einwirbelung von Fremdgas aufgrund von Einwirbelungseffekten [PFE] berücksichtigt werden.

Die Kalibrierung der Enthalpiesonde [GRE] (Zuordnung der angezeigten thermischen Leistung zur zugeführten elektrischen Leistung) erfolgt über die Einspeisung definierter elektrischer Leistung zur Aufheizung des Kühlwassers (Abbildung 32).

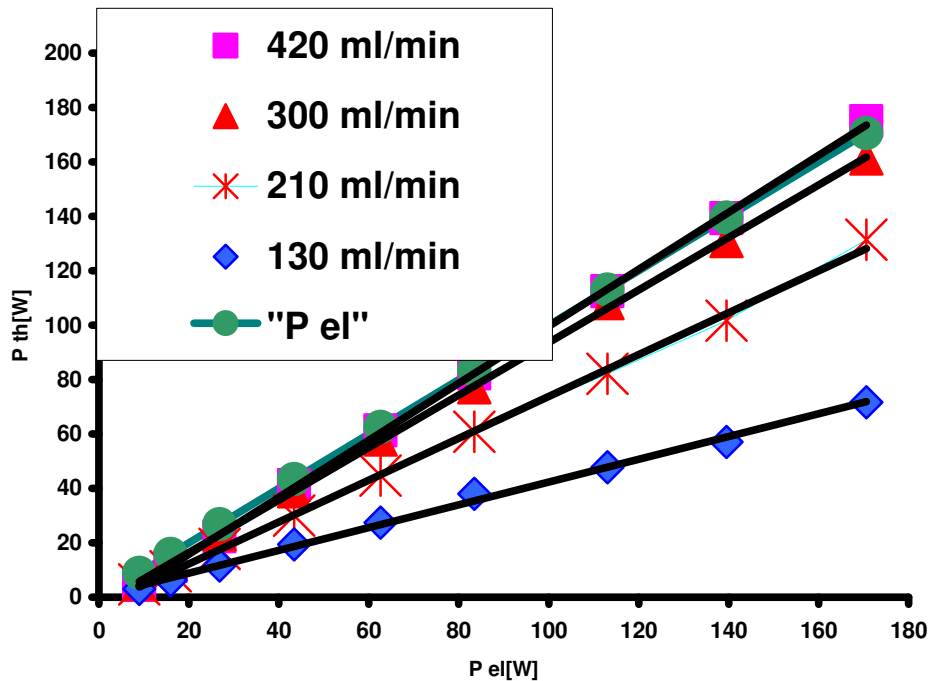


Abbildung 32 : Enthalpiesondenkalibrierung durch Einspeisen definierter Wärmemenge in das Kühlwasser.

Laut Literaturangaben [RAH] liegt die Höhe der Abkühlung der Plasmaregion durch die Sonde selbst bei nur 3% und stellt so einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Messpunkt dar.

6.1.5 Gasflussmessungen

Um die Gasströmung im Plasmagenerator bestimmen zu können, ist es nötig, an diskreten Stellen Massen- oder Volumendurchfluss zu messen. Hierfür wird der Massendurchflussmesser AWM3300 der Firma HONEYWELL eingesetzt.

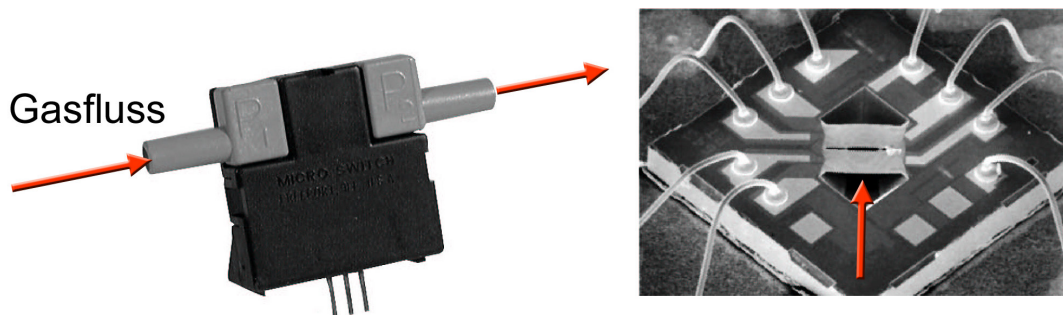


Abbildung 33 : Massendurchflussmesser AWM3300 der Firma HONEYWELL (links) mit vergrößerter Darstellung des Messbereichs (rechts) (Roter Pfeil: Strömungsrichtung des Gases).

Das Prinzip dieses Massendurchflussmessgerätes beruht auf der Abgabe von Wärme an das vorbeiströmende Gas: Ein dünner Widerstandsdraht wird über eine WHEATSTONE'sche Messbrücke auf konstantem Widerstandswert gehalten. Somit bleibt die Temperatur des Drahtes konstant ($T=160^\circ\text{C}$ über Umgebungstemperatur)[HON]. Die elektrische Leistung, die zur Konstanthaltung der Temperatur eingespeist wird, hängt von dem Gasmassenfluss ab.

Massendurchflussmessungen haben gegenüber Volumendurchflussmessungen den Vorteil, dass sie keinerlei Informationen über Druck und Temperatur erhalten müssen. Der Massenfluss wird statt in g/min üblicherweise als Volumendurchfluss „Standard Liter pro Minute“ (slpm) unter Bezug auf die Normbedingungen ($p=101\text{ kPa}$, 0°C) angegeben.

6.2 Numerische Verfahren

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Finite Elemente Programme COMSOL Multiphysics 3.2 (Firma COMSOL) und ANSYS 9.0 verwendet und für die Berechnung des Magnetfeldes und der Gasströmung eingesetzt.

6.2.1 Berechnung des Magnetfeldes

Für die Berechnung elektromagnetischer Felder wird auf die MAXWELL'schen Gleichungen zurückgegriffen:

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (6.3)$$

$$\text{rot}\vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.4)$$

$$\text{div}\vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (6.5)$$

$$\text{div}\vec{B} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (6.6)$$

Zwischen den elektrischen Feldgrößen \vec{E} und \vec{D} bzw. zwischen den magnetischen Feldgrößen \vec{H} und \vec{B} sowie zwischen \vec{j} und \vec{E} gelten dabei folgende Beziehungen:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (6.7)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J}_M \quad (6.8)$$

$$\vec{j} = \kappa \cdot \vec{E} \quad (6.9)$$

Zur Beschreibung von nichtlinearen Materialeigenschaften, wie z.B. die Hysteresekurve eines Permanentmagneten, ist die generelle Form von (6.8) erforderlich:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} + \vec{B}_r \quad (6.10)$$

Nach (6.3) gilt im stationären Fall ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$):

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} \quad (6.11)$$

6. Experimentelle und theoretische Untersuchungsmethoden

Da es sich um Permanentmagnete handelt, ist die Stromdichte $\vec{j} = 0$ und es gilt:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0 \quad (6.12)$$

Das Magnetfeld außerhalb eines Permanentmagneten ist damit wirbelfrei.

Zur Vereinfachung der Magnetfeldberechnung wird das magnetische Vektorpotential \vec{A} eingeführt und unter Berücksichtigung der Anordnung und der Polstärke der verwendeten Permanentmagnete mit dem Finiten Elemente Programm Comsol Multiphysics bestimmt.

Unter Verwendung der in Kapitel 3.2.2 angegebenen Materialdaten kann aus dem Vektorpotential \vec{A} entsprechend Gleichung (6.13) die magnetische Flussdichte \vec{B} ermittelt werden.

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (6.13)$$

Mit dieser lässt sich das Magnetfeld der Permanentmagnetanordnung im Plasmagenerator LARGE III-150 errechnen

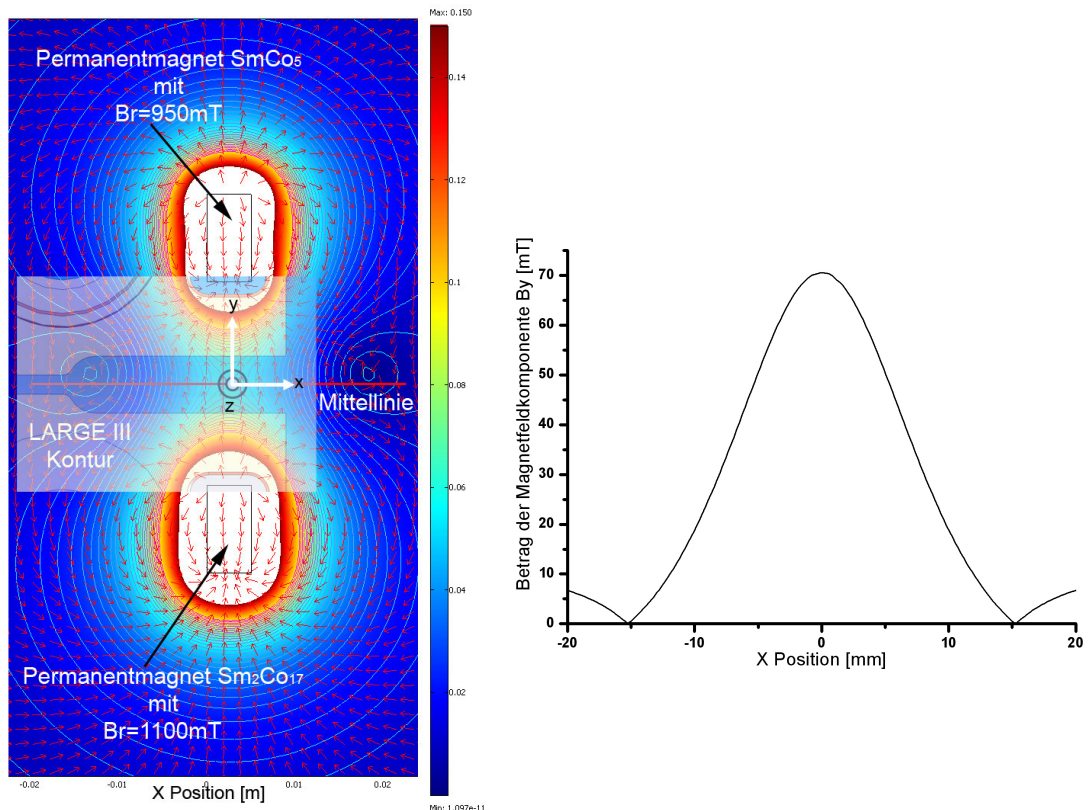


Abbildung 34 : Magnetfeld, das von zwei Permanentmagneten unterschiedlicher Remanenz B_r im Plasmagenerator LARGE III-150 erzeugt wird (Vektorfeld (links) und betragsmäßiger Verlauf entlang der Mittellinie (rechts)).

Die Farben in der linken Darstellung entsprechen den Beträgen $|\vec{B}|$ der magnetischen Flussdichte \vec{B} . Der Feldlinienverlauf wird durch die Pfeile angezeigt, wobei die Länge der Pfeile unabhängig vom Betrag $|\vec{B}|$ der magnetischen Flussdichte ist. Der Betrag

$|\overline{B}_y|$ der Magnetfeldkomponente \overline{B}_y in der Mittelebene zwischen den Permanentmagneten (rote Mittellinie) ist im rechten Teil der Abbildung 34 dargestellt.

In einem Feld zwischen den zwei quaderförmigen Magneten mit gleichgerichteter Magnetisierung gibt es Bereiche, in dem das resultierende Feld den Betrag Null hat (Nullpunkt des magnetischen Feldes). Die Lage dieser Nullpunkte hängt ab von der Eigenschaft der Magnetmaterialien (Remanenz, relative Permeabilität) sowie von dem Abstand der Magnete zueinander. Durch geringfügig unterschiedliche Remanenzwerte der verwendeten Permanentmagnete lässt sich der Nullpunkt des Magnetfeldes aus dem geometrischen Mittelpunkt zwischen zwei Magneten verschieben. Dies ist wichtig vor dem Hintergrund, dass der Lichtbogen nur am Nullpunkt des Magnetfeldes keine LORENTZ-Kraft erfährt. In einem unsymmetrischen Magnetfeld (wie oben beschrieben), wirkt eine LORENTZ-Kraft, die den Lichtbogen nach unten auslenkt, bis ein Gleichgewicht zwischen der auslenkenden LORENTZ-Kraft und der rücktreibenden Wandstabilisierung herrscht.

Durch Metallspäne kann das reale Magnetfeld \overline{B} zwischen den Permanentmagneten visualisiert werden und mit dem berechneten Feld verglichen werden (Abbildung 35).

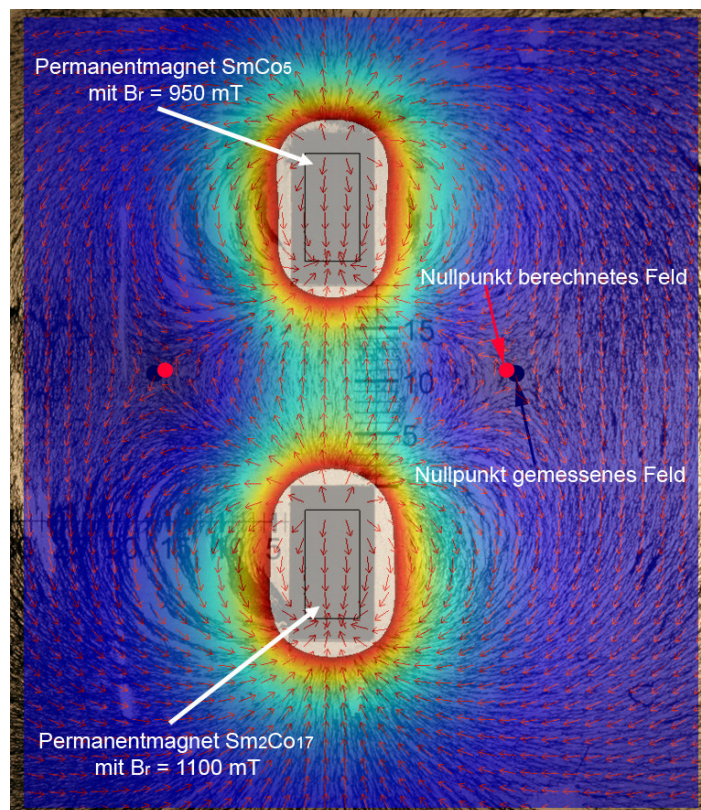


Abbildung 35 : Vergleich des berechneten mit dem visualisierten magnetischen Feld zweier unterschiedlicher Permanentmagnete im Plasmagenerator LARGE III-150.

Die Überlagerung der beiden Felder bestätigt die berechneten Ergebnisse. Von Bedeutung ist hierbei die übereinstimmende Lage des Nullpunktes ($|\overline{B}|=0$) (rot= berechnet, schwarz= visualisiert).

Zur quantitativen Verifizierung der Berechnung des Magnetfeldes wird eine Messung mit der Teslasonde FM210 der Firma PROJEKT ELEKTRONIK GmbH, Berlin durch-

geführt. Die Messfläche (2mmx1mm) der Sonde erlaubt eine ausreichende Ortsauflösung der Messung.

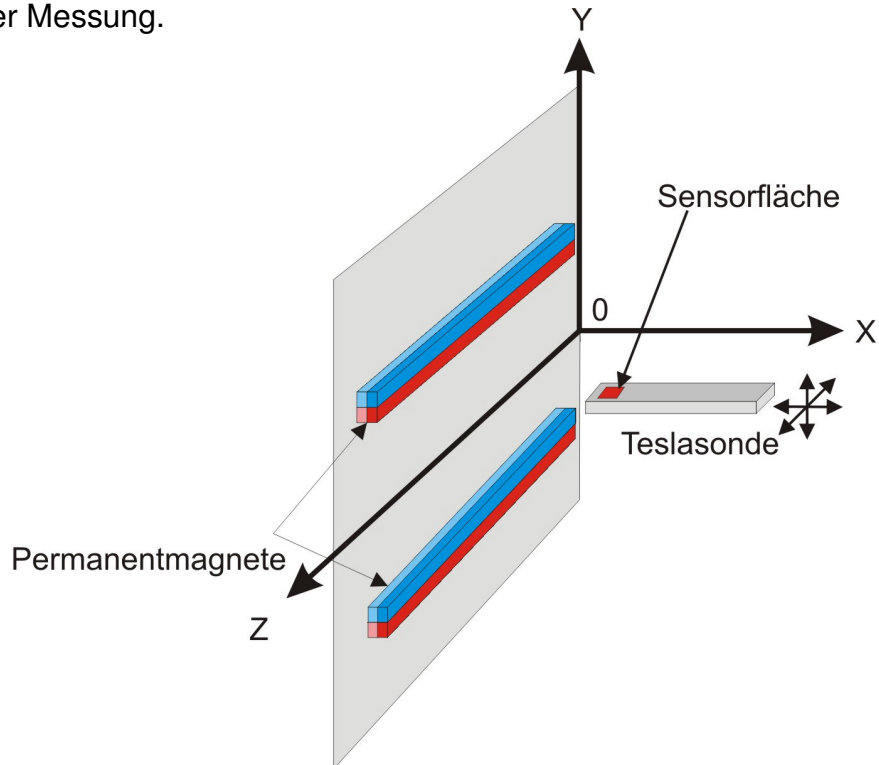


Abbildung 36 : Anordnung für die Magnetfeldmessung mit der Teslasonde.

Der gemessene Verlauf des Betrages $|\bar{B}_y|$ der Magnetfeldkomponente \bar{B}_y entlang der x-Achse bei $y=0$ ist in Abbildung 37 im Vergleich zum berechneten Verlauf dargestellt.

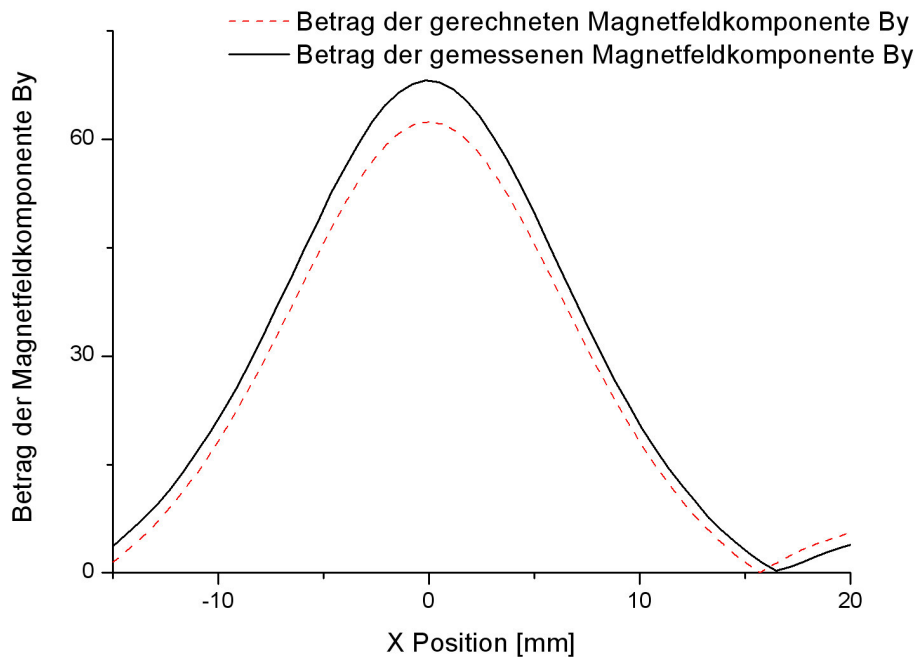


Abbildung 37: Vergleich der gemessenen mit der berechneten Komponente B_y der magnetischen Flussdichte zwischen zwei unterschiedlichen Permanentmagneten (vgl. Abbildung 35).

6. Experimentelle und theoretische Untersuchungsmethoden

Nachfolgend wird in der Ebene $x=-14\text{mm}$, in welcher sich der Lichtbogen im Plasmagenerator LARGE III150 parallel zur z -Achse erstreckt, an verschiedenen Linien ($x=-14\text{mm}$, $y = -4,-3,-2,-1,0,1,2,3,4 \text{ mm}$) das Magnetfeld B mit den Komponenten B_y und B_z vermessen und in Abbildung 38 zweidimensional dargestellt.

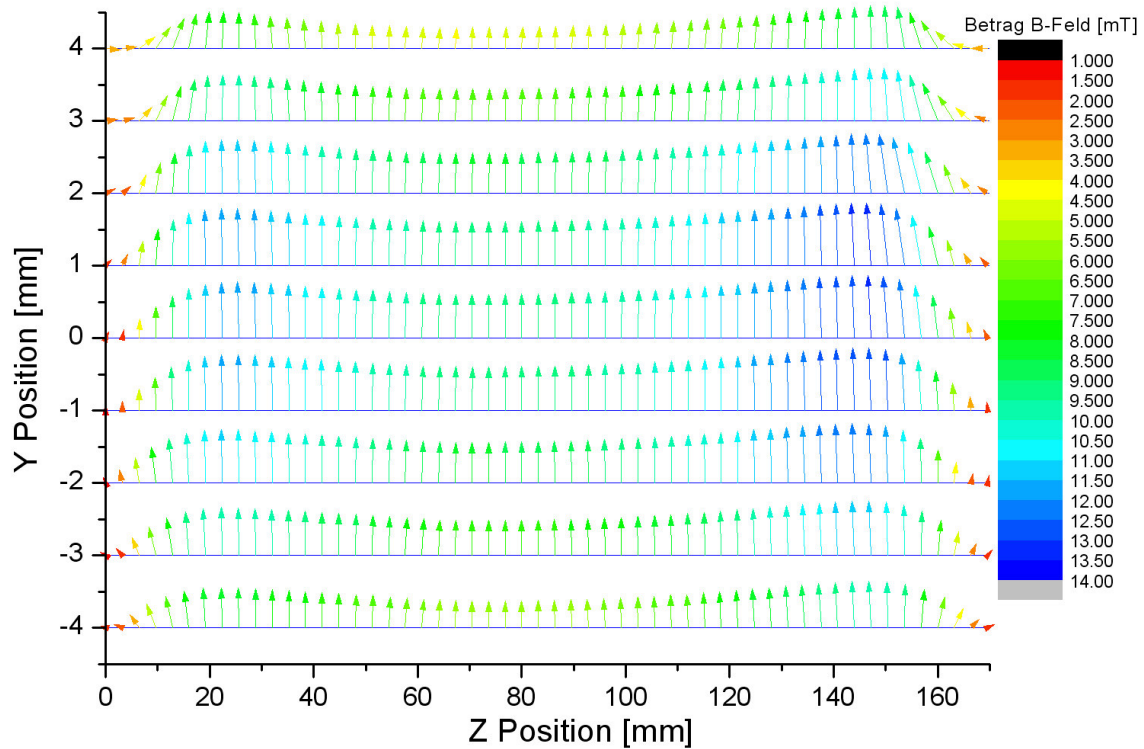


Abbildung 38 : Zweidimensionale Darstellung des gemessenen B-Feldes (Komponenten B_y und B_z) in der Ebene $x=-14 \text{ mm}$ (Ort des Lichtbogens im Plasmagenerator LARGE III-150) an verschiedenen Linien ($y=-4..(1)..4$) für Permanentmagnete mit unterschiedlicher Remanenz ($B_r = 950\text{mT}$ bzw. 1100mT).

Aus Abbildung 38 ist erkennbar, dass abgesehen von den Randbereichen $0 < z < 20$ und $150 < z < 170$ das Magnetfeld in der Ebene $x=-14\text{mm}$ keine Komponente in z -Richtung besitzt ($B_z \approx 0$) und die B_y Komponente annähernd konstant ist. Zu den Randbereichen hin wächst die B_y Komponente zunächst, bevor sie dann abnimmt. Wegen einer dort zugleich auftretenden B_z Komponente tritt eine Richtungsänderung des B-Feldes in den Randbereichen auf.

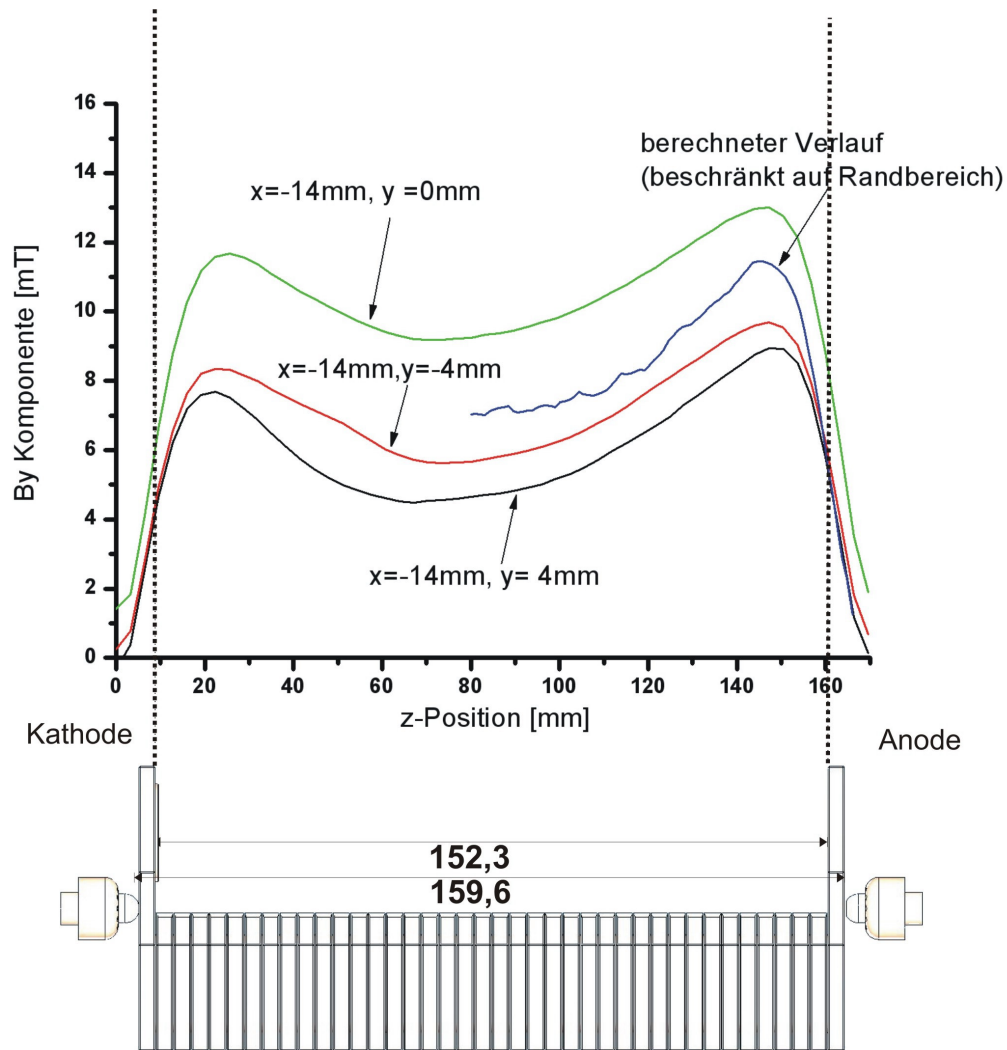


Abbildung 39 : Gemessene und berechnete B_y Komponente des Magnetfeldes \vec{B} entlang der Linien $(x=-14\text{mm}, y=-4\text{mm})$, $(x=-14\text{mm}, y=0\text{mm})$ und $(x=-14\text{mm}, y=4\text{mm})$ für Permanentmagnete mit den Remanenzen $B_r=950$ und 1100mT).

In Abbildung 39 ist die gemessene Komponente B_y entlang der drei Linien $x=-14\text{mm}$ und $y=-4,0,4\text{ mm}$ dargestellt. Die Verläufe für $y=4\text{mm}$ und $y=-4\text{mm}$ weichen wegen der Permanentmagnete unterschiedlicher Remanenz (950mT und 1100mT) voneinander ab.

Bei den gemessenen B-Feldern in der Abbildung 38 und der Abbildung 39 sind Anstiege der B_y Komponente an den Randzonen bei den Permanentmagneten und damit in den Endbereichen des Plasmagenerators LARGE III-150 feststellbar. Die Erhöhung der B_y Komponente in den Randgebieten ist über Beiträge der Permanentmagnete zu erklären, die sich konstruktiv überlagern. Dieses Phänomen ergibt sich auch bei der Berechnung des Magnetfeldes mit dem Programm COMSOL 3.2 entlang der Linie, an der sich der Lichtbogen befindet und die in Abbildung 39 rot hervorgehoben ist.

6. Experimentelle und theoretische Untersuchungsmethoden

Abbildung 40 zeigt das Magnetfeld, das von 2 Permanentmagneten gleicher Remanenz erzeugt wird. Die symmetrischen Magnetfeldnullpunkte ($|\vec{B}|=0$) liegen in der Mittelebene $y=0$ bei $x=\pm 15\text{mm}$. Der Verlauf des Betrages $|B_y|$ ist dem Verlauf in Abbildung 34 sehr ähnlich. Lediglich der Gradient $\frac{\partial B_y}{\partial x} = 2.7\text{mT/mm}$ unterscheidet sich von dem entsprechenden Gradienten im Fall der ungleichen Permanentmagnete.

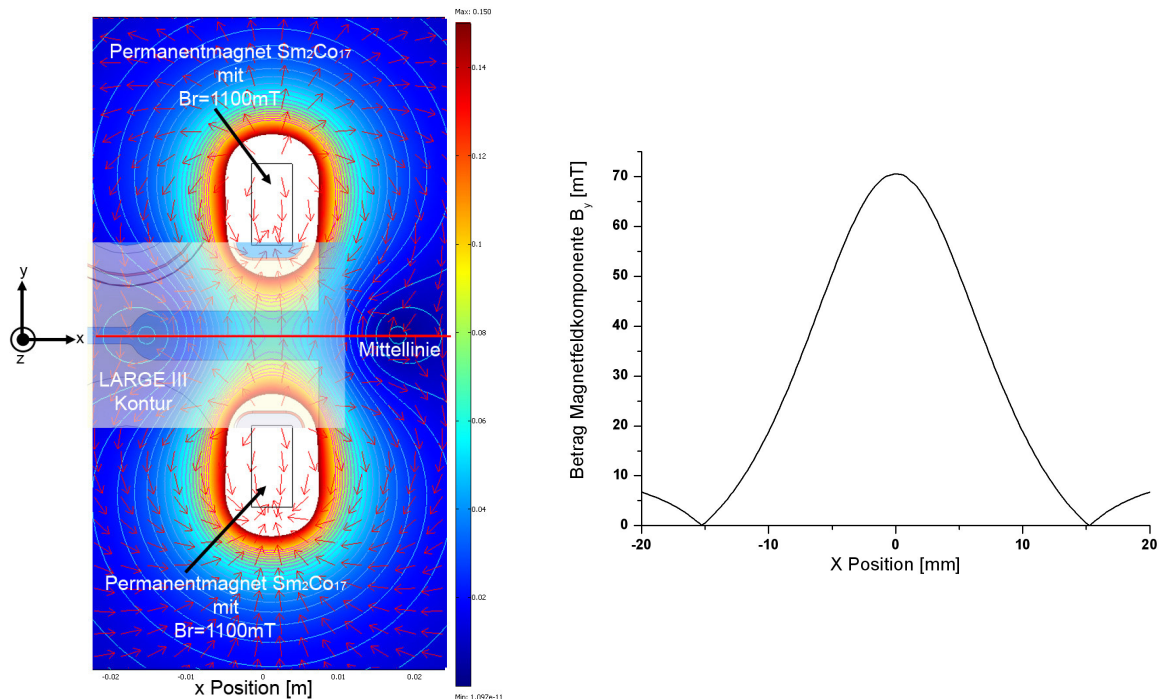


Abbildung 40: Magnetfeld, das von zwei Permanentmagneten gleicher Remanenz B_r im Plasmagenerator LARGÉ III-150 erzeugt wird (Vektorfeld (links) und betragsmäßiger Verlauf entlang der Mitteleinie(rechts)).

In Tabelle 2 sind die Materialien aufgeführt, aus denen die im Plasmagenerator LARGÉ III-150 eingesetzten Permanentmagnete bestehen. Die Magnete haben identische Abmessungen ($\Delta x= 5\text{mm}$, $\Delta y= 10\text{mm}$, $\Delta z= 53.3\text{mm}$), besitzen aber unterschiedliche Remanenzwerte B_r . Dementsprechend differieren auch am Ort des Lichtbogens ($X=-14\text{mm}$) die berechneten Beträge (B_y) und Anstiege $\frac{dB_y}{dx}$ der B_y -Komponenten, die für die horizontale Stabilisierung des Lichtbogens verantwortlich ist.

Tabelle 3: Verwendete magnetische Materialien mit Remanenzwerten B_r sowie mit Beträgen B_y und mit Gradienten $\frac{dB_y}{dx}$ am Ort des Lichtbogens.

Magnetkonfiguration (oben/unten)	B_r [mT]	B_y [mT]	$\frac{dB_y}{dx}$ [mT/mm]
SrFe27/23 / SrFe27/23	392	1.2	1
NeoAlpha Magnet / Neo Alpha Magnet	710	2.0	1.7
VacoMax175 / Vacomax 225	950	3.1	2.6
Vacomax 225 / Vacomax 225	1100	3.3	2.8

6.2.2 Simulation des Strömungsfeldes

Mit der Simulation des Strömungsfeldes soll der dynamische Zustand des Kaltgases beim Durchtritt durch den Plasmakanal des Plasmagenerators LARGE untersucht werden.

Im Besonderen ist zu klären, ob sich bereits in der Kaltgasströmung Turbulenzen und Fluktuationen ausbilden, die ungeachtet der weiteren Flüsse des Lichtbogens Inhomogenitäten im erzeugten Plasmastrahl verursachen können.

Im Gegensatz zu inkompressiblen Flüssigkeiten verändern Gase bei Druckänderungen ihr Volumen und damit ihre Dichte. Für Gasströmungen mit Geschwindigkeiten unter 100m/s kann jedoch die Dichteänderung vernachlässigt werden [GER].

Bei Scherströmungen mit einem Geschwindigkeitsgradienten $\frac{du}{dx}$ gilt bei einer Viskosität η des Gases für die benötigte Schubspannung τ :

$$\tau = \eta \frac{du}{dx} \quad (6.14)$$

Medien, für die dieser lineare Zusammenhang gilt, werden NEWTON'sche Fluide genannt (Bsp. Wasser, Luft).

Für die Berechnung und Simulation der Kaltgasströmung können das Einzelteilchen- oder das Kontinuummodell herangezogen werden. In der Kontinuumtheorie nach EULER wird die Fluidströmung lokal durch thermische und dynamische Zustandsgrößen wie Temperatur T , Dichte ρ , Druck p und Geschwindigkeit \vec{v} beschrieben. Deren räumliche und zeitliche Abhängigkeit wird durch Transportkoeffizienten bestimmt und genügt den Erhaltungssätzen (Bilanzgleichungen) von Masse (Kontinuitätsgleichung), Impuls (Bewegungsgleichung) und Energie (Bilanzgleichung).

Kontinuitätsgleichung:

Die Kontinuitätsgleichung beschreibt lokal den Zusammenhang zwischen der zeitlichen Änderung der Dichte ρ und der Divergenz des Massenflusses $\rho \vec{v}$.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (6.15)$$

Aufgrund der Geometrie des Plasmagenerators gilt prinzipiell $\frac{\partial}{\partial z} \equiv 0$. Unter der Beachtung der Stationarität ($\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$) und der Inkompressibilität des langsam strömenden Mediums vereinfacht sich (6.15) zu

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0 \quad (6.16)$$

Mit dem GAUß'schen Satz gilt für das Volumen V in der Gasströmung:

$$\int_V \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{v}) dV = \int_V \rho \bar{v} \cdot d\bar{A} = \rho \int_V \bar{v} \cdot d\bar{A} = 0 \quad (6.17)$$

Bewegungsgleichung (NAVIER-STOKES Gleichung)

Im instationären Fall gilt für inkompressible Gasströmungen die NAVIER-STOKES Gleichung:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \bar{\nabla}) \right] \rho \bar{v} = \bar{f} - \bar{\nabla} p + \eta \Delta \bar{v} \quad (6.18)$$

mit \bar{f} als Summe aller Kraftdichten wie z.B. COULOMB-, Gravitations- oder LORENTZ- Kraft.

Für eine Strömung mit vernachlässigbarer innerer Reibung η ergeben sich die EULER'schen Gleichungen:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v} \cdot \bar{\nabla}) \right] \rho \bar{v} = \bar{f} - \bar{\nabla} p \quad (6.19)$$

Die Gasströmung im Plasmagenerator LARGE besitzt näherungsweise keine Geschwindigkeitskomponente ($v_z=0$) und - wie die anderen thermischen oder dynamischen Größen - keine Abhängigkeit ($\frac{\partial}{\partial z} \equiv 0$) in Richtung der Längsachse (z-Achse) des Generators.

Das verbleibende Gleichungssystem aus Kontinuitäts- und Bewegungsgleichung unter Berücksichtigung der Viskosität lautet für den vorliegenden Fall:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0 \quad (6.20)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) = \bar{f}_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right) \quad (6.21)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) = \bar{f}_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} \right) \quad (6.22)$$

Mit den Gleichungen (6.20) - (6.22) wird für den Querschnitt des Plasmagenerators LARGE III-150 im folgenden die Geschwindigkeitsverteilung $\vec{v}(x,y)$ berechnet.

Die Randbedingungen für diese Rechnung sind die Einströmgeschwindigkeit des Kaltgases in den Spalt und die Differenz der Kaltgasdrücke am Eingang und Ausgang des Spaltes.

Die Einströmgeschwindigkeit lässt sich mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (6.15) errechnen. Wird die Gasdichte als konstant angesetzt und die Strömungsrichtung des zugeführten Fluids (Volumenfluss \dot{Q}) senkrecht zur durchströmten Fläche A angenommen, so vereinfacht sich (6.17) zu

$$v_x \cdot A = \dot{Q} \quad (6.23)$$

Mit typischen Werten für den Betrieb des LARGE Generators ($\dot{Q}=30$ slpm, $A=(2 \cdot 150)\text{mm}^2$) ergibt sich für die Einströmgeschwindigkeit: $v_x=1.67$ m/s.

Um den Strömungscharakter des Fluids zu beurteilen, wird die dimensionslose Reynoldszahl für Spaltströmungen abgeschätzt:

$$Re = \frac{v_x \cdot L \cdot \rho}{\eta} \quad (6.24)$$

mit L = charakteristische Länge

v_x = Strömungsgeschwindigkeit in Achsenrichtung.

ρ = Dichte des Fluids.

η = Viskosität des Fluids.

Als charakteristische Länge wird die zweifache Höhe des Flachspaltes (Höhe=2mm) angenommen. Für die REYNOLDS Zahl ergibt sich damit: $Re=501$. Dieser Wert kann bei Spaltströmungen bereits auf turbulente Gasströmungen hinweisen [FDI].

Die Richtigkeit dieser Annahme lässt sich mit der Abbildung 41 verdeutlichen: Zur Visualisierung der Kaltgasströmung werden an dem Ort des Lichtbogens Glycerintröpfchen verdampft, die an einem elektrisch beheizten Widerstandsdraht hängen. Der punktuell erzeugte Glycerindampf wird von der Kaltgasströmung beschleunigt und bleibt nach dem Ausströmen aus dem Plasmagenerator sichtbar.

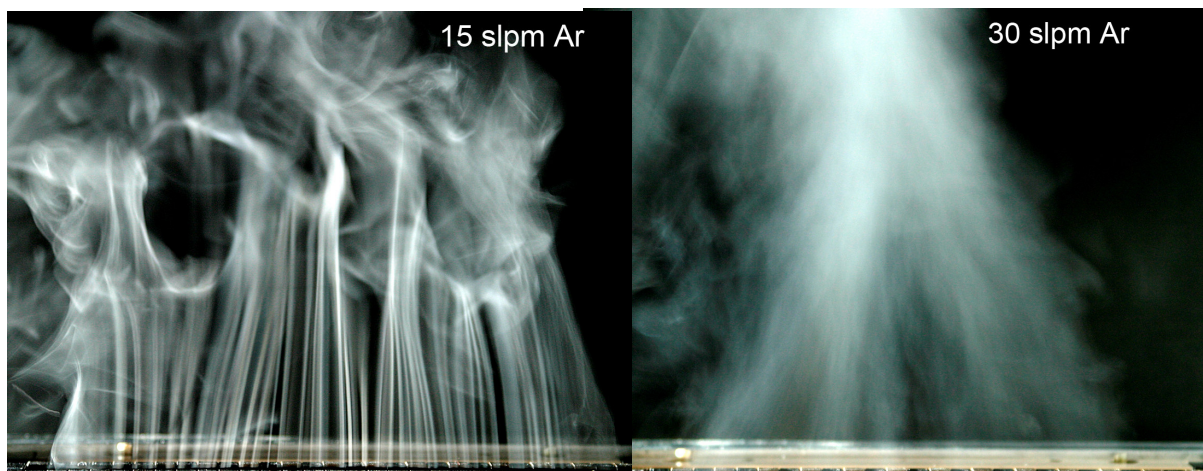


Abbildung 41: Visualisierung der laminaren (15 slpm Ar, links) und turbulenten (30 slpm Ar, rechts) Kaltgasströmung.

Deutlich sichtbar schlägt das mit geringeren Gasflüssen verbundene laminare Strömungsprofil (links) bei Erhöhung der Gasgeschwindigkeiten in ein turbulentes um.

Aufgrund dieses Hinweises, gemäss der berechneten REYNOLDS Zahl und auch wegen der Tatsache, dass die Querschnittskontur des Spaltes in Strömungsrichtung scharfe Kanten aufweist, die eine Ablösung des Geschwindigkeitsprofils von der Wand erleichtern, wird die Strömung als turbulent angenommen und nach dem κ/ε -Modell berechnet. Hierbei wird jede Geschwindigkeitskomponente in eine Hauptkomponente und eine Fluktuationskomponente unterteilt, die bei Einsetzen in die Bewegungsgleichungen einen REYNOLD'schen Spannungsterm ergeben. Die Viskosität in der turbulenten Strömung wird als Funktion der turbulenten Energie κ und ihrer Vernichtungsrate ε angegeben [ANS].

Die Hypothese der Strömungsablösung an Kanten des Strömungskanals im Plasma-generator LARGE stimmt überein mit Ergebnissen von RENEAU [DRA]. Entsprechend Abbildung 42 ist der Öffnungswinkel als Funktion der charakteristischen geometrischen Größen eines sich aufweitenden Gaskanals (Diffusor) entscheidend für das Verhalten der Strömungsgrenzschicht an der Wand:

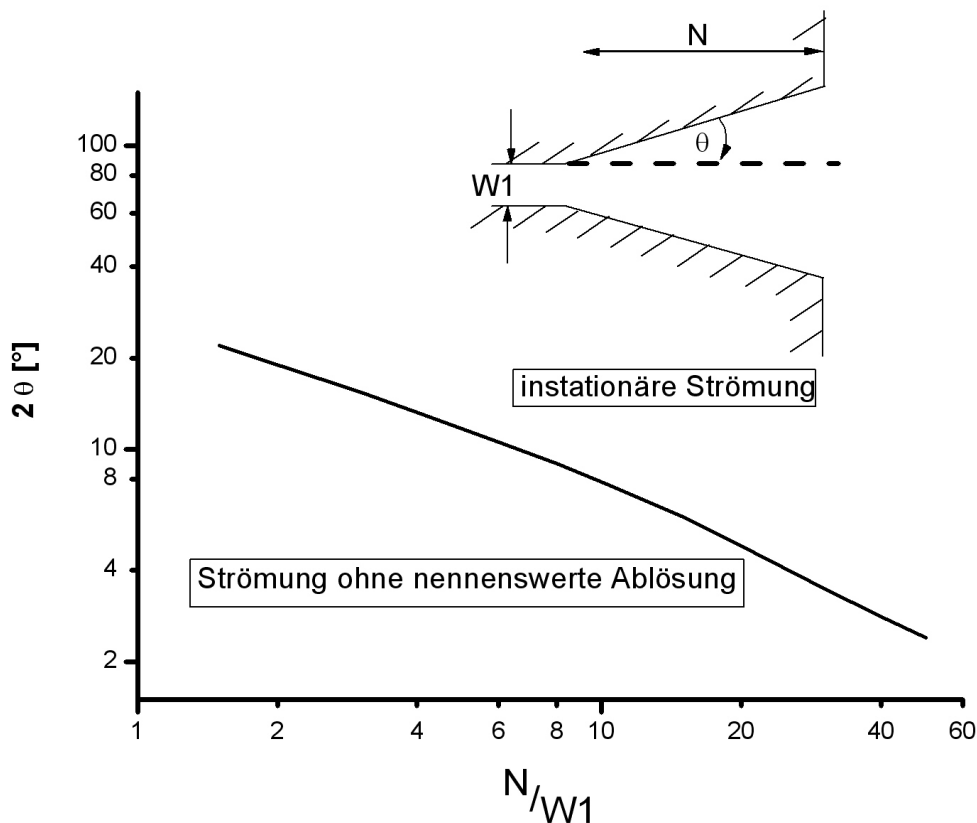


Abbildung 42 : Strömungsbereiche in ebenen Diffusoren nach RENEAU et al [DRA].

Der Öffnungswinkel θ des Strömungskanals im Plasmagenerator LARGE III beträgt nahezu 45° . Auch bei kleinen Werten des Verhältnisses N/W_1 ergibt sich damit eine instationäre Strömung.

Die Simulation der Strömung wurde mit dem FEM Programm ANSYS durchgeführt. Abbildung 43 zeigt eine Momentaufnahme der zeitabhängigen Kaltgasströmung beim Eintritt in den Plasmakanal des Generators LARGE III (Zeitpunkt $t=2s$ nach Start von einer zunächst noch wirbelfreien Strömung).

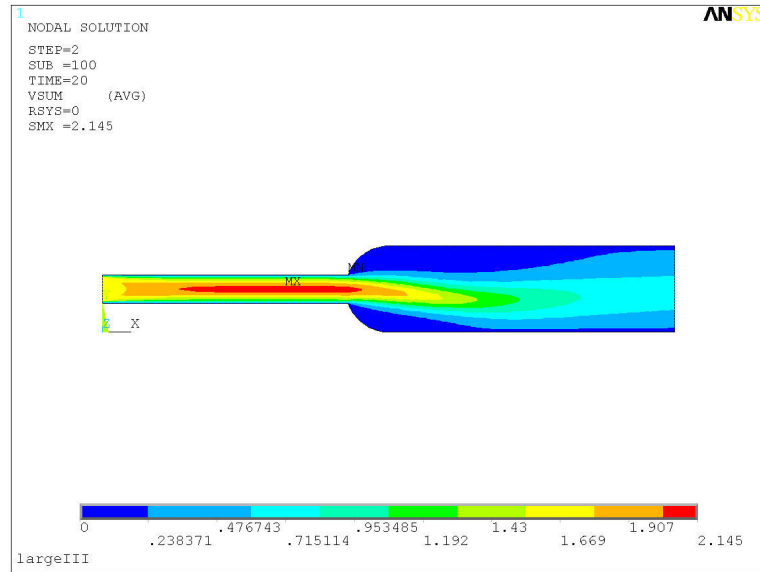


Abbildung 43 : Verteilung der Kaltgasströmungsgeschwindigkeit im Querschnitt des Plasmagenerators LARGE III (transiente Berechnung, 30 slpm Luft).

Mit Abbildung 44 wird durch die virtuelle Zugabe von Tracer Partikeln die in Abbildung 43 gezeigte Strömung mit den auftretenden Wirbeln verdeutlicht. Die Wirbel in der dargestellten Ebene sind nicht stationär und führen daher anzunehmender Weise auch senkrecht zur Darstellungsebene, d.h. in Richtung der Längsachse (z-Achse) des Plasmagenerators LARGE III zu Schwankungen, die sich auf den Plasmastrahl auswirken.

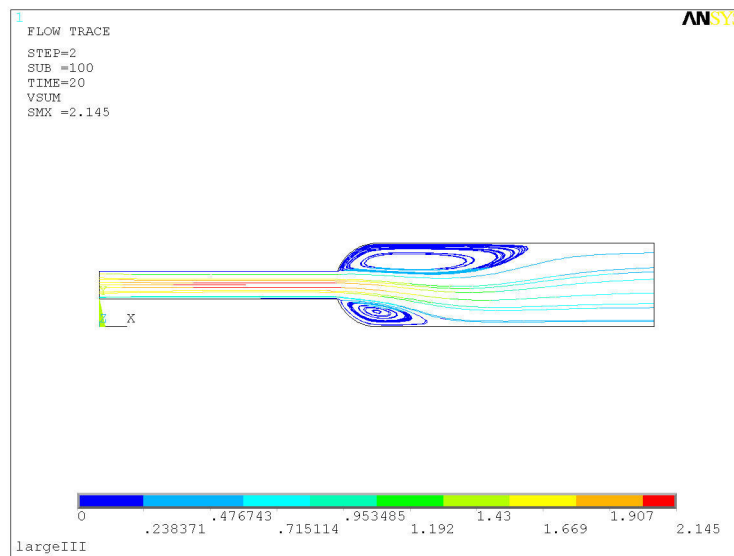


Abbildung 44: Ergänzung der Abbildung 43 mit virtuell in die Strömung eingebrachten Partikeln (flow trace).

Neben Fluktuationen, die bereits in der Kaltgasströmung auftreten, wirken sich vor allem Wendelinstabilitäten des Lichtbogens, der im Plasmakanal durch ein Magnetfeld fixiert wird, auf die Plasmastrahlhomogenität aus. Maßgebliche Parameter für Einsatz und Stärke der Wendelinstabilität sind Durchmesser und Stromstärke des Lichtbogens sowie der Gradient des Magnetfeldes .

Die Stromstärke, ab der die Wendelinstabilität auftritt, nimmt mit wachsendem Abstand der kühlenden Wände und mit wachsendem Magnetfeldgradienten zu. Die Periodenlänge der Lichtbogenwendel sinkt bei abnehmendem Abstand der Kühlwände und bei wachsendem Gradienten des Magnetfeldes [AND].

7 Interpretation und Verwertung der Untersuchungsergebnisse

7.1 Charakterisierung des Lichtbogens und des Plasmastrahls

Der Homogenitätsgrad eines erzeugten Plasmastrahls lässt sich unter anderem anhand der Temperaturverteilung im Plasmastrahl beurteilen. Mit einem NiCr/Ni Thermoelement wurde in einem Abstand von 4mm vor dem Ausgang des Plasmagenerators LARGE III-150 die Temperaturverteilung bestimmt.

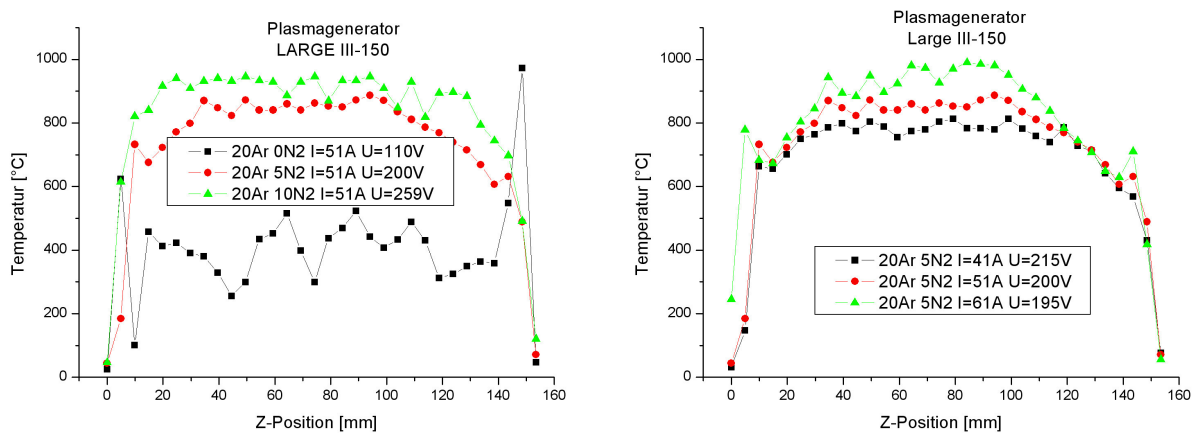


Abbildung 45: Temperaturverteilung im ausströmenden Plasmastrahl des Plasmagenerators LARGE III-150 bei verschiedenen Betriebsparametern (Messort: 4mm außerhalb der Austrittsöffnung).

In Abbildung 45 ist der gemessene Temperaturverlauf im Plasmastrahl parallel zur z-Achse für unterschiedliche Betriebsparameter dargestellt. Im linken Teil der Abbildung wird bei konstantem Lichtbogenstrom und konstanter Argonzugabe die Beigabe von Stickstoff variiert.

Es ist zu erkennen, dass ein reines Argonplasma zu keiner ausreichenden Temperaturerhöhung führt und eine starke Inhomogenität des Plasmastrahl auftritt. Die Zugabe von 5 slpm N_2 zu einem unverändert beibehaltenen Argongasfluss von 20 slpm zeigt 2 Effekte. Die Temperaturverteilung wird gleichmäßiger und die Temperaturwerte im ausströmenden Plasmastrahl nehmen um ca. 400 °C zu. Eine weitere Erhöhung des Stickstoffanteils um den Faktor 2 (10 slpm) führt nur noch zu einer weiteren Steigerung der Temperatur um ca. 100 °C. Änderungen der Stromstärke des Lichtbogens (Abbildung 45, rechter Teil) von 41 A über 51 A auf 61 A bei konstant gehaltenen Gasflüssen von 20 slpm Ar und 5 slpm N_2 verursachen im zentralen Teil des Plasmagenerators Temperatursteigerungen von jeweils etwa 10%. Das Maß der Homogenität bleibt erhalten.

Ein typisches Erscheinungsbild des Plasmastrahls wie er vom Plasmagenerator LARGE III-150 unter vergleichbaren Betriebsbedingungen wie in Abbildung 45 erzeugt wird, stellt Abbildung 46 dar. Das Leuchten des Plasmastrahls ist unregelmäßig strukturiert (unperiodische Inhomogenitäten).

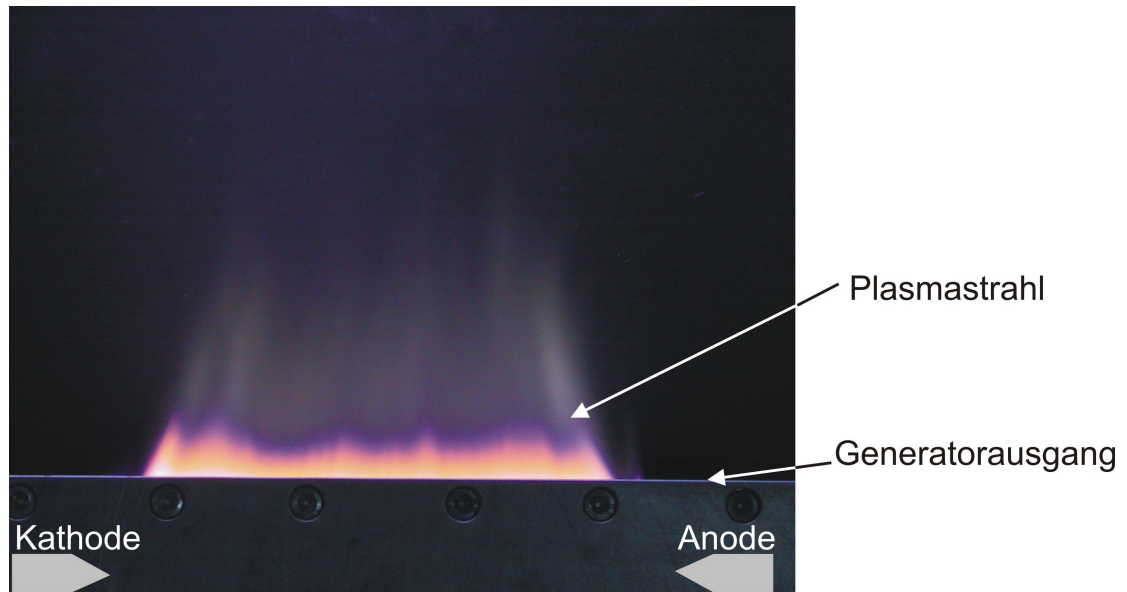


Abbildung 46 : Plasmastrahl (mit prinzipieller Andeutung der Elektroden) des Plasmagenerators LARGE III-150 bei Betrieb mit 2 unterschiedlichen Magneten (20 slpm Ar, 17 slpm N₂, I=60A, U=233V).

Die Homogenität des austretenden Plasmagases wird bei dem Plasmagenerator LARGE III-150 von den Betriebsparametern Bogenstrom, Molekülgaszumischung und Magnetfeldstärke bestimmt.

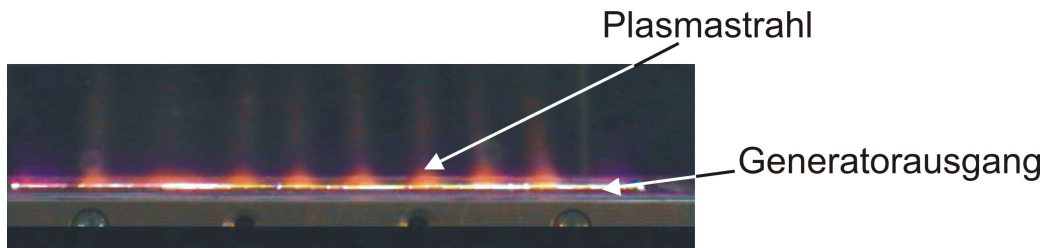


Abbildung 47 : Periodisch inhomogener Plasmastrahl des Plasmagenerators LARGE III-150 bei Betrieb mit 1 Magneten (15 slpm Ar, 9 slpm N₂, I=60 A, U=210V).

Bei der Verwendung von nur einem Magneten sowie bei Abnahme der Gasflüsse von 20 auf 15 slpm Ar und von 17 auf 9 slpm N₂ treten periodische Inhomogenitäten auf, wie sie in Abbildung 47 zu sehen sind. Wie später gezeigt wird, führt eine Absenkung der Molekülgasflüsse generell zu einem homogenen Plasmastrahl. Die Tatsache, dass im Vergleich von Abbildung 46 zu Abbildung 47 dieser Effekt nicht auftritt, weist auf einen stärkeren Einfluss des Magnetfeldes hin, wie dies auch in der Literatur erwähnt wird [AND]. Zur Erklärung der periodischen Struktur des Plasmastrahls bei verringerten Gasflüssen und erhöhter Stromstärke des Lichtbogens werden Erläuterungen von verschiedenen Autoren herangezogen:

Die Säule eines langen Lichtbogens neigt unter noch aufzuführenden Bedingungen zu Instabilitäten in der Art, dass sie sich in eine Helix mit ein oder mehreren Windungen verformt, die um ihre Achse rotiert. Diese Erscheinung wird als Wendeln bezeichnet. Wendelnde Lichtbögen wurden von MAECKER [MAE2] und MENDEL [MEN] beobachtet und beschrieben, allerdings in rotationssymmetrischen Reaktoren

ohne äußere Magnetfelder und ohne das seitliche Anblasen des Lichtbogens mit Kaltgas. Die Wendelinstabilitäten beginnen nach MENTEL stets in der Elektrodenregion und hängen von den eigenmagnetischen $\vec{j} \times \vec{B}$ Kräften des verschraubten Lichtbogens ab. Eine weitere, wichtige Rolle spielt der Massendurchsatz des Gases durch die Entladung in Richtung der Auslenkung. Die Stromstärke, ab der der Lichtbogen spontan in rotierende Bewegungen übergeht, wobei die Auslenkungen längs des Lichtbogens wellenförmig wandern, liegt nach ANDERNACH [AND] bei einem Wandabstand von 6mm je nach magnetischem Feldstärkegradienten zwischen 15 und 25 Ampere. Da beim Plasmagenerator LARGE mit seitlicher Gasanblasung nur Stromstärken über 30A einen betreibbaren Lichtbogenzustand garantieren, müsste eine Wendelinstabilität in allen Arbeitspunkten vorkommen. Tatsächlich wird diese Wendelinstabilität beim Plasmagenerator LARGE beobachtet. Die Ausprägung der Wellenform ist stark abhängig von den eingestellten Arbeitsparametern (Plasmagasart, Plasmagasmenge, Stromstärke, magnetische Feldanordnung). Laut MENTEL [MEN] begünstigt besonders Molekülgas das Auftreten von Bogeninstabilitäten.

Ausgeprägt erscheinen die Wellenamplituden der Wendelinstabilität, wenn ein symmetrisches Magnetfeld zusammen mit einem beträchtlichen Molekülgasanteil verwendet wurde. Ein Beispiel einer solchen Wendelinstabilität beim LARGE ist in Abbildung 48 mit Blickrichtung in den Plasmagaskanal zu zwei verschiedenen Zeitpunkten ($\Delta t=16\text{ms}$) dargestellt.

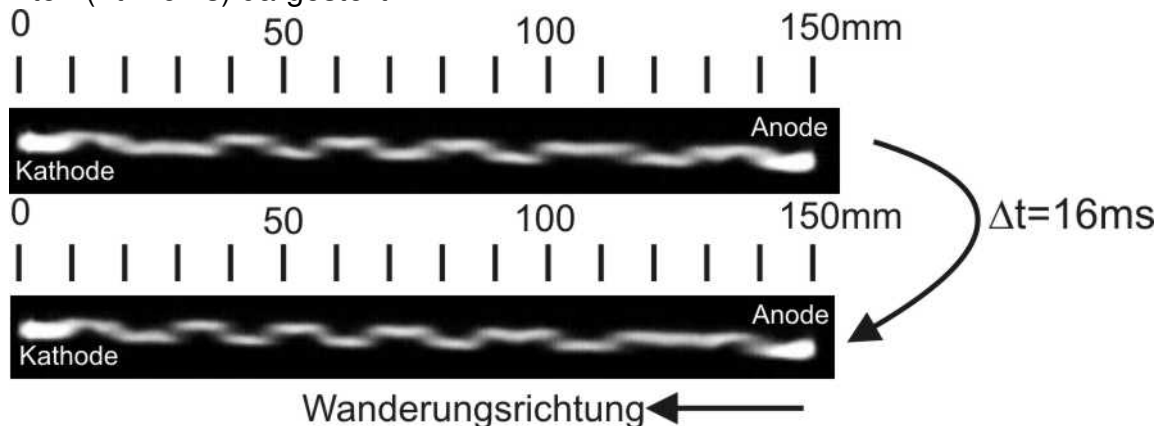


Abbildung 48 : Wandern der Wendelinstabilitäten im Plasmagenerator LARGE III-150 bei symmetrischem Magnetfeld (Permanentmagnete mit $B_r = 950\text{mT}$, 20 slpm Ar, 15 slpm N_2 , $I=70\text{A}$).

Die Wanderungsgeschwindigkeit lässt sich durch die Erhöhung des anodenseitigen Schutzgasflusses von 3 slpm auf 4.5 slpm von 0.6m/s auf 1m/s steigern. Bei Absenkung der Elektroden gasflüsse und Erhöhung des Stromes wiederum lässt sich ein stationärer Zustand einstellen. Eine Ursache für die verstärkte Wendelinstabilität in Abbildung 48 liegt in der Symmetrie des Magnetfeldes, bei dem sich der Nullpunkt in der Mitte des Lichtbogenkanals befindet (vgl. Kap. 6.2.1). Bei kleiner Auslenkung aus dem Nullpunkt nach oben oder unten erfährt der Lichtbogen zur Wand beschleunigende Lorentzkräfte. Das symmetrische Magnetfeld verstärkt so das Wendeln des Lichtbogens und erhöht dessen Auslenkung („Lichtbogensprünge“).

Der resultierende Plasmastrahl zeigt besonders an den Sprungstellen kalte Gasbereiche, wie sie in Abbildung 49 (oberer Teil) zu sehen sind. Im unteren Teil der

Abbildung 49 ist der Lichtbogensprung zu erkennen, der sich an der Position des kalten Gasbereiches befindet.

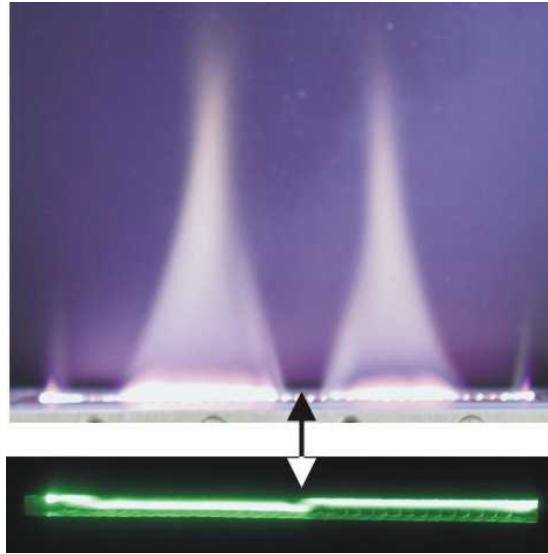


Abbildung 49 : Lichtbogensprung (unteres Bild) mit zugeordnetem Kaltgasbereich (oberes Bild) (symmetrische Permanentmagnete $B_r=950\text{mT}$, 20 slpm Ar, 10 slpm N_2 , $I=50\text{A}$).

Der Lichtbogen kann als Strömungswiderstand angesehen werden, den das anströmende Plasmagas nicht durchdringen kann. Die Viskosität spielt eine untergeordnete Rolle als Ursache für den Strömungswiderstand. Laut Daten von BOULOS et al [BOU] liegt die Viskosität von Argon und Stickstoff bei 10000K bei $\eta_{\text{Ar}10000} = 0.27\text{mPa}\cdot\text{s}$ bzw. bei $\eta_{\text{N}_210000\text{K}} = 0.24\text{mPa}\cdot\text{s}$ und damit „nur“ um den Faktor 10 höher als bei Raumtemperatur. Bei noch höheren Temperaturen, die besonders in stromstarken Lichtbögen ($I \geq 100\text{A}$) vorkommen, fällt die dynamische Viskosität dann wieder auf geringere Werte ab (vgl. Abbildung 50).

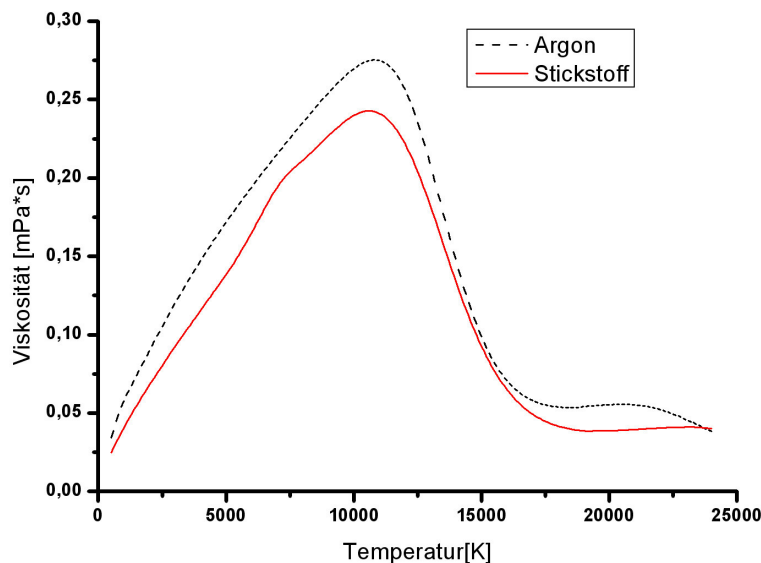


Abbildung 50 : Dynamische Viskosität der Gase Argon und Stickstoff in Abhängigkeit von der Temperatur bei $p=101\text{kPa}$ [BOU].

Damit erscheint es nicht zulässig, die Viskosität des Plasmagases bei höheren Lichtbogentemperaturen als maßgeblichen Grund für den Strömungswiderstand des Lichtbogens anzunehmen. Neben der Viskosität des heißen Lichtbogens kann als Strömungshindernis ein Doppelwirbel gesehen werden, der von SAUTER [SAU], SEEGER [SEE], SEBALD [SEB] und HARTMANN [HAR] berechnet wurde und den ROSENBAUER [ROS] durch das Einbringen von Fremdteilchen in ein Entladungsröhre auch experimentell beweisen konnte.

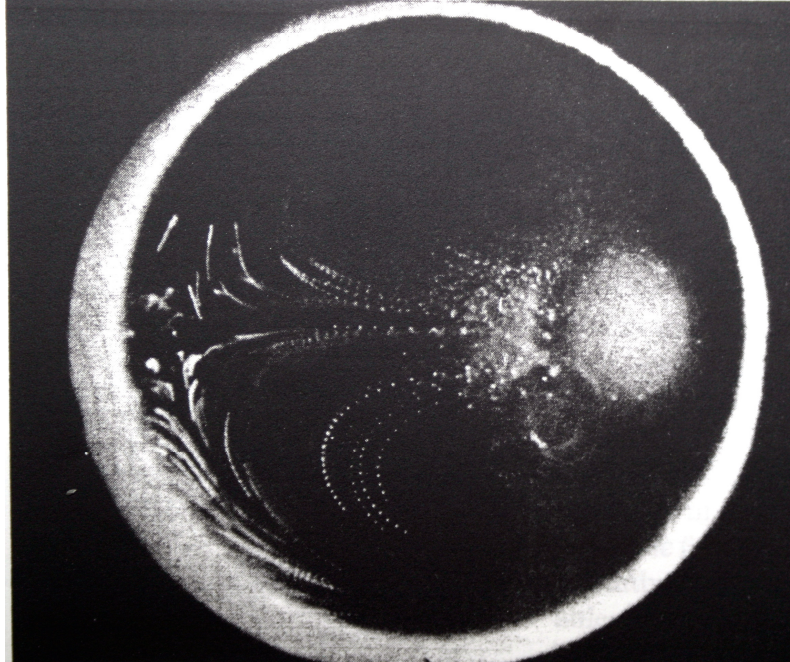


Abbildung 51 : Mit Tracerpartikeln visualisierter Doppelwirbel im wandstabilisierten Argon Lichtbogen ($p=101\text{kPa}$, $I=1\text{ A}$) nach ROSENBAUER [Ros].

Die Ursache für das Auftreten des Doppelwirbels liegt nach SEBALD [SEB] u.a. in der LORENTZ-Kraft, durch die es zu einer Umkehr der Massenströmung in Bereichen hoher Temperatur kommt. Hierdurch besitzt die Massenströmung in der Lichtbogenmitte eine Komponente, die der Richtung des anströmenden Plasmagases beim Plasmagenerator LARGE III entgegengerichtet ist.

Bei geringen Strömen, wie in Abbildung 51, sind Doppelwirbel nur zu beobachten, wenn die Gravitationskraft eliminiert ist, da ansonsten überlagernde Effekte in Form eines Einfachwirbels auftreten [MAE2]. Erst bei Strömen ab 40A und einer Magnetflussdichte ab 7.5mT ist keine Beeinflussung durch die Gravitation erkennbar [SAU]. Dies ist auch der Parameterbereich des Plasmagenerators LARGE, so dass von der Existenz eines Doppelwirbels im Lichtbogen ausgegangen werden kann.

In einem unsymmetrischen Magnetfeld, das von zwei Permanentmagneten mit unterschiedlicher Remanenzflussdichte ($B_r=950\text{ mT}$ und $B_r=1100\text{mT}$) erzeugt wird, erfährt der Lichtbogen eine Lorentzkraft, die ihn näher an eine der beiden begrenzenden Wände rückt (siehe Kap 6.2.1). Durch diesen engeren Kontakt mit der gekühlten Kaskadenwand wird dem Lichtbogen mehr thermische Energie entzogen und der Leistungsbedarf für das stationäre Betreiben des Lichtbogens steigt. Andererseits wird durch das unsymmetrische Magnetfeld das Auftreten von Lichtbogensprüngen erschwert.

Bei der Ausprägung der Wendelform des Lichtbogens konkurrieren nach MAECKER [MAE2] und MENDEL [MEN] folgende Effekte: Von der Innenseite des gekrümmten Lichtbogens wirkt eine Lorentzkraft, die aus dem Zusammenwirken von Lichtbogenstrom und Eigenmagnetfeld resultiert. Dieser Kraft entgegengerichtet ist das Bestreben des Lichtbogens, zur Innenseite der Krümmung zu wandern, da sich durch diesen Versatz die Lichtbogenlänge verringert und der Lichtbogen zugleich in einen Bereich höherer Temperatur und damit höherer elektrischer Leitfähigkeit gelangt. Bei festgehaltener Stromstärke nimmt damit die Gesamtspannung des Lichtbogens ab und die aufgenommene Leistung strebt einem Minimum zu, wie es das STEENBECK'sche Theorem erfordert.

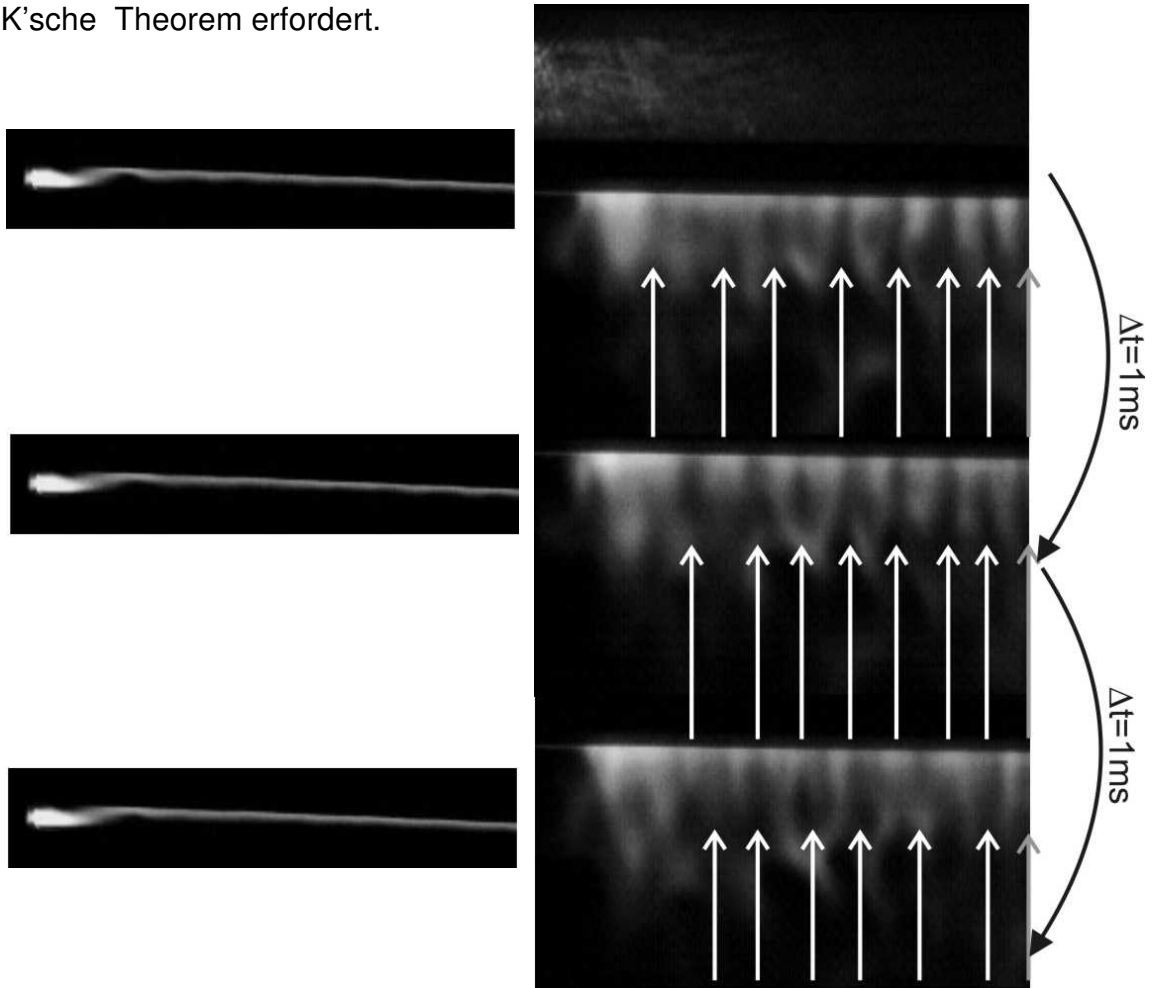


Abbildung 52 : Wendelinstabilitäten im Lichtbogen des Plasmagenerators LARGE III-150 (unsymmetrisches Magnetfeld mit 950mT und 1100mT Permanentmagneten, 20 slpm Ar, 30 slpm CO₂, I=70A, U=223V). Linkes Bild mit Blickrichtung auf den Lichtbogen im Plasmakanal. Rechtes Bild mit Blickrichtung auf den erzeugten Plasmastrahl.

Die Markierung in der rechten Darstellung der Abbildung 52 lokalisiert die Temperaturminima im ersten Bild und zeigt damit ihren Versatz in den darauffolgenden Bildern. Trotz Bewegung der Temperaturminima ergibt sich als gemittelte Temperaturverteilung über 2000 Bilder ein Plasmastrahlbild, in dem eine Hell-Dunkel Streifenstruktur erkennbar ist (Abbildung 53).

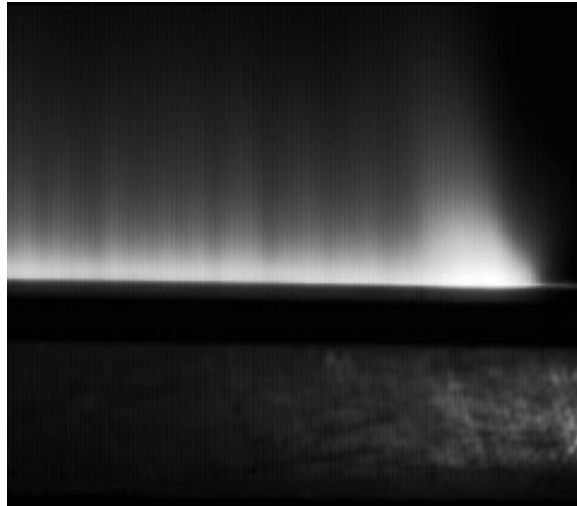


Abbildung 53 : Muster des austretenden Plasmastrahl nach Mittelung von 2000 Bildern (Parameter wie in Abbildung 52).

Das Streifenmuster der Abbildung 53 bildet sich auch auf Substratoberflächen ab, die mit dem Plasmastrahl beaufschlagt werden. Zum Nachweis dieser Inhomogenität kann der „Klebebandtest“ verwendet werden, bei dem ein handelsübliches Klebeband im Abstand von 15 mm vor dem Ausgang des Plasmagenerators LARGE vorbei bewegt wird und durch die Einwirkung des heißen Plasmagases verfärbt wird. Der Schwärzungsverlauf gibt einen Hinweis auf die Homogenität des austretenden Plasmastrahls. An Stellen höherer Wärmeeinwirkung wird das Band stärker geschwärzt als an Stellen geringerer Wärmeeinwirkung.



Abbildung 54 : Schwärzungsverteilung auf Klebeband („Klebebandtest“) zum Nachweis von Inhomogenitäten im Plasmastrahl, ($I=70A$, 20 slpm Ar, 30 slpm N₂) .

Das Wendelverhalten des Lichtbogens ist ein Phänomen, das sich entscheidend auf die Homogenität des erzeugten Plasmastrahls auswirkt. Es wurde aus diesem Grund hinsichtlich seiner Verursachung und seiner Eigenschaft weitergehend untersucht.

Der hier verwendete Plasmagenerator vom Typ LARGE III-150 wurde mit unsymmetrischen Permanentmagneten bei verschiedenen Strömen und Gasflüssen betrieben. Die photographischen Aufnahmen der zeitabhängigen Wendelinstabilität wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (Typ ENCORE, OLYMPUS, siehe Kap.6.1.3, Aufnahme­frequenz 125 Bilder/sec) mit Ausrichtung frontal auf den Lichtbogen im Plasmagenerator durchgeführt. Abbildung 55 (linker Teil) zeigt eine Einzelaufnahme einer Wendelinstabilität, die am unteren Rand des Lichtbogens deutlich ausgeprägt ist. Die obere Abgrenzung des Lichtbogens verläuft geradlinig, da der Lichtbogen durch das unsymmetrische Magnetfeld an dieser Seite gegen die Kaskadenwand gedrückt wird. Im rechten Teil der Abbildung 55 ist die Konturlinie der Wendelinstabi-

lität in ihrer ortsabhängigen Abweichung (blaue Linie) vom Mittelwert (rote Linie) dargestellt.

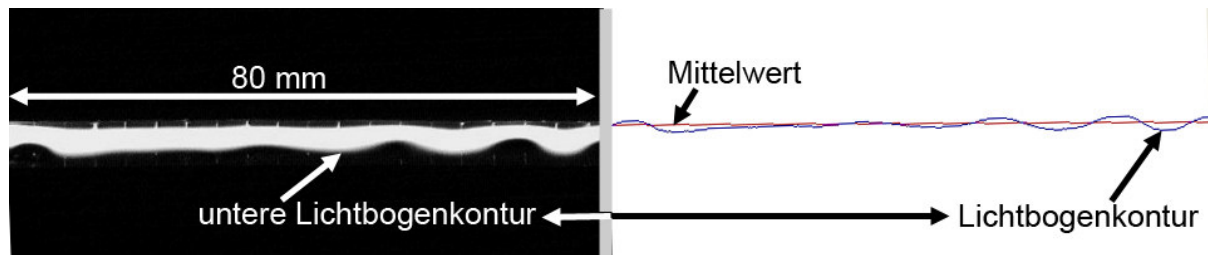


Abbildung 55: Wendelinstabilität des Lichtbogens ($I = 90\text{A}$, $U = 245\text{V}$, 20 slpm Ar , 20 slpm N_2). Linker Teil: Hochgeschwindigkeitsaufnahme (Belichtungszeit: 2ms , 125 Bilder/sek). Rechter Teil: Ortsabhängige Abweichung der Lichtbogenkontur vom Mittelwert.

Die maßgeblichen Einflussgrößen für die Ausprägung der Wendelinstabilität sind neben dem Magnetfeldgradienten der Anteil des Molekül-gases am Gesamtfluss des Plasmagases und die Stromstärke des Lichtbogens.

Beispielhaft ist in Abbildung 56 die Auswirkung einer Molekül-gaszunahme von 5 slpm N_2 auf 20 slpm N_2 dargestellt.

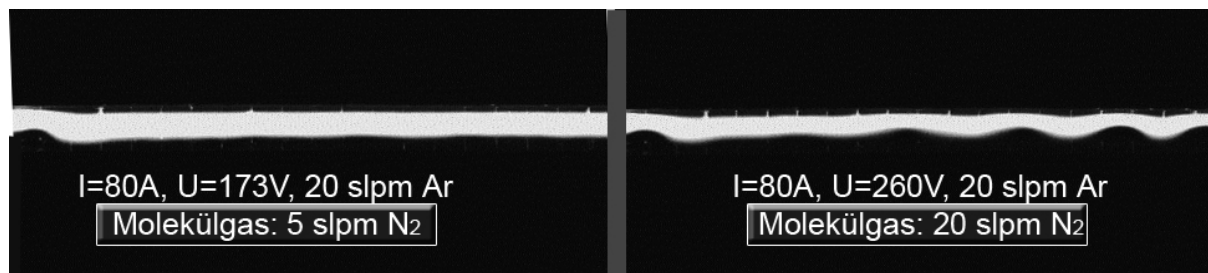


Abbildung 56 : Einfluss des Molekül-gasanteils auf die Wendelinstabilität im Plasmagenerator LARGE III-150.

Die in beiden Aufnahmen am linken Rand erkennbare Deformation des Lichtbogens trat bei allen Versuchsbedingungen auf und wird als stationäre Kathodeninstabilität betrachtet.

Um den Einfluss des Molekül-gasanteils und anschließend den Einfluss der Lichtbogenstromstärke quantitativ zu erfassen, wird eine FOURIER-Analyse der Wendelinstabilität durchgeführt. Das wellenlängenabhängige Spektrum der Wendelinstabilität gibt Aufschluss über die Amplitude der beitragenden Wellenlängen. Aus Abbildung 57 ist ersichtlich, dass eine schrittweise Molekül-gaserhöhung um 5 slpm auf 20 slpm N_2 (bei konstanten übrigen Betriebsparametern) die Lage der dominierenden Wellenlänge ($\sim 15\text{mm}$) kaum verändert, aber maßgeblich die Amplitude dieser Wellenlänge erhöht.

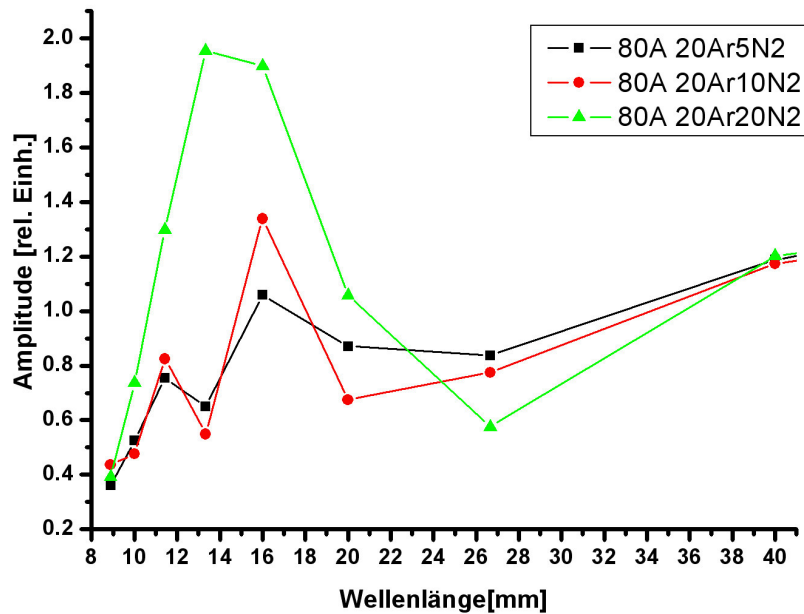


Abbildung 57 : FOURIER-Spektren der Wendelinstabilitäten bei verschiedenen Molekülgasflüssen.

Ähnlich wie die Molekülgaszunahme wirkt sich auch die Erhöhung der Lichtbogenstromstärke auf das Spektrum der Wendelinstabilität aus. Die Lage der dominierenden Wellenlänge bleibt mit ca.15mm konstant, wogegen ihre Amplitude bei einer Erhöhung der Lichtbogenstromstärke von 55A auf 90A vom 0.8 auf 1.85 [rel. Einheiten] steigt.

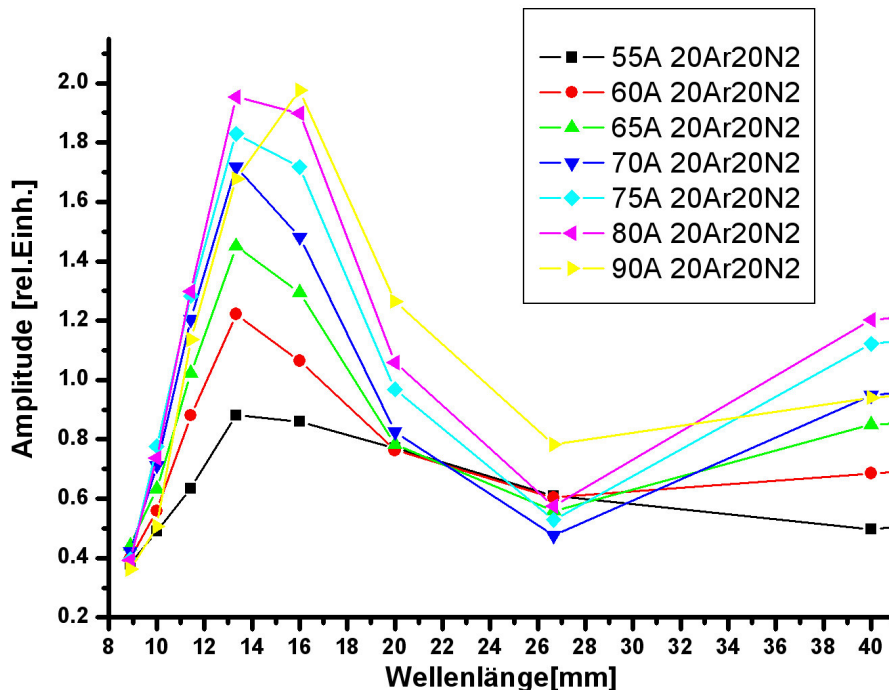


Abbildung 58: FOURIER-Spektren der Wendelinstabilitäten abhängig von der Lichtbogenstromstärke.

Die festgestellte Zunahme der Wendelinstabilität mit steigendem Lichtbogenstrom äußert sich auch in den Aufnahmen, die vom austretenden Plasmastrahl bei verschiedenen Stromstärken gemacht wurden (Abbildung 59).

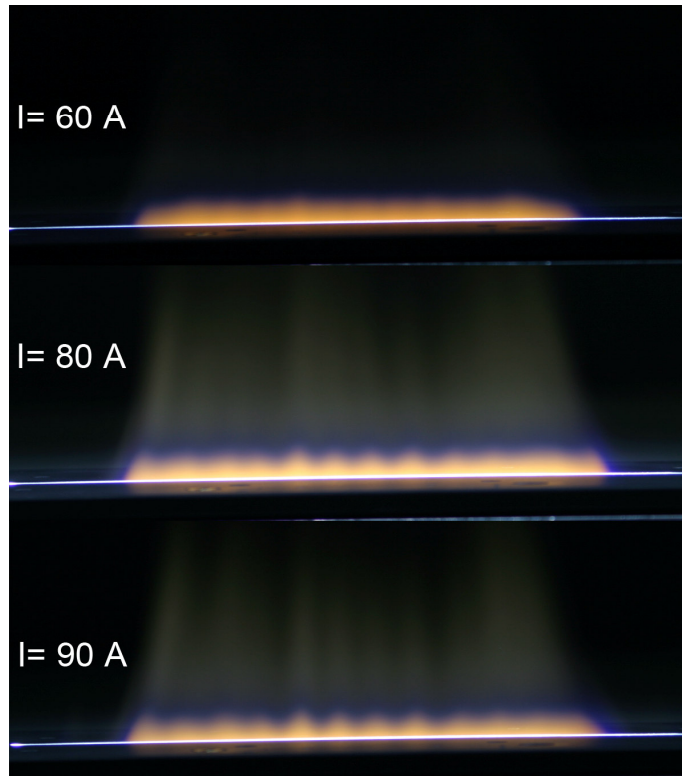


Abbildung 59: Plasmastrahl (in der Aufsicht) mit Erhöhung des Stromes (25 slpm Ar, 10 slpm N₂).

Die Empfindlichkeit $S = \frac{\Delta \text{Amplitude}}{\Delta \text{Strom}}$ mit der sich die Amplitude der maßgeblichen Wellenlänge abhängig vom Lichtbogenstrom ändert, hängt stark von der Molekülgaszugabe ab. So ist in Abbildung 60 bei niedrigem Molekülgasfluss (5 slpm N₂) eine deutlich geringere Empfindlichkeit $S = \frac{0.2}{35A}$ festzustellen als in Abbildung 58 mit höherem Molekülgasfluss (20 slpm N₂) und mit einer Empfindlichkeit von $S = \frac{1.1}{35A}$. Dieser Effekt ist damit zu erklären, dass wegen sich ändernder Wärmeleitungseigenschaften mit zunehmendem Molekülgasanteil der Querschnitt des Lichtbogens abnimmt. Damit kann ein derartiger Lichtbogen leichter die Wendelform annehmen als ein reiner Edelgasbogen mit großem Querschnitt, der durch die Gefäßwand stabilisiert wird.

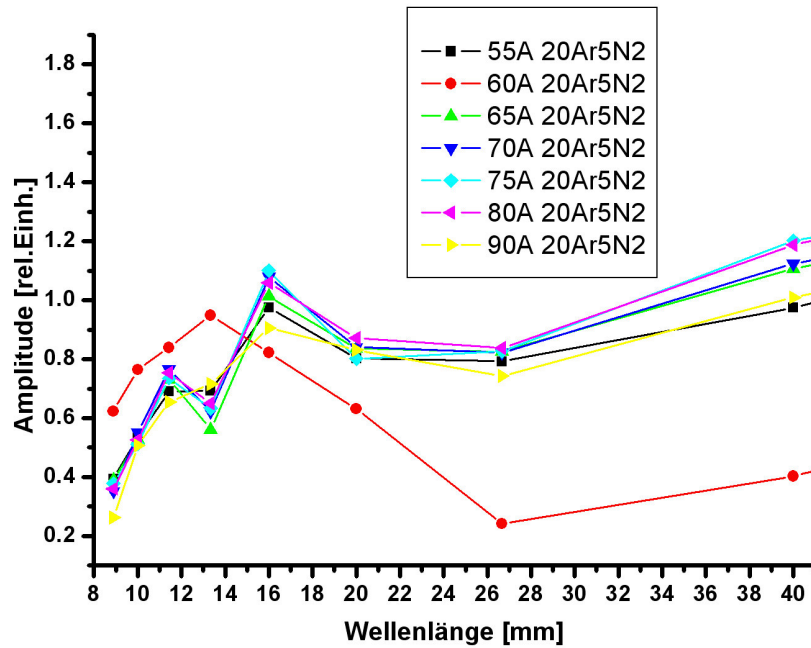


Abbildung 60 : FOURIER-Spektren der Wendelininstabilität abhängig von der Lichtbogenstromstärke bei geringem Molekülgasfluss.

Wird die magnetische Flussdichte im Spalt des Plasmagenerators LARGE III-150 durch zwei Permanentmagnete ($B_r=680\text{mT}$ und 950mT) gegenüber den vorherigen Versuchen ($B_r=950\text{ mT}$ und 1100 mT) verringert, so nimmt die Amplitude der Wendelininstabilität mit steigendem Strom ebenfalls zu.

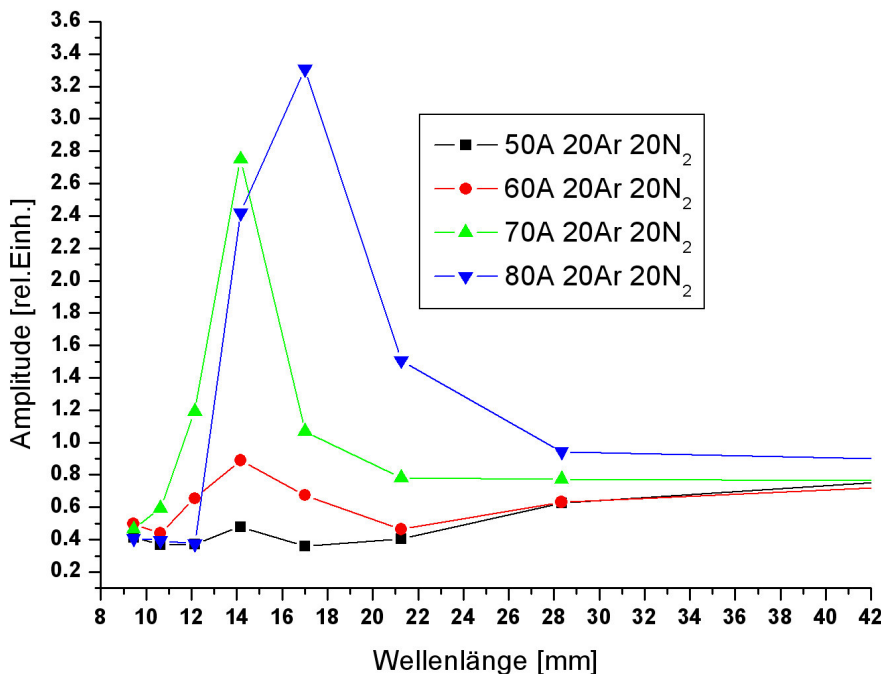


Abbildung 61 : FOURIER-Spektren der Wendelininstabilität abhängig von der Lichtbogenstromstärke bei reduziertem Magnetfeld ($B_r=680\text{mT}$ und 950mT) im Spalt des Plasmagenerators LARGE III-150.

Die Änderungen des Lichtbogenstromes und des Molekülgasflusses weisen im Plasmagenerator LARGE keinen nennenswerten Einfluss auf die Lage der maßgeb-

lichen Wellenlänge im Spektrum der Wendelinstabilität auf. In dieser Hinsicht wirkt sich auch eine Änderung des Magnetfeldes nicht aus, obwohl es gemäss Literaturangaben zu erwarten wäre, da Messungen von Andernach eine Abhängigkeit der Wellenlänge von dem Gradienten des magnetischen Feldes zeigen [AND].

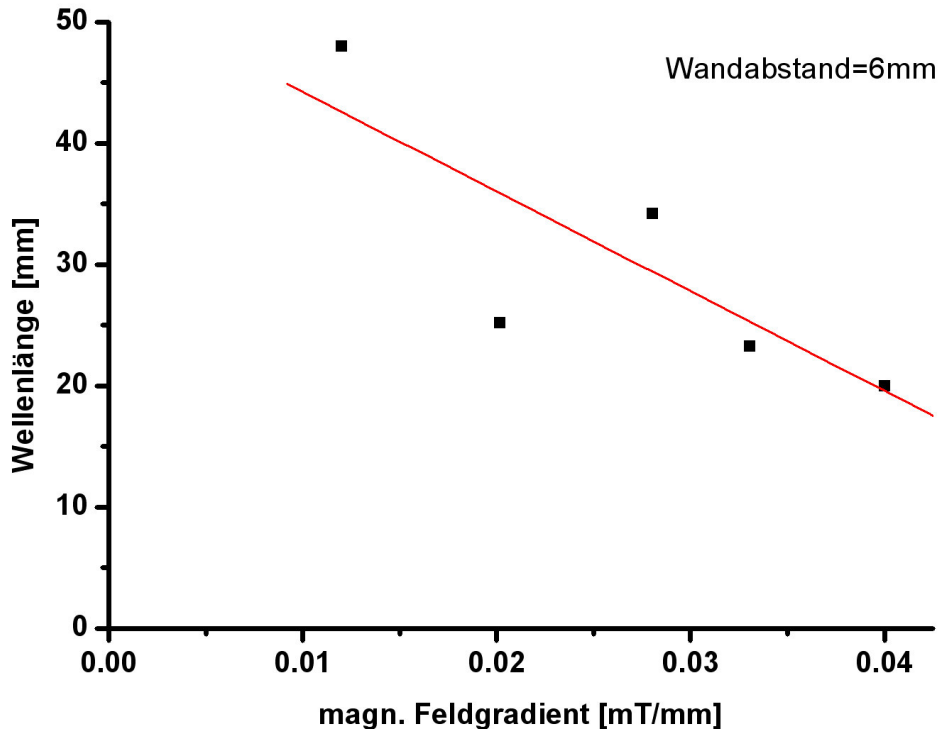


Abbildung 62 : Wellenlänge des Wendellichtbogens in Abhängigkeit vom magnetischen Feldgradienten nach ANDERNACH [AND] bei reinem Stickstofflichtbogen unter Atmosphärendruck.

Da das Plasmagas einen starken Einfluss auf die Betriebsparameter und die Kontur des Lichtbogens hat und ANDERNACH den Lichtbogen in reiner Stickstoffatmosphäre betrieben hat, ist dies als Grund für den Unterschied zwischen einem nicht erkennbaren Einfluss des magnetischen Feldgradienten am Plasmagenerator LARGE und dem beschriebenen Einfluss (Abbildung 62) bei den Messungen von ANDERNACH zu sehen.

Ergebnisse der optischen Emissionsspektroskopie (OES) am heißen Plasmastrahl

Zur störungsfreien Untersuchung des Plasma- bzw. Heißgasstrahles, den der Plasmagenerator LARGE erzeugt, wird die optische Emissionsspektroskopie (OES) eingesetzt. Bei ausschließlicher Verwendung von Argon als Plasmagas stellt sich die Frage, in welchem Maße Argonionen im Plasmastrahl vorzufinden sind. Die OES erfolgt in zwei Beobachtungsrichtungen (2 Varianten). Bei der Untersuchung des Plasmastrahls unter einer zum ausströmenden Gas orthogonalen Richtung von oben (1. Variante) werden nur die beiden Randmaxima des Plasmastrahls (Abbildung 63) analysiert.

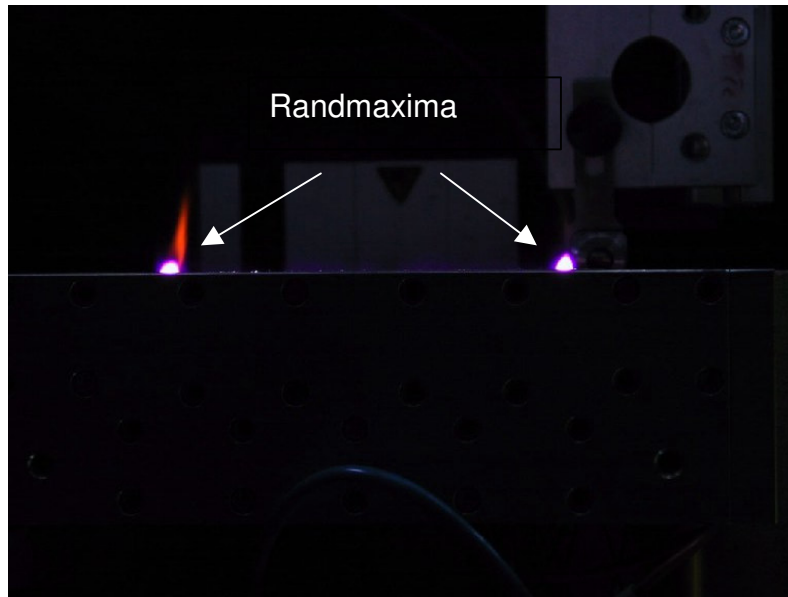


Abbildung 63: Randmaxima des Plasmastrahls (Generator LARGE III-150, 25 slpm Ar, I=45 A, U=107 V).

Bei einer Untersuchung mit Messrichtung in den Lichtbogenkanal hinein (2.Variante) wird der Lichtbogen in einer Länge von 10mm erfasst.

Als Spektrograph wird der Tii Solar (siehe Kap.6.1.1) mit den Gittern 300 Linien/mm und 1200 Linien/mm eingesetzt.

Die Auswertung und Dokumentation der erhaltenen Spektren erfolgt mit der Software PLASUS.

Abbildung 64 zeigt das Spektrum der Randmaxima des Plasmastrahls bei den aufgeführten Parametern im Wellenlängenbereich 690-810nm.

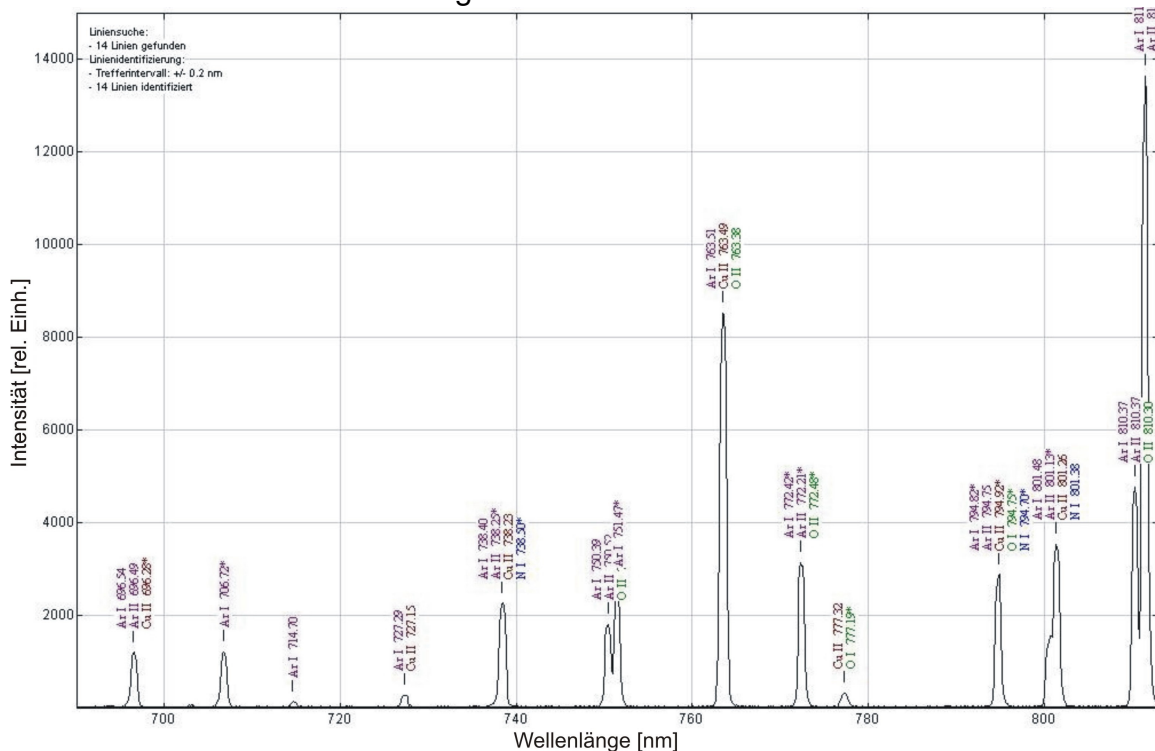


Abbildung 64 : Spektrum der Strahlung aus den Plasmastrahl - Randmaxima, (Spektrograph mit Gitter 300 Linien /mm, Plasmagenerator LARGE III-150 mit den Parametern 20 slpm Ar, I=50A).

Die Mehrzahl der Linien kann verschiedenen Elementen zugeordnet werden. Einige dieser Zuordnungen sind vergleichsweise unwahrscheinlich (z.B. Cu Linien). Von Interesse sind jedoch die Linien, die sowohl von Argonatomen (Ar I Linien) als auch von Argon Ionen (Ar II Linien) herrühren können. Um in diesen Fällen zu eindeutigen Aussagen zu gelangen, werden zu einer angenommenen Temperatur von $1.5 \cdot 10^4 \text{K}$ und für Atmosphärendruck die Ar I und Ar II Linienintensitäten mit der Software „optical emission lines of the elements“ [GRE] berechnet. Die berechneten Ar I und Ar II Linien werden an das gemessene Spektrum angepasst, wobei zur besseren Darstellung verschiedene Skalierungsfaktoren verwendet werden (Ar I Linien: Verkleinerung um den Faktor 50, Ar II Linien: Vergrößerung um den Faktor 200).

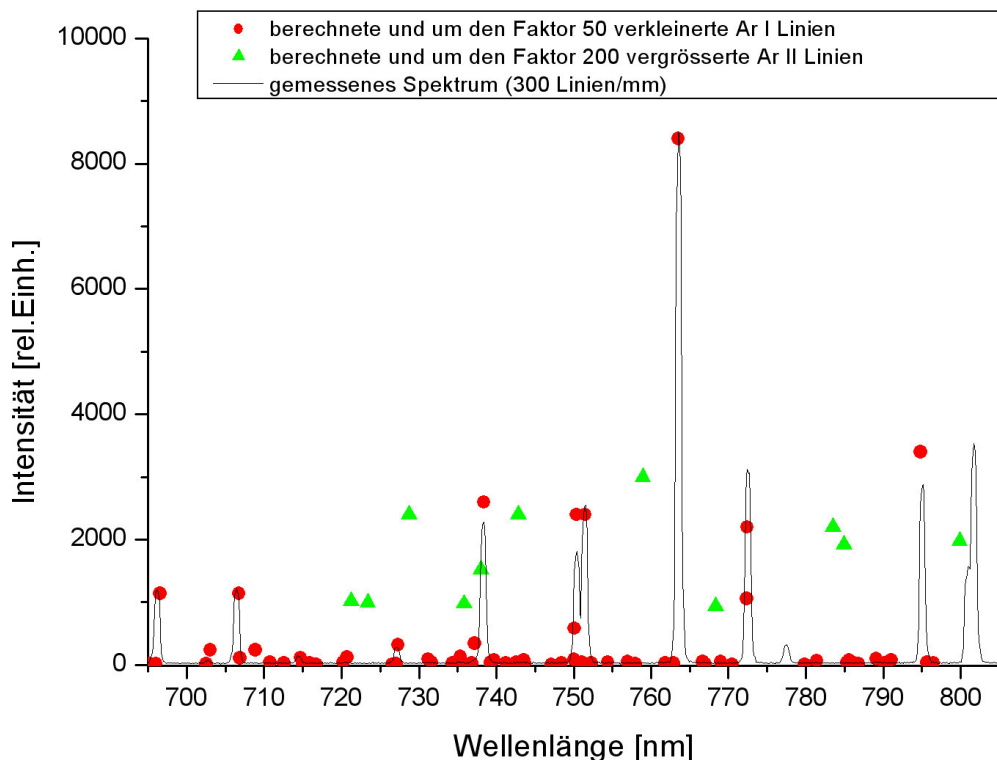


Abbildung 65: Berechnete Intensitäten (Software „Optical emission lines of the elements“) der Ar I und Ar II Linien mit dem gemessenen Spektrum.

Zwischen den berechneten und gemessenen Ar I Linien ist ausnahmslos eine gute Übereinstimmung sowohl bezüglich der Lage als auch bezüglich der Intensität der Linien festzustellen. Der Peak bei ca. 777nm, dem keine Argon Linien zugeordnet werden kann und der in Abbildung 66 mit höherer Auflösung dargestellt ist, wird als Sauerstofflinie interpretiert. Diese Erklärung erscheint auch physikalisch sinnvoll, da durch sogenannte „Entrainment“ Effekte Sauerstoff in den Plasmastrahl und damit in die Randmaxima (Abbildung 63) eingesaugt werden kann.

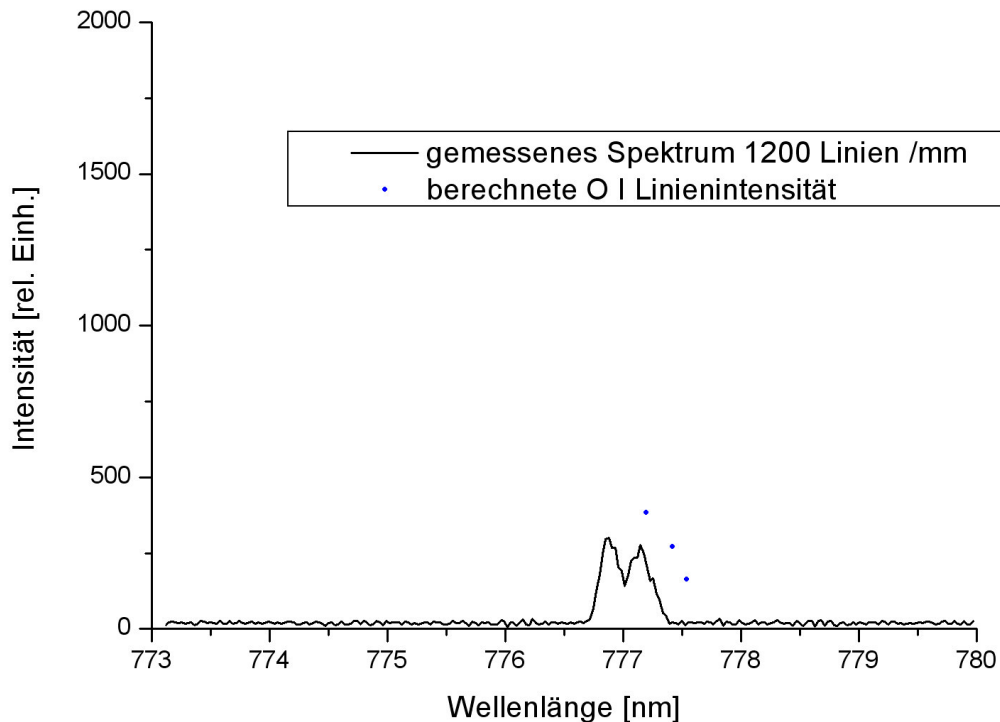


Abbildung 66: Berechnete O I Sauerstofflinien bei 777nm im Vergleich mit dem gemessenen Spektrum.

Der Versatz der theoretischen Werte zum gemessenen Spektrum von ca. 0.5nm muss als Messungenauigkeit gesehen werden.

Die spektrale Auflösung der gemessenen Strahlung aus den Randmaxima des Plasmastrahls gibt keinen Hinweis auf das Vorhandensein von Argonionen. Es besteht die Möglichkeit, dass im Plasmastrahl auf dem Weg vom Lichtbogen zum Messvolumen hin durch Rekombination alle Argonionen umgewandelt sind. Im Lichtbogen selbst müssen jedoch Argonionen (Teilchendichte n_i) existieren, da sie zusammen mit den Elektronen (Teilchendichte n_e) zum Stromfluss beitragen ($\vec{j} = (n_e \cdot \vec{v}_e - n_i \cdot \vec{v}_i) \cdot e$ und $n_e \approx n_i$).

Für eine zweite spektroskopische Untersuchung (Variante 2) wurde deshalb eine Blickrichtung direkt in den Plasmakanal mit dem dort befindlichen Lichtbogen gewählt. Das Ergebnis dieser Messung im Vergleich mit der Untersuchung der Randmaxima zeigt Abbildung 67.

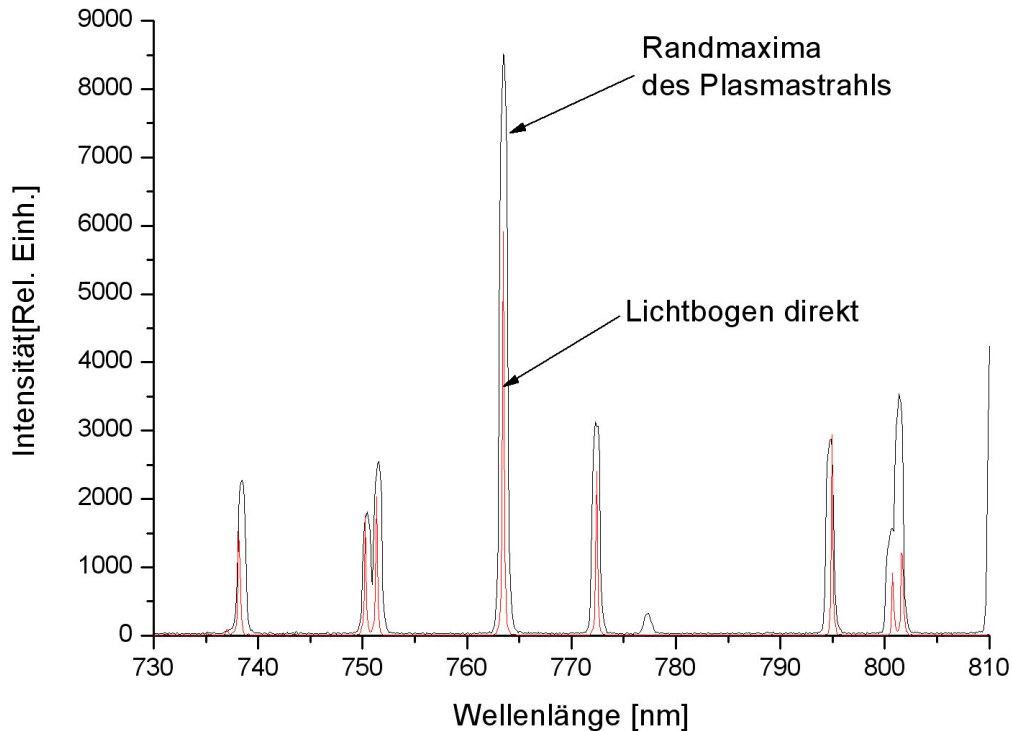


Abbildung 67 : Spektrum (schwarz) der Strahlung aus den Randmaxima des Plasmastrahls im Vergleich zum Spektrum der Strahlung aus dem Lichtbogenkanal (rot) (25 slpm Ar, I= 45A, U= 107V).

Bis auf den erwähnten Sauerstoffpeak bei 777nm fallen die beiden Spektren zusammen. Damit sind auch im Spektrum der Strahlung aus dem Lichtbogen selbst keine Ar II Linien aufzufinden, obwohl dort Argonionen vorhanden sein müssen. Der Grund für das Fehlen von Ar II Linien auch in der Strahlung aus diesem Bereich wird in dem extremen Intensitätsunterschied der Ar I und Ar II Linien bei auftretenden Plasmatemperaturen bis $20 \cdot 10^3$ K gesehen.

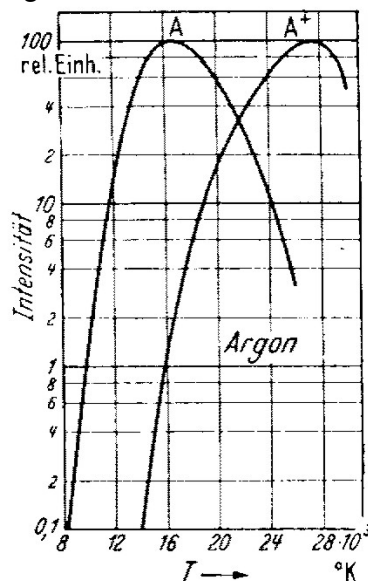


Abbildung 68 : Abhängigkeit der relativen Gesamtstrahlungsintensität von Argonatomen und Argonionen von der Temperatur bei Atmosphärendruck.

7. Interpretation und Verwertung der Untersuchungsergebnisse

Bei $15 \cdot 10^3$ K sind die Teilchendichten der Ionen und Atome etwa gleich ($n_A \approx n_i$) [FOR]. Wie Abbildung 68 zeigt, nimmt die relative Ar^+ Gesamtintensität jedoch erst bei ca. $16 \cdot 10^3$ K merklich zu, wogegen die Argonatomstrahlung bei dieser Temperatur bereits ihr Maximum besitzt. In absoluten Intensitäten ist dieses theoretisch in Abbildung 69 und im Vergleich von Theorie und Messung in Abbildung 70 dargestellt. Abbildung 69 zeigt die berechneten Intensitäten von Ar I und Ar II Linien für eine Temperatur von 15000K, wie sie sinnvoller Weise für das vorliegende Lichtbogenplasma angenommen werden kann.

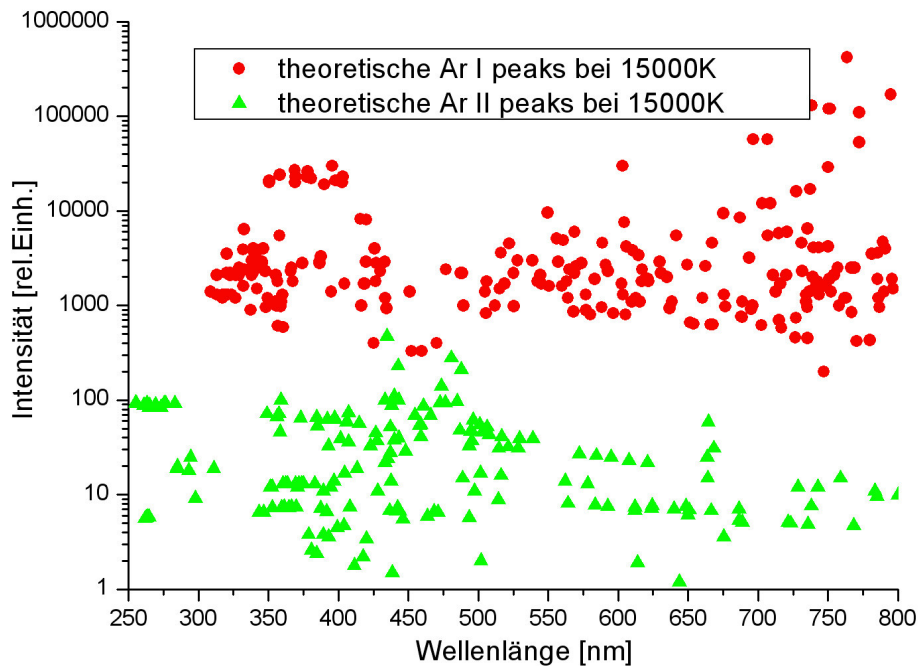


Abbildung 69 : Berechnete Ar I und Ar II peaks von Argon bei 15000K unter Atmosphärendruck.

Auch im Wellenlängenbereich zwischen 400 und 500nm, in dem Ar II Linien mit relativ hoher Intensität auftreten, liegen deren Intensitätswerte noch um den Faktor 100 unter den maximalen Intensitäten der Ar I Linien. Diese Tatsache ist auch in Abbildung 70 erkennbar, in der mit hoher Auflösung (1200 Linien/mm) und Empfindlichkeit gemessene Ar I Amplituden sowie berechnete und um den Faktor 4 verkleinerte Ar II Amplituden aufgetragen sind.

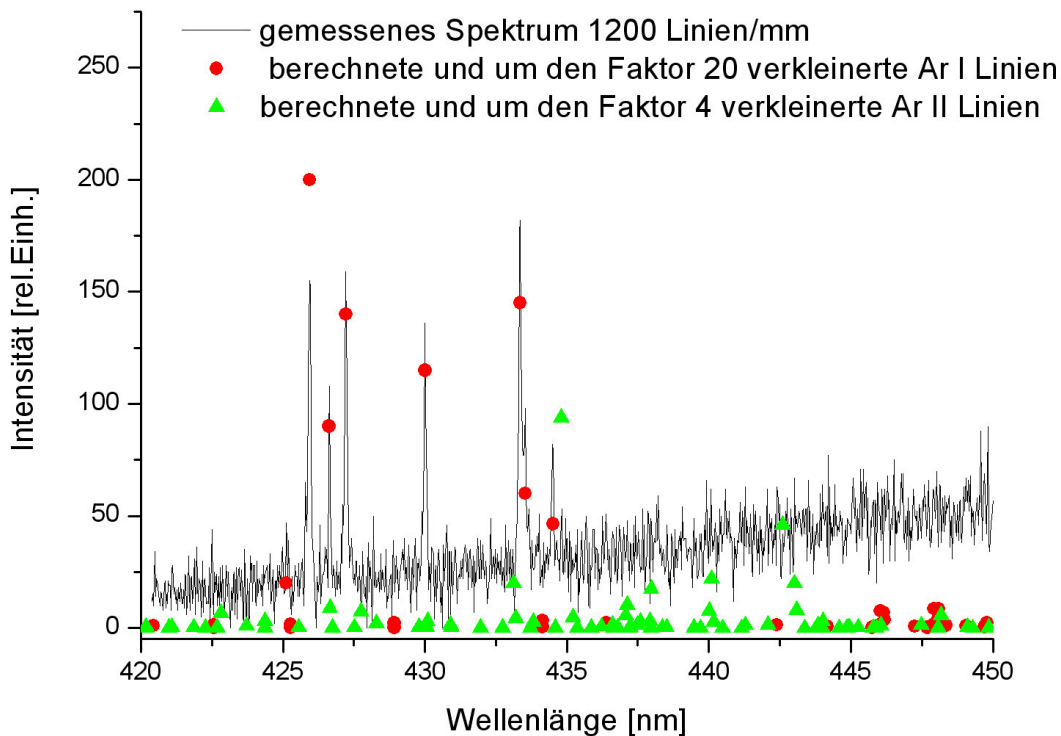


Abbildung 70: Vergleich des gemessenen Argonspektrums mit den theoretischen Argon I und II Linien.

Die Ar II Intensitäten liegen unter der Rauschgrenze und sind nicht detektierbar.

Ergebnisse der massenspektroskopischen Plasmagas-Untersuchungen

Die Zusammensetzung des Plasmagases in Abhängigkeit vom Ort in der Strömung kann mit massenspektroskopischen Methoden untersucht werden. Die Messung wird sowohl innerhalb als auch außerhalb des Plasmakanals durchgeführt. Das Massenspektrometer ist Bestandteil des TEKNA Enthaltmesssystems, mit dem sich sowohl Energieinhalt als auch Zusammensetzung des Plasmagases bestimmen lassen. Da die Enthaltsonde intensiv wassergekühlt ist, kann mit ihr Gas auch aus dem Bereich des Lichtbogenkanals im Betriebszustand des Plasmagenerators LAR-GE entnommen werden und anschließend im eigentlichen Quadrupol Massenspektrometer (Typ BALZER QMG311) analysiert werden. Abbildung 71 zeigt das Ergebnis einer massenspektroskopischen Messung in der Mitte des Spaltes im Plasmagenerator LARGE III-150 entlang der Strömungsrichtung des Plasmastrahls von einer Position $x=-13$ mm innerhalb bis zu einer Position $x=10$ mm außerhalb der Austrittskante ($x=0$ mm) des Plasmagenerators.

7. Interpretation und Verwertung der Untersuchungsergebnisse

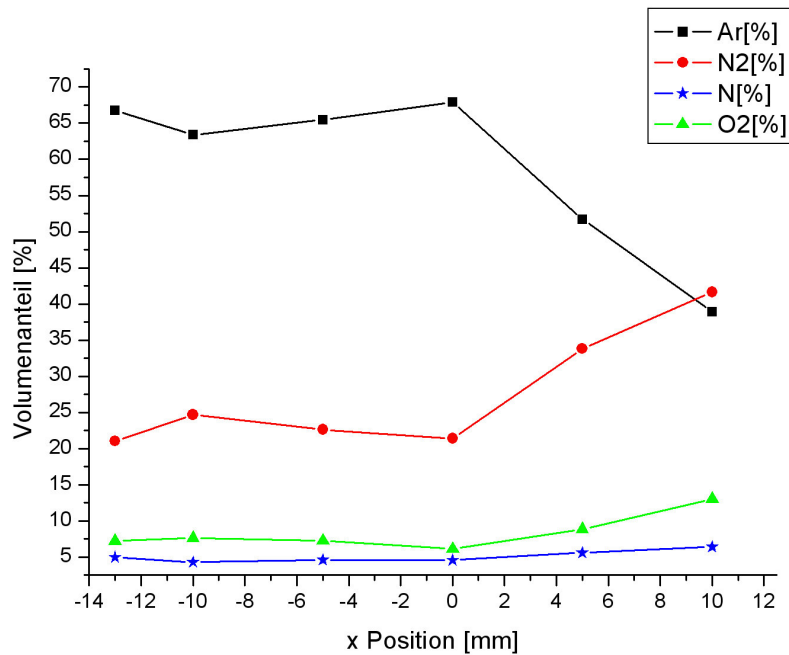


Abbildung 71 : Massenspektroskopische Analyse der Plasmagaszusammensetzung im LARGE bei $I=70A$, $U= 109V$, 40 slpm Ar.

Die Zusammensetzung des Plasmas innerhalb des Plasmakanals ($-13\text{mm} < x < 0\text{mm}$) enthält bereits Anteile an Umgebungsluft und bleibt im wesentlichen unverändert bis zur Austrittskante des Generators. Von dort ist eine deutliche Zunahme des Stickstoff- und des Sauerstoffanteils festzustellen. Diese Erhöhung ist (ähnlich wie bei den beschriebenen Randmaxima des Plasmastrahls) durch starke Einwirbelung von Umgebungsluft in den Plasmakanal zu erklären. Wie Abbildung 72 zeigt, tritt der Effekt abgeschwächt bereits bei reiner Kaltgasströmung ohne Lichtbogen auf. Auch hier wird am Ausgang des Plasmakanals ($x=0\text{mm}$) Luft angesaugt, was sich in der Zunahme von O_2 und N_2 äußert, die zueinander im Verhältnis von ca. 4:1 stehen, wie dies auch in der Umgebungsluft der Fall ist.

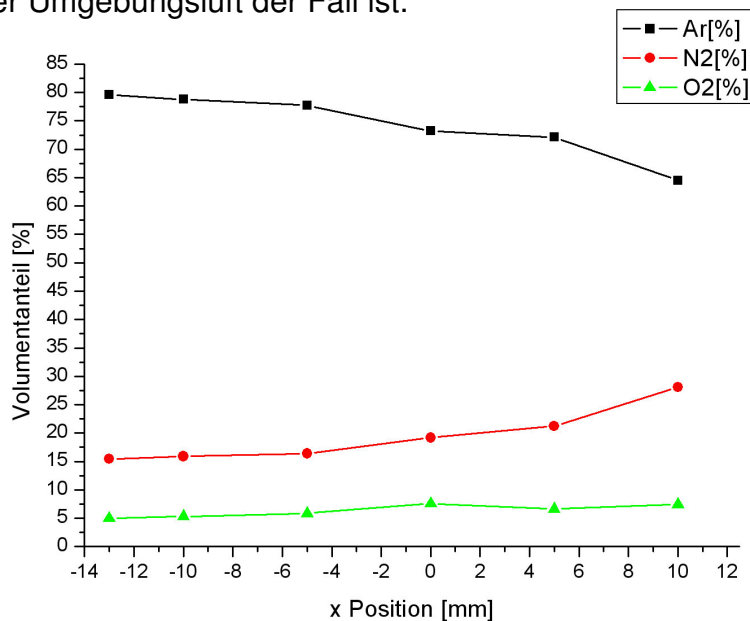


Abbildung 72 : Massenspektroskopische Analyse der Plasmagaszusammensetzung im LARGE III ohne Lichtbogen bei 40 slpm Ar.

Die Einwirbelung von Umgebungsluft kann anschaulich durch die Aufnahmen der Abbildung 73 demonstriert werden, die aus seitlicher Blickrichtung den Plasmastrahl zu vier verschiedenen Zeitpunkten zeigen. Die Visualisierung der Strömung erfolgt mit Zugabe einer Suspensionslösung, deren Dampf hell leuchtet.

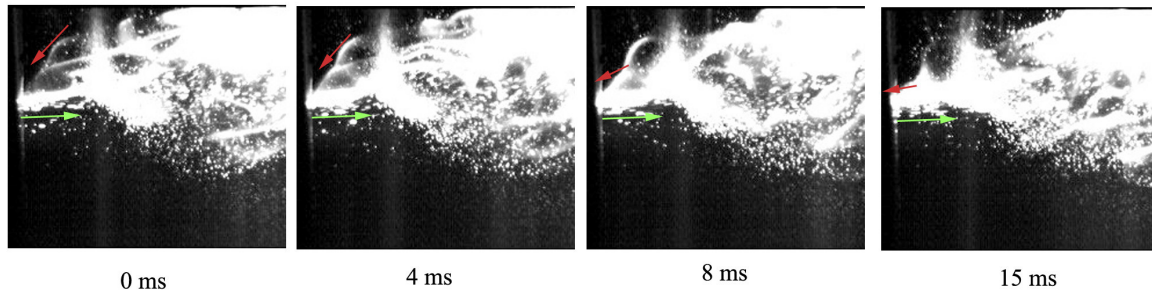


Abbildung 73: Turbulenzverhalten des ausströmenden (grüner Pfeil) Partikelstrahls mit Einwirbelung (roter Pfeil) von Umgebungsluft in den Plasmagenerator (Visualisierung durch Zugabe von Suspensionslösung).

Die Ergebnisse zeigen, dass es zur Vermeidung von Fremdgas im Partikelstrahl notwendig ist, den Plasmagenerator in kontrollierter Atmosphäre zu betreiben (vgl. „controlled atmospheric plasma spraying“ (CAPS) Verfahren in der Plasma Spritztechnik).

7.2 Einfluss des Magnetfeldes auf den Lichtbogen und den Plasmafreistrah

Wird ein Lichtbogen einem externen Magnetfeld ausgesetzt, so wirken LORENTZ-Kräfte auf die Ladungsträger im Lichtbogen, sofern diese eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld besitzen. Ein senkrecht zur Lichtbogenachse angeordnetes Magnetfeld erzeugt auf Grund der Lorentzkräfte eine Gasströmung, die den Bogen durchsetzt [SEE]. Dadurch verschiebt sich auch das Temperaturmaximum in Richtung der wirkenden Magnetkräfte.

Ohne äußeres Magnetfeld liegt der Bogen mit rotationssymmetrischer Temperaturverteilung vor. ANDERNACH beschreibt den Lichtbogen zwischen zwei parallelen Wänden als Flachbogen und die Temperaturverteilung in diesem durch Ellipsen statt durch Kreise [AND].

Analog hierzu ist auch beim LARGE mit einer Spalthöhe von 6mm von einem Flachbogen mit elliptischer Temperaturverteilung im Lichtbogeninneren auszugehen.

Um den Einfluss des Magnetfeldes auf den Lichtbogen und auf den resultierenden Plasmastrahl zu beschreiben, muss das tatsächliche Feld der Permanentmagneten (Kap. 4.4) berücksichtigt werden.

Wie in Abbildung 74 zu erkennen ist, besitzt die B_y Komponente des Magnetfeldes, die für Lichtbogenbeeinflussung maßgeblich ist, keinen konstanten Verlauf entlang des Lichtbogens. Die in Elektrodennähe befindlichen Lichtbogenbereiche erfahren eine stärkere Kraft als der mittlere Teil des Lichtbogens. Durch diese stärker wirkende Kraft weicht das den Lichtbogen umströmende Gas seitlich aus. Damit ergibt sich eine Tendenz der Gasströmung zur Mitte hin, so dass an den Enden des Lichtbo-

gens eine verstärkte Strömung vom Rand zur Mitte des Plasmastrahls verursacht wird. Dieser Effekt ist in Abbildung 74 erkennbar, in welcher der gemessene Magnetverlauf mit einem überlagerten Bild des abströmenden heißen Plasmagases dargestellt ist.

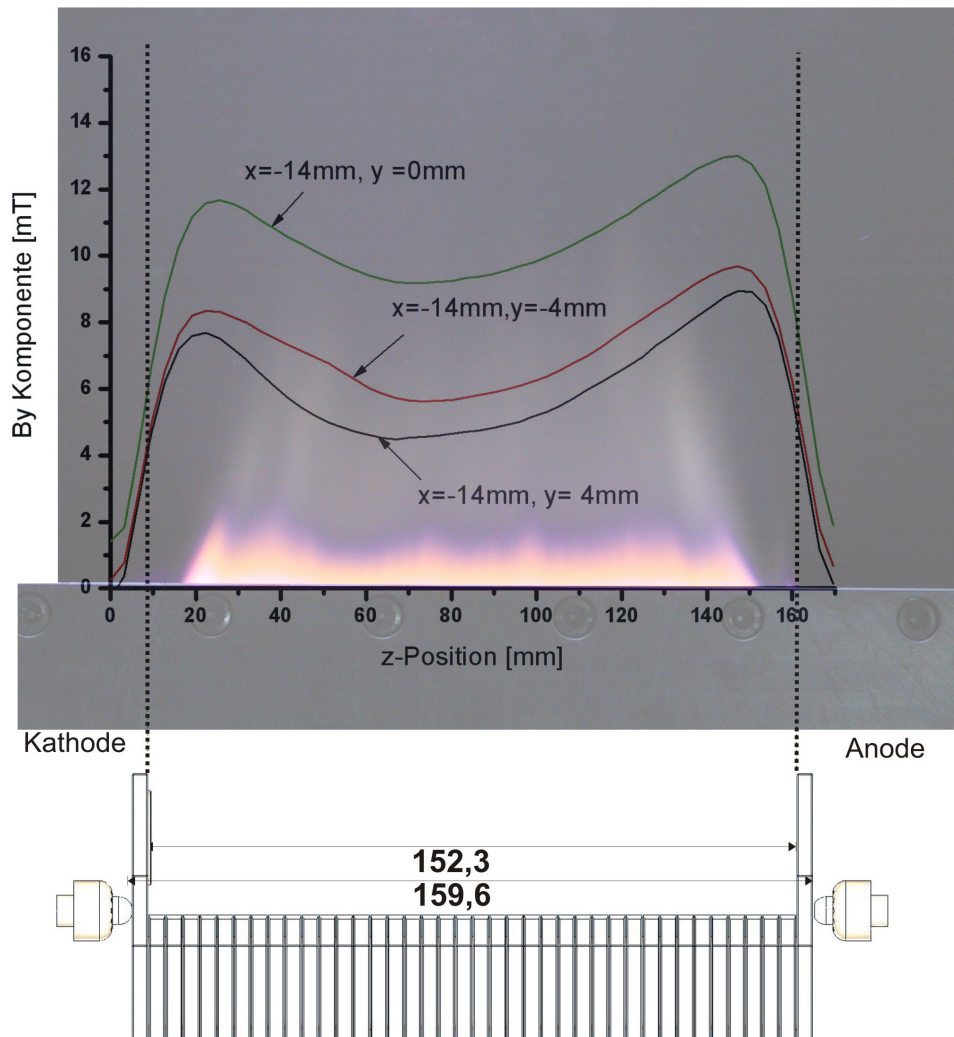


Abbildung 74 : Gemessene B_y Komponente des Magnetfeldes \vec{B} entlang der Linien $(x=-14\text{mm}, y=-4\text{mm})$, $(x=-14\text{mm}, y=0\text{mm})$ und $(x=-14\text{mm}, y=4\text{mm})$, mit überlagertem Plasmastrahl (Permanentmagnete mit der Remanenz $B_r = 950$ und 1100mT).

Die Stärke des stabilisierenden Magnetfeldes hat einen Einfluss auf die Strom-Spannungscharakteristik des Lichtbogens, wie in Abbildung 75 am Beispiel von zwei verschieden starken Permanentmagnetpaarungen gezeigt ist.

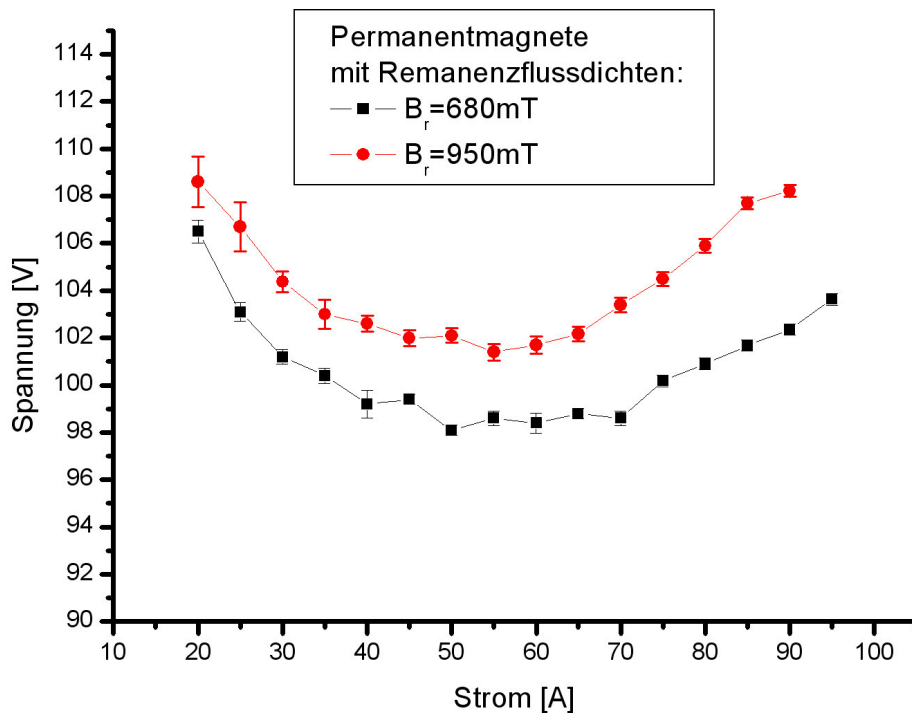


Abbildung 75 : Stationäre Strom-Spannungskennlinie eines Argonlichtbogens (20 slpm) im Plasmagenerator LARGE III++150 bei symmetrischen Magnetfeldern unterschiedlicher Flussdichten (680mT und 950mT).

Die beiden Kennlinien in Abbildung 75 zeigen einen prinzipiell ähnlichen Verlauf der Gesamtspannung ($U_{ges} = U_{KF} + U_{LB160mm} + U_{AF}$) des Lichtbogens einschließlich der Elektrodenfälle. Die Spannung fällt zunächst mit steigender Stromstärke. Sie besitzt in beide Fällen ein Minimum bei ca. 60A und steigt dann mit höheren Strömen wieder an. Die Verschiebung der Kennlinie mit starkem Magnetfeld ($B_r = 950mT$) zu höheren Spannungen resultiert aus einer verstärkten Verschiebung des Lichtbogens in Richtung zur Wand mit der Folge zunehmender Kühlung und damit verminderter Leitfähigkeit. Auch die Behinderung der Elektronenbewegung durch das senkrecht angeordnete Magnetfeld trägt zur Erhöhung der Spannung bei.

Nach BUSZ und FINKELNBURG [BUS] ist neben dem Kathoden- auch der Anodenfall eines Hochtemperaturlichtbogens stromabhängig. So ergaben Untersuchungen an einem 10mm langen Stickstofflichtbogen, dass der Anodenfall bei Werten über 50A linear abfällt. Der Anodenfall eines Argonlichtbogens demgegenüber hängt sowohl von der Stromstärke als auch von der Länge des Lichtbogens ab [BUS2]. Da diese Ergebnisse an frei brennenden Lichtbögen erzielt wurden, bleibt eine Übertragbarkeit auf den stabilisierten Lichtbogen im Plasmagenerator LARGE fraglich. Um den Einfluss der Elektrodenfälle auszublenden, wird im Plasmagenerator LARGE mit zwei Sonden die stationäre Kennlinie des Argonlichtbogens über eine Länge von 115mm aufgenommen. Die beiden Sonden sind also jeweils ca. 20mm von der jeweiligen Elektrodenpitze entfernt positioniert.

Als Sonden dienen wassergekühlte Kaskadenplatten (Dicke d der Kaskadenplatten = 3.7mm). Da der Argonlichtbogen zeitlich stabil, gerade und mit großem Querschnitt

im Lichtbogenkanal existiert, kann von einem gleich hohen Übergangswiderstand zwischen Plasma und jeweiliger Kupferwand ausgegangen werden.

Abbildung 76 zeigt den Verlauf der Spannungskennlinie $U_{\text{ges}} = U_{\text{KF}} + U_{\text{LB160mm}} + U_{\text{AF}}$ des Gesamtlichtbogen (Länge 160mm) einschließlich der Elektrodenfälle U_{KF} und U_{AF} im Vergleich zur Spannung U_{LB115mm} über einer Teillänge von 115mm des Lichtbogens ohne Elektrodenfälle.

Die beiden als stromlose Sonden verwendeten Kaskadenplatten nehmen nicht das im Lichtbogen vorhandene Plasmapotential ϕ_{Plasma} , sondern das um die Spannung U_{PF} negativere floating potential $\phi_{\text{float}} = \phi_{\text{Plasma}} - U_{\text{PF}}$ an [HUD].

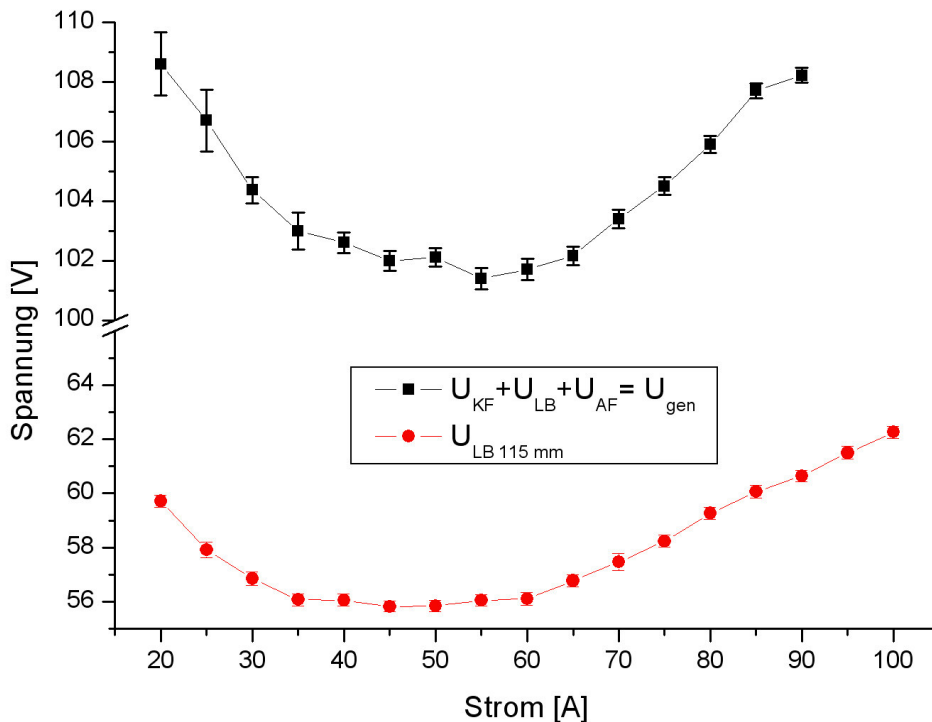


Abbildung 76: Strom- Spannungskennlinie des Argonlichtbogens (20 slpm Ar) im Plasmagenerator LARGE mit (schwarz) und ohne (rot) Elektrodenfälle.

Die beiden Kennlinien in Abbildung 76 zeigen ähnliche, nur parallel verschobene Verläufe. Daraus kann geschlossen werden, dass das Verhalten des zentralen Teils des Lichtbogens den wesentlichen Einfluss auf die Strom - Spannungskennlinie ausübt und dass damit der Anteil der Elektrodenfälle $U_{\text{KF}} + U_{\text{AF}}$ an der Gesamtspannung in dem gewählten Strombereich konstant ist und nicht vom Lichtbogenstrom abhängt.

Der Betrag der Feldstärke E_{LARGE} des Lichtbogens in Argonatmosphäre nach Abbildung 76 liegt im Bereich $4.9 < E_{\text{LARGE}} < 5.4$ V/cm. Frei brennende Argonlichtbögen haben nach Emmons [MAR] eine elektrische Feldstärke von ca. 1.5 V/cm. MAECKER bestimmte die Feldstärke E_{Ar} von kontrahierten Argonlichtbögen in einer Röhre von 5mm Durchmesser über einem Strombereich $40 < I < 100$ A in einem Intervall $4 < E_{\text{Ar}} < 5$ V/cm. Mit diesen Werten stimmen die Feldstärken, die für den Lichtbogen im Plasmagenerator LARGE gemessen wurden, gut überein.

Den Übergang vom fallenden zum ansteigenden Teil der Kennlinie erklären BUSZ und FINKELNBURG mit einer Zunahme der Elektrodenfallspannungen mit dem Strom sowie einer Abbremsung der Elektronen durch den großen Wirkungsquerschnitt der ionisierten Teilchen im Vergleich zum Querschnitt der Neutralteilchen (RAMSAUER-Effekt). Demgegenüber kann beim Plasmagenerator LARGE, wie oben begründet, der Anstieg der Kennlinie nicht über die Zunahme der Elektrodenfallspannungen erklärt werden.

Naheliegender Weise ist als Ursache die Wandstabilisierung zu sehen. Diese verhindert eine Verbreiterung des Lichtbogenquerschnitts mit erhöhter Temperatur und erhöht so die Stromdichte. Gemäss dem lokalen Ohmschen Gesetz

$$\bar{j} = \kappa \cdot \bar{E} \quad (7.1)$$

wird der Zusammenhang von Feldstärke \bar{E} und Stromdichte \bar{j} - und damit auch der Zusammenhang zwischen Bogenspannung U und Bogenstrom I - durch die elektrische Leitfähigkeit κ des Plasmas im Lichtbogen bestimmt. Diese Leitfähigkeit hängt von der Temperatur T des Plasmas ab und kann näherungsweise durch die

SPITZER-Formel (3.22) mit $\kappa \sim T^{\frac{3}{2}}$ ausgedrückt werden.

Solange mit einer Stromerhöhung auch eine Temperaturerhöhung des Plasmas verbunden ist, kann deshalb die Spannung trotz zunehmenden Stromes absinken. Nach Erreichen eines Minimalwertes steigt die Spannung mit zunehmendem Strom wieder an. Entsprechend des Zusammenhanges von Strom I , Spannung U und Leitwert G des Lichtbogens:

$$U = \frac{I}{G} \quad (7.2)$$

bedeutet das für den Fall der ansteigenden Kennlinie, dass bei Annahme einer Potenzabhängigkeit der Leitfähigkeit vom Strom $G \sim I^x$ der Exponent im Bereich $x < 1$ liegt. Entsprechend der Formel

$$G = \kappa \cdot \frac{A}{L} \quad (7.3)$$

hängt der Leitwert G von der Leitfähigkeit κ sowie den Geometriegrößen des Lichtbogens (Länge L und Querschnitt A) ab. Während die Lichtbogenlänge L konstant ist, werden die Größen A und κ vom Strom bestimmt. Hierfür wird im weiteren Verlauf der Arbeit ein Modell aufgestellt.

Aus der prinzipiellen Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von der Temperatur (vgl. (3.22) und Abbildung 4) ergibt sich, dass eine Verkopplung von Lichtbogenstrom I und Lichtbogentemperatur T existiert.

Weiterhin spielen wegen der Temperaturabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit Wärmetransportvorgänge beim stationären Lichtbogen eine wesentliche Rolle. Beim Lichtbogen mit zeitabhängigem Strom kommt noch der Einfluss von Wärmekapazitäten hinzu.

Die Strom- Spannungskennlinien der Abbildung 75 und Abbildung 76 sind dem stationären Betrieb zugeordnet, bei dem sich ein Gleichgewicht im Lichtbogen einstellt. Die zugeführte elektrische Leistung P_{el} kompensiert dabei die Verlustleistung P_v im Lichtbogen.

$$P_{el} = P_V \quad (7.4)$$

Das Einstellen des Gleichgewichtes kann laut MAECKER bei speziellen Bögen bis zu mehreren Minuten betragen [MAE]. Beim Plasmagenerator LARGE liegt diese Zeit im Bereich weniger Sekunden, wie sich aus dem zeitlichen Spannungsverlauf bei sprunghafter Stromänderung ergibt.

Eine Änderung der Stromstärke bedeutet auch eine Änderung des Energieinhaltes (Gesamtenthalpie H) des Lichtbogens. Dies muss bei rascher Stromänderung berücksichtigt werden, so dass in einem derartigen Fall gilt:

$$P_{el} = P_V + \frac{dH}{dt} \quad (7.5)$$

Ein schneller Anstieg des Lichtbogenstromes und damit auch der Enthalpie des Lichtbogens bedeutet eine Erhöhung der eingekoppelten elektrischen Leistung. Im umgekehrten Fall der Verringerung von Bogenstrom und Enthalpie kühlt der Lichtbogen ab und benötigt eine geringere elektrische Leistung, da noch Restwärme des Lichtbogens vorhanden ist. Die Zeitkonstanten (Relaxationszeiten), in denen der Lichtbogen einen neuen Gleichgewichtszustand erreicht, hängen von der Geometrie und den Betriebsparametern der Entladung ab.

Laut RIEDER [RIE] liegt diese Zeitkonstante für frei brennende Bögen bei ca. 10^{-3} s.

Auch beim Lichtbogen im Plasmagenerator LARGEIII++ hängt die Relaxationszeit vom gewählten Arbeitspunkt ab.

Bei einer annähernd sinusförmigen Stromänderung der Frequenz $f=70\text{Hz}$ im Bereich $20 < I < 40\text{A}$, die mit einem stromprägenden Netzgerät (TOPCON) realisiert wird, zeigt die Spannung den in Abbildung 77 dargestellten Verlauf.

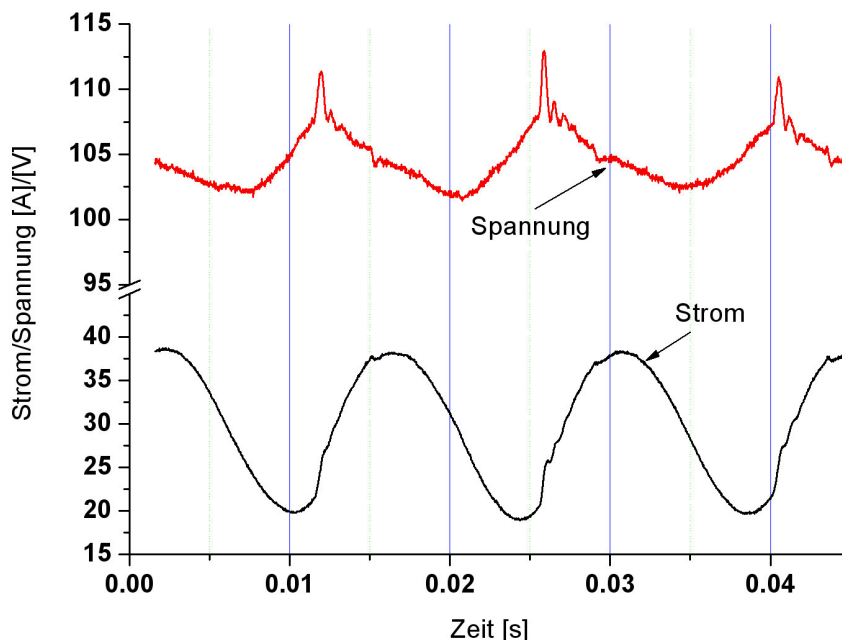


Abbildung 77: Geprägter sinusförmiger Stromverlauf ($f=70\text{Hz}$, $20 < I < 40\text{A}$) und zugehöriger Spannungsverlauf beim Plasmagenerator LARGE III++150 (symmetrisches Magnetfeld ($B_r=950\text{mT}$), 20 slpm Ar).

Hieraus folgt für die Darstellung in der Spannungs- Strom Ebene eine geschlossene Hysteresekurve um den Mittenstrom $I_0=30\text{A}$, die im vorliegenden Fall im Uhrzeigersinn durchlaufen wird (Abbildung 78). Auch für andere Mittenströme ($I_0=50\text{A}$, $I_0=70\text{A}$,

$I_0=90\text{A}$) sind die entsprechenden dynamischen Hysteresekurven gezeigt. Die Parameter der Stromänderung ($\Delta I=20\text{A}$, $f=70\text{Hz}$) sind dabei unverändert.

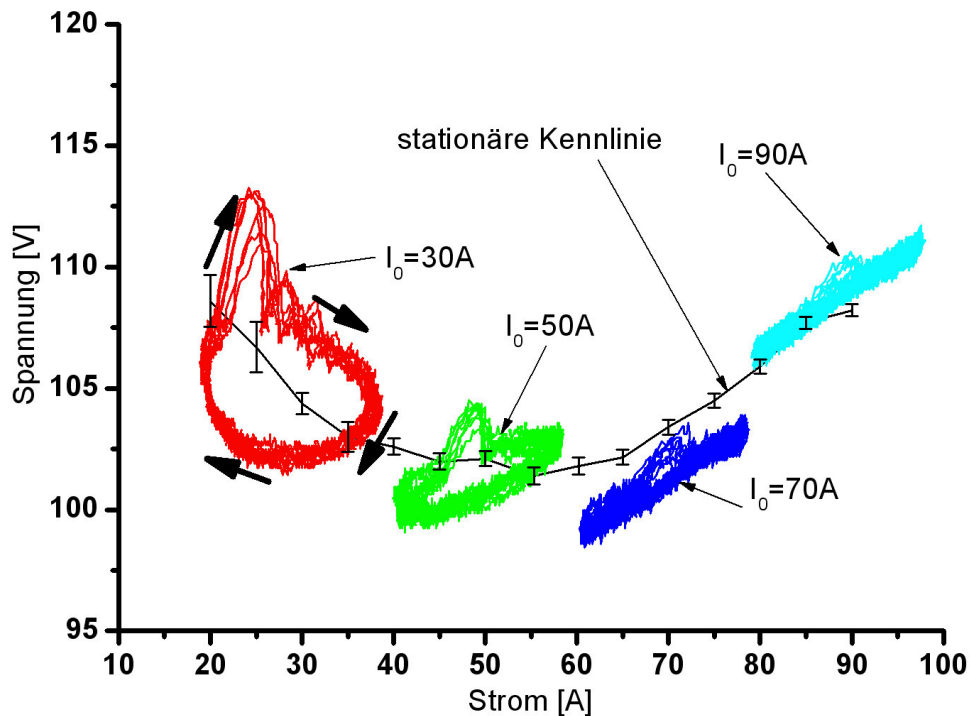


Abbildung 78 : Dynamischer Strom-Spannungsverlauf bei sinusförmig geprägten Strömen ($f=70\text{Hz}$, $\Delta I_{pp}= 20\text{A}$) für verschiedene Mittenströme I_0 im Plasmagenerator LARGE III++150 (symmetrisches Magnetfeld ($B_r=950\text{ mT}$), 20 slpm Ar).

Bei den entsprechenden Versuchen, bei denen als einziger Unterschied ein schwaches, symmetrisches Magnetfeld (Permanentmagnete mit $B_r=680\text{mT}$) verwendet wird, ergeben sich sehr ähnliche dynamische Hysteresekurven.

Aus Abbildung 78 ist zu ersehen, dass im Bereich der fallenden stationären Kennlinie ($I_0=30\text{A}$) eine Erhöhung des Stromes einen Anstieg der Spannungswerte über den stationären Wert bedeutet. Entsprechend der Hysteresekurve fällt der Spannungswert unter den der stationären Kennlinie, sobald der Strom abnimmt.

Diese Hysteresekurve resultiert aus der thermischen Trägheit des Lichtbogens, bei dem der jeweils vorhergehende Zustand die aktuellen Werte der Temperatur und damit auch der elektrischen Leitfähigkeit beeinflusst. Die elektrische Leitfähigkeit liegt dementsprechend bei steigendem Strom unter und bei fallendem Strom über dem entsprechenden Wert der stationären Kennlinie.

Die Form der Hysteresekurve ändert sich beim Übergang zu höheren Mittenströmen I_0 . Die Hysteresekurve wird schmaler und nähert sich dem Verlauf der stationären Strom - Spannungskennlinie. Für die gemessenen Hysteresekurven scheidet Kathodeneffekte (thermische Emission, Fallgebiet) aus, da sich vergleichbare Hysteresekurven auch für Spannungen ergeben, die mit Kaskadenplatten als floatenden Sonden (Abstand 115mm) direkt am Lichtbogen ohne Elektrodenfälle gemessen wurden (Abbildung 79).

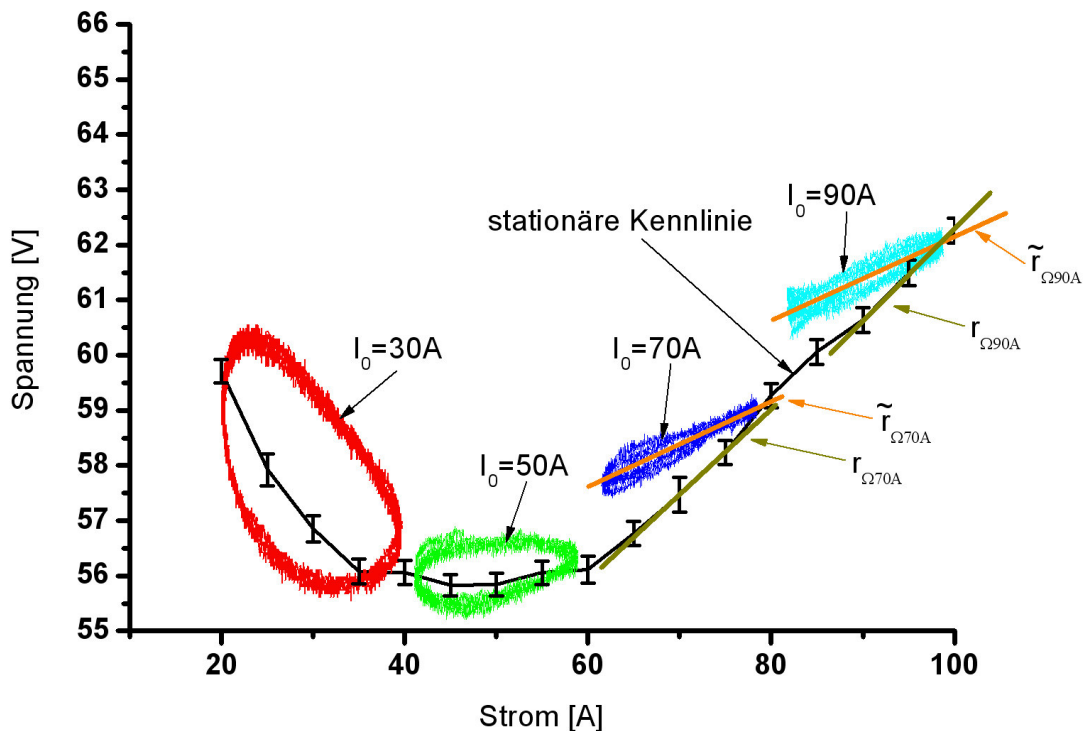


Abbildung 79: Dynamische und stationäre Kennlinien eines Lichtbogens im LARGE III++150 unter Ausschluss der Elektrodenfallgebiete (Länge $l=115\text{mm}$, 20 slpm Ar) mit differentiellen Widerständen r (stationäre Kennlinie) und \tilde{r} (Hysterese).

Die elektrische Leitfähigkeit in ihrem dynamischen Verhalten und in ihrer Abhängigkeit vom Lichtbogenstrom bestimmt die zeitabhängigen Verläufe der Spannungen und der aufgenommenen elektrischen Leistung. Um die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit vom Lichtbogenstrom im Plasmagenerator LARGE III++ abzuschätzen, wird folgendes zylindersymmetrisches Kanalmodell verwendet. Die Verteilung des Lichtbogenstroms wie auch der elektrischen Leitfähigkeit wird sowohl über den gesamten Lichtbogenquerschnitt (Koordinate r) als auch in Richtung der Lichtbogenachse (Koordinate z) als konstant angenommen, so dass gilt:

$$\frac{\partial j_z}{\partial r} = \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial \kappa}{\partial r} = \frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0 \quad (7.6)$$

Für ein zylinderförmiges Lichtbogenstück (Länge L , Querschnitt A) gilt damit :

$$\kappa = \frac{I}{U} \cdot \frac{L}{A} \quad (7.7)$$

Bei festgehaltener Länge L des Lichtbogenstücks wird die elektrische Leitfähigkeit vom Verhältnis $\frac{I}{U \cdot A}$ bestimmt.

Der Quotient I/U liegt stromabhängig in Form der stationären Strom - Spannungscharakteristik vor. Der Querschnitt A des Lichtbogens wird über eine „Kastenprofil“ - Näherung aus der Strahlungsintensitätsverteilung ermittelt. Zu diesem Zweck werden

7. Interpretation und Verwertung der Untersuchungsergebnisse

die radialen Strahlungsintensitätsverteilungen der Lichtbögen bei verschiedenen Stromstärken (Abbildung 80) in Grauwertverteilungen überführt.

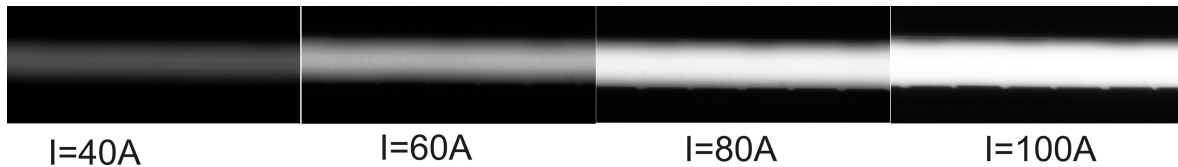


Abbildung 80: Strahlungsintensitätsverlauf der Lichtbögen bei verschiedenen Strömen im Plasmagenerator LARGE III++150 (20 slpm Ar).

Wie in Abbildung 81 dargestellt, werden diese kontinuierlichen Verteilungen durch flächengleiche Kastenprofile ersetzt, deren Höhe den Maxima der Verteilungen gleichgesetzt sind.

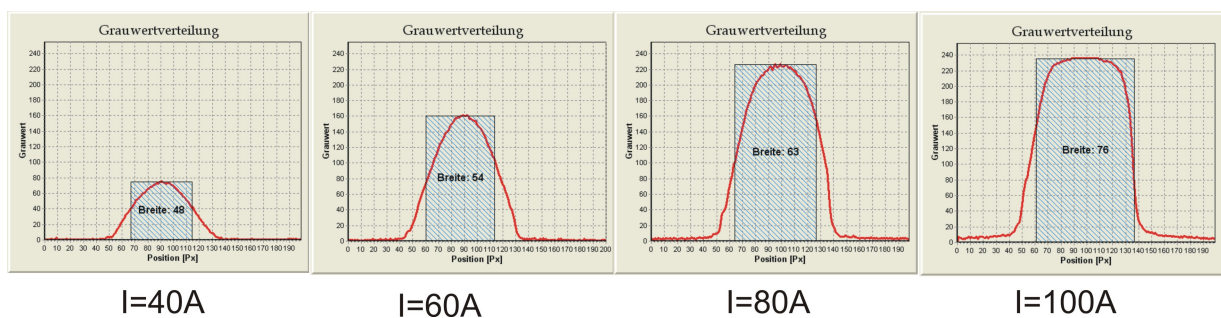


Abbildung 81: Grauwertverteilungen der Lichtbogen - Strahlungsintensität (rote Kurve) mit Rechteckapproximation (Kastenprofil).

Die sich ergebenden Breiten dieser Kastenprofile dienen im Modell als Durchmesser der Lichtbögen, aus denen sich deren Querschnittsfläche A errechnet. Damit liegen stromabhängig sowohl der Quotient I/U als auch die Fläche A für variierende Lichtbogenströme vor. Gemäss (7.7) lässt sich hiermit die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit κ vom Strom ermitteln (Abbildung 82).

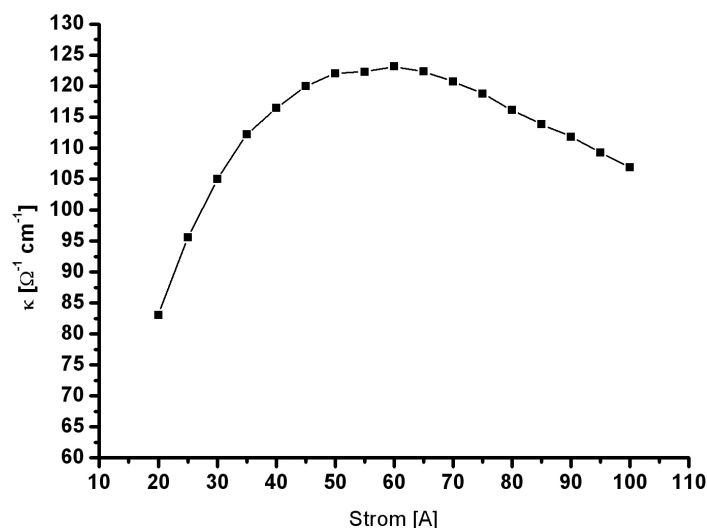


Abbildung 82: Elektrische Leitfähigkeit κ des Lichtbogens im Plasmagenerator LARGE III++150 in Abhängigkeit von der Stromstärke (20 slpm Ar).

Der Vergleich mit den Ergebnissen von BOULOS und BUSZ (Abbildung 4) ergibt eine zufriedenstellende Übereinstimmung sowohl vom Verlauf als auch von der Höhe der elektrischen Leitfähigkeit mit einer Stromerhöhung.

Vor diesem Hintergrund erklären sich die Verläufe der Hysteresekurve in Abbildung 78 und Abbildung 79 folgendermaßen: Generell ist mit jeder Stromänderung eine Änderung der Temperatur im Lichtbogen verbunden. Auf Grund der JOULE'schen Heizung führt wachsender Strom zu einer Temperaturerhöhung und abnehmender Strom zu einer Temperaturverminderung im Lichtbogen.

Bei niedriger Änderungsgeschwindigkeit des Stromes folgt die Temperatureinstellung näherungsweise ohne zeitliche Verzögerung (stationäre Kennlinie). Bei hoher Änderungsgeschwindigkeit des Stromes kann sich das Temperaturgleichgewicht wegen der im Gesamtsystem vorhandenen Wärmekapazitäten nur mit zeitlichem Versatz einstellen und bezüglich der Auswirkung auf die Leitfähigkeit muss zwischen fallendem und steigendem Teil der Kennlinie unterschieden werden.

Im fallenden Teil der Kennlinie des stationären Betriebs steigt die temperaturabhängige Ladungsträgerdichte und damit die elektrische Leitfähigkeit in derart hohem Maße, dass sich trotz steigenden Stromes eine Verringerung der Spannung ergibt. Einer schnellen Erhöhung des Stromes folgen die Temperatur im Lichtbogen und damit die Ladungsträgerdichte und die Leitfähigkeit nur zeitlich verzögert, so dass beim schnellen Durchfahren eines Stromintervalls eine höhere Spannung erforderlich ist als im stationären Fall. Die dynamische Hysteresekurve verläuft damit für schnell zunehmende Ströme über der stationären Kennlinie und mit analoger Begründung für schnell abnehmende Ströme unter der stationären Kennlinie.

Bei höheren Strömen und damit im steigenden Teil der Kennlinie nimmt die Temperatur im Lichtbogen mit wachsendem Strom zwar ebenfalls zu, aber die elektrische Leitfähigkeit bleibt gemäss Abbildung 4 annähernd konstant. Daraus folgt, dass sich in diesem Strombereich (z.B. bei 70A und bei 90A) sowohl für langsame Stromänderungen (stationäre Kennlinie) als auch für schnelle Stromänderungen (dynamische Hysteresekurve) konstante differentielle Widerstände ($r_{\Omega}, \tilde{r}_{\Omega}$) ergeben.

$$r_{\Omega} = \left. \frac{dU}{dI} \right|_{\text{stat}} ; r_{\Omega 70A} \approx r_{\Omega 90A}; \text{ (stationäre Kennlinie)} \quad (7.8)$$

$$\tilde{r}_{\Omega} = \left. \frac{dU}{dI} \right|_{\text{dyn}} ; \tilde{r}_{\Omega 70A} \approx \tilde{r}_{\Omega 90A}; \text{ (dynamische Hysteresekurve)} \quad (7.9)$$

Aus dem genannten Sachverhalt resultiert auch, dass sich bei periodischer Stromänderung um Mittenströme von 70A und 90A Hysteresekurven ergeben, bei denen ansteigender Ast und abfallender Ast näherungsweise zusammenfallen. Bei niedrigeren Mittenströmen von 30A und 50A besitzen die Hysteresekurven demgegenüber eine ovale Form.

Die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas ist bei konstant gehaltenen Parametern wie Druck und Gasart eine von verschiedenen Autoren ermittelte Funktion der Temperatur. Prinzipiell kann deshalb aus einer gegebenen elektrischen Leitfähigkeit auf die Temperatur geschlossen werden. Im vorliegenden Fall wird diese Methode aus folgenden Gründen nicht angewandt: Einerseits differieren die von BOULOS und BUSZ angegebenen Temperaturabhängigkeiten der elektrischen Leitfähigkeit (Abbildung 4). Andererseits beziehen sich die Ergebnisse der Abschätzung der elektrischen Leitfähigkeit im Plasmagenerator LARGE (Abbildung 82) auf den stromfüh-

7. Interpretation und Verwertung der Untersuchungsergebnisse

renden Teil eines Lichtbogens, dessen Durchmesser mit einem Kastenprofil beschrieben wird.

Um Aussagen über die Temperatur des abströmenden Plasmaheißgases zu treffen, wird diese direkt mit der Enthalpiesonde gemessen. Diese Untersuchungsmethode ist zwar invasiv, erlaubt aber eine orts aufgelöste Temperaturmessung, da die Sonde aufgrund ihres geringen Durchmessers in den Spalt des Plasmagenerators LARGE III-150 eingefahren werden kann.

Hiermit lässt sich die Auslenkung des Lichtbogens in Strömungsrichtung (x-Richtung) bei unterschiedlichen Magnetfeldern bestimmen.

Abbildung 83 zeigt die gemessenen Temperaturverläufe für ein „stärkeres“ Magnetfeld, erzeugt mit symmetrisch angeordneten Permanentmagneten (SmCo_5) der Remanenz $B_r=950\text{mT}$ und ein „schwächeres“ Magnetfeld, erzeugt mit ebenfalls symmetrisch angeordneten Permanentmagneten (NdFeB) der Remanenz $B_r=710\text{mT}$.

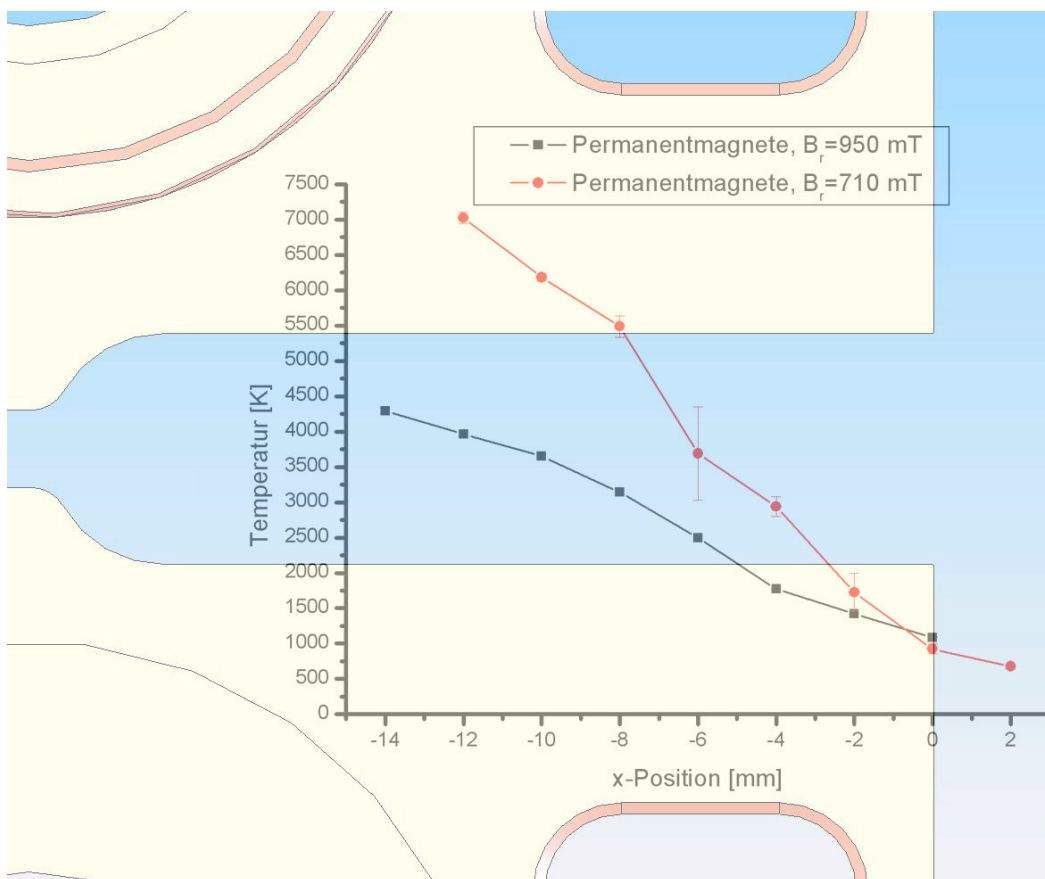


Abbildung 83 : Temperaturverlauf im Lichtbogenkanal des Plasmagenerators LARGE III-150 bei zwei verschiedenen Magnetkonfigurationen mit hinterlegtem Querschnitt des LARGE Generators ($I=70\text{A}$, 30slpm Ar).

Im Fall des „schwächeren“ Magnetfeldes wird der Lichtbogen weniger weit im Kanal entgegen der Gasströmung zurückgedrängt. Aus diesem Grund liegen die Temperaturwerte höher als bei dem Lichtbogen, der durch das „stärkere“ Magnetfeld weiter zurückgedrängt wird. Die Maxima der Temperaturverläufe konnten nicht ermittelt

werden, da die Sonde nicht bis in den stromführenden Lichtbogenbereich eingefahren werden konnte.

7.3 Einfluss der Gasströmung auf den Lichtbogen und den Plasmafreistrah

Der Homogenitätsgrad des Plasmastrahls von Generatoren des Typs LARGE wird von mehreren Faktoren bestimmt. Eine wesentliche Rolle spielt das in Kapitel 7.1 behandelte Wendeln des Lichtbogens. Daneben wirkt sich jedoch auch die Strömungsdynamik des Gases im Plasmakanal aus, deren Eigenschaften bereits bei reiner Kaltgasströmung ohne Lichtbogen auftreten. In Abbildung 84 ist die Entwicklung derartiger Inhomogenität in der Kaltgasströmung vom Eingang bis zum Ausgang des Plasmakanals dargestellt.

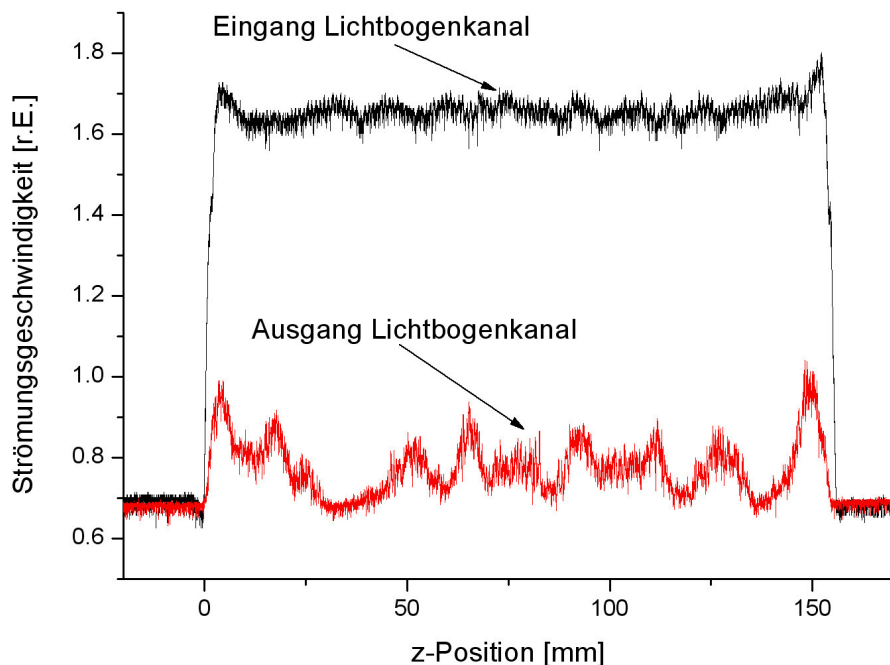


Abbildung 84: Geschwindigkeitsverteilung der Kaltgasströmung am Eingang und am Ausgang des Lichtbogenkanals im Plasmagenerator LARGE III (30 slpm Luft).

Während am Eingang des Kanals und unmittelbar hinter dem Gasverteiler eine homogene schnelle Strömung festzustellen ist, besitzt die Geschwindigkeit am Ausgang niedrigere Werte und einen inhomogenen Verlauf. Die Ursache hierfür liegt in der Kontur des Spaltes. Durch die Kanten bei der Aufweitung des Kanals kann sich die Strömung von der Spaltwand ablösen und es entstehen Wirbel. Einerseits führen diese Wirbel zur Reduzierung der kinetischen Energie der Gesamtströmung des Gases und andererseits führen sie zu seitlichen Ablenkungen der Gasströmung, wie dies in Kap 4.4. für den zweidimensionalen Fall der Geschwindigkeitsverteilung in der x-y Ebene berechnet wurde.

Die Ausprägung der Wirbel erfolgt im dreidimensionalen Raum, so dass auch eine Strömungsablenkung in Längsrichtung (z-Richtung) des Spaltes erklärbar ist.

Die Anpassung der Wandkontur des Lichtbogenkanals im Plasmagenerator LARGE ist notwendig für eine Verbesserung der Plasmastrahlhomogenität entlang der Austrittskante.

7.4 Konsequenzen für die konstruktive Optimierung des Plasmagenerators

Unter Berücksichtigung der Messergebnisse an den vorhergehenden Generatortypen LARGE, erfolgte die Entwicklung der Version LARGE IV. Durch mehrere konstruktive Änderungen konnte die Funktion des Plasmagenerators LARGE IV im Vergleich zu den Vorgängertypen nochmals verbessert werden.

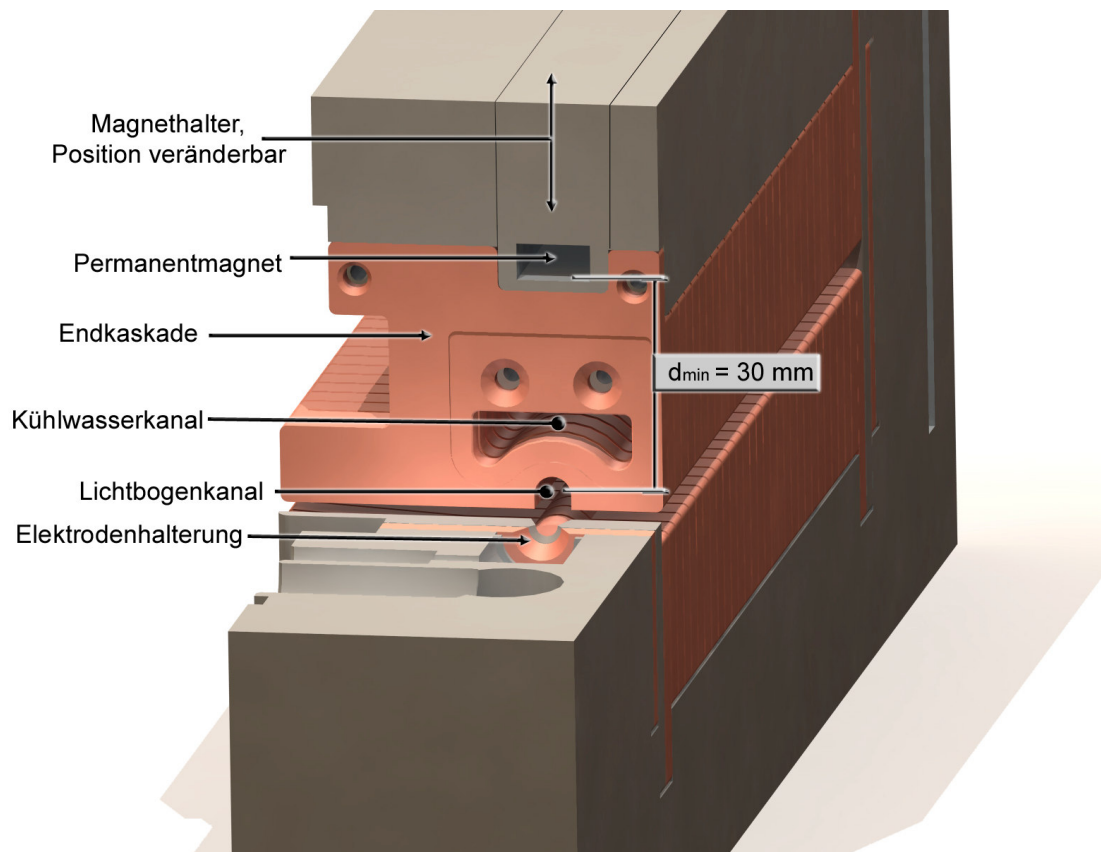


Abbildung 85 : Aufbau des Plasmagenerators LARGE IV mit Schnitt im Elektrodenbereich.

Die erste Maßnahme betrifft eine Änderung des Gasführungskanals. Die bisherigen stufenförmigen Übergänge, an denen sich die Strömung ablösen konnte, werden durch eine kontinuierliche Aufweitung (einseitiger Öffnungswinkel=2.5°) des Kanals ersetzt. Die wesentliche Änderung im Plasmagenerator LARGE IV gegenüber vorhergehenden Versionen besteht in der Realisierung eines eigenen Kanals für die Fixierung des Lichtbogens (Abbildung 86).

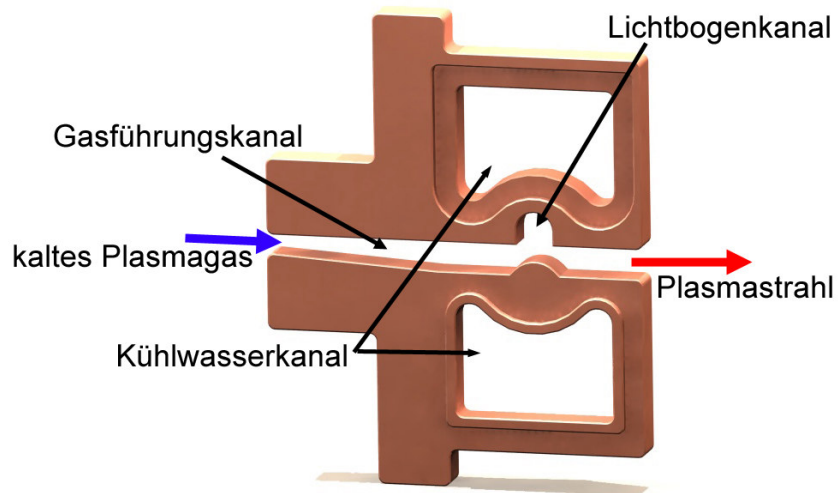


Abbildung 86 : Zweiteilige Kaskadenplatte des Plasmagenerators LARGE IV mit neuer Formgebung von Lichtbogen-, Gasführungs- und Kühlwasserkanal.

Diese konstruktive Änderung ist unter mehreren Gesichtspunkten zu bewerten: Die Kaltgasströmung wird -wie aus Abbildung 87 und Abbildung 88 ersichtlich ist- durch die Existenz der Längsnut (Lichtbogenkanal) senkrecht zur Strömungsrichtung nicht maßgeblich beeinflusst.

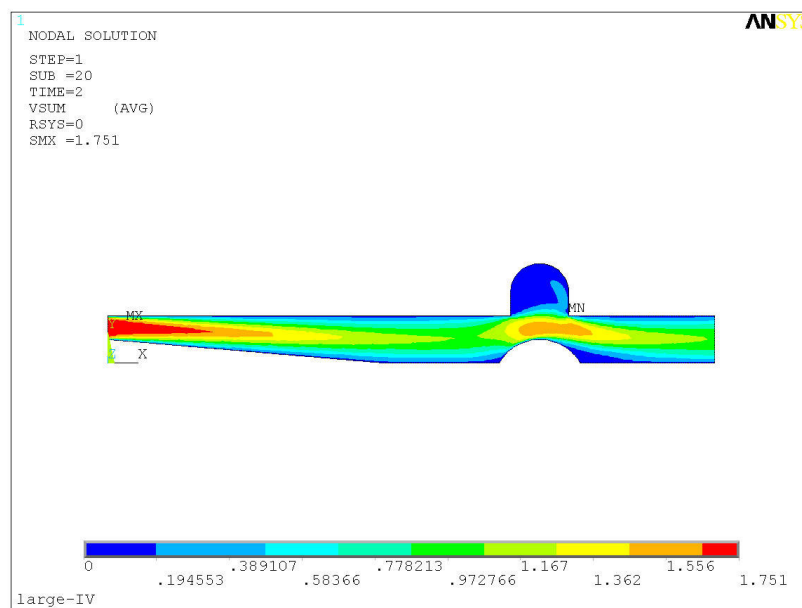


Abbildung 87 : Kaltgasströmung (30 slpm Luft) im Querschnitt des Plasmagenerators LARGE IV (transiente Berechnung).

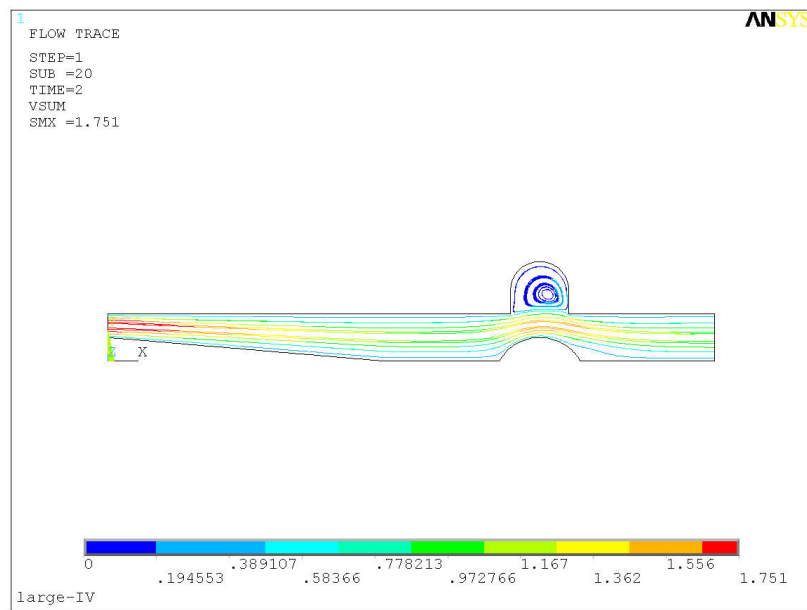


Abbildung 88: Ergänzung der Abbildung 87 mit virtuell in die Strömung eingebrachten Partikeln (flow trace).

Bis auf den Wirbel, der sich in der Längsnut (Lichtbogenkanal) ausbildet, verläuft die Strömung entlang der gesamten Länge des Gasführungskanals turbulenzfrei. Diese Tatsache führt auch zu einer Kaltgasströmung am Ausgang des Plasmagenerators LARGE IV, die signifikant weniger Inhomogenitäten aufweist, als die entsprechende Strömung beim Plasmagenerator LARGE III (Abbildung 84).

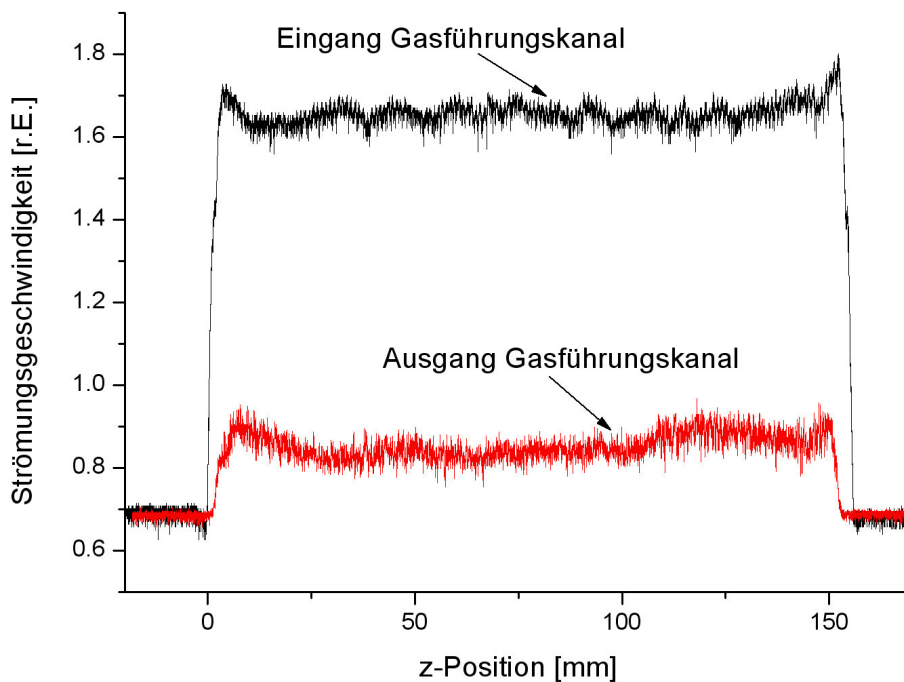


Abbildung 89 : Geschwindigkeitsverteilung der Kaltgasströmung (30 slpm Luft) am Eingang und am Ausgang des Lichtbogenkanals im Plasmagenerator LARGE IV.

Des weiteren bedeutet die Positionierung des Lichtbogens in der Längsnut eine Wandstabilisierung in zwei horizontalen Richtungen und in einer vertikalen Richtung. Drei der vier prinzipiell möglichen Bewegungsrichtungen (Freiheitsgrade) des Lichtbogens werden damit durch die intensivierete Wandstabilisierung unterbunden. Die letzte verbleibende Möglichkeit einer vertikalen Verschiebung des Lichtbogens in Richtung zum Gasführungskanal hin wird durch den Temperaturabfall im Gasführungskanal (bedingt durch die stärkere Kühlung des vorbeiströmenden Gases) und gegebenenfalls zusätzlich durch die Lorentzkraft eines überlagerten Magnetfeldes verhindert.

Durch den einstellbaren Abstand des Permanentmagneten zum Lichtbogenkanal kann das Magnetfeld auch während des Betriebes verändert werden. Die Länge des Permanentmagneten ist auf 215mm erhöht worden, um den Einfluss der Randeffekte des Magnetfeldes auf den Lichtbogen vernachlässigen zu können.

Im Vergleich zum Magnetfeld, das durch zwei Permanentmagnete erzeugt wird (Abbildung 39) ist der Magnetfeldverlauf des Einzelpermanentmagneten über die Länge des Lichtbogens homogener (Abbildung 90).

Die Kontur des LARGE IV ist unter strömungstechnischen Gesichtspunkten in der Hinsicht verbessert worden, dass keine plötzliche, kantige Aufweitung des Strömungsquerschnitts erfolgt, sondern ein (einseitiger) Öffnungswinkel von 2.5° zu einer Strömung führt, die sich nicht von der Wand ablöst (vgl. Kap 6.2.2).

Das Geschwindigkeitsprofil entlang der Austrittskante beim LARGE IV verdeutlicht den gleichmäßigeren Verlauf der Gasströmung entlang der Austrittskante (Abbildung 89).

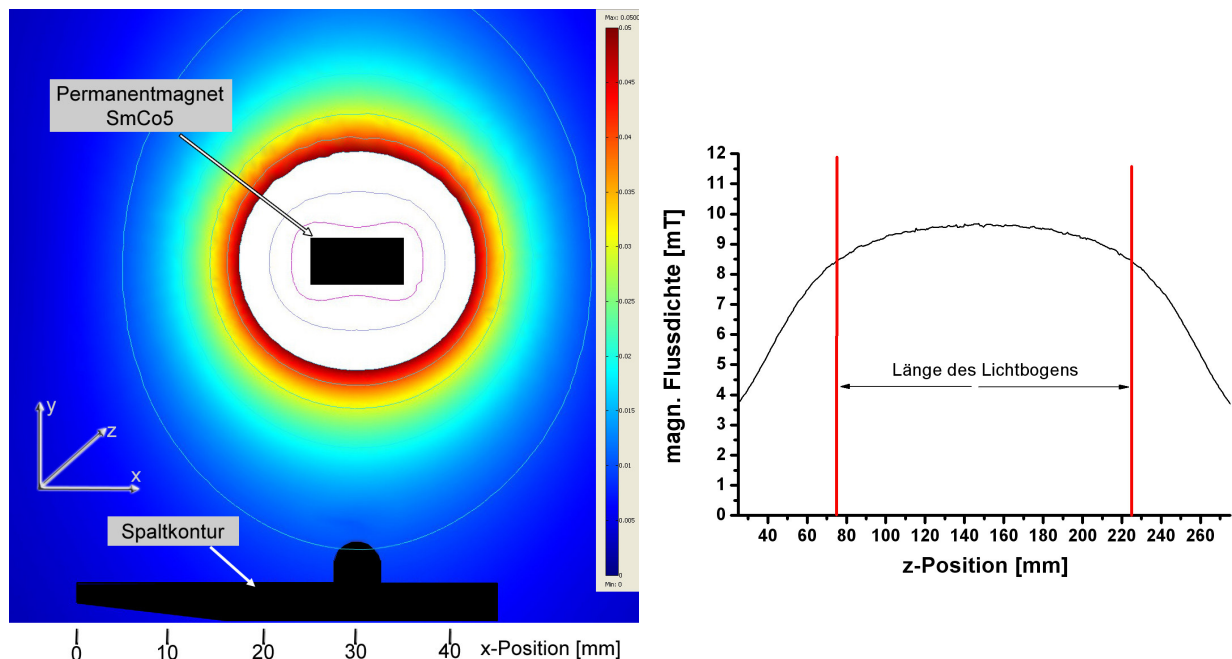


Abbildung 90 : Magnetfeld eines SmCo5 Magneten ($B_r=950\text{mT}$) mit Spaltkontur des Plasmagenerator LARGE IV (links) sowie die resultierende magnetische Flussdichte entlang der Lichtbogenachse (rechts).

7. Interpretation und Verwertung der Untersuchungsergebnisse

Die Magnetflusslinien sind durch die Orientierung des Permanentmagneten so gerichtet, dass die LORENTZ-Kraftkomponenten im Lichtbogenkanal in eine Richtung senkrecht zur Strömungsrichtung des Gases weisen.

Durch diese Orientierung der LORENTZ-Kraftkomponenten ist die magnetische Behinderung für bewegte Ladungsträger verringert, so dass diese auch aus dem Plasmagenerator LARGE IV ausgebracht werden können.

Die Kombination der veränderten Kaskadenkontur mit der neuen Geometrie des Magnetfeldes des Einzelpermanentmagneten ergibt einen homogeneren Plasmastrahl, als er bisher erzielt werden konnte. Diese wichtige Verbesserung zeigt auch die Temperaturmessung 4mm strömungsabwärts vom Ausgang des Plasmagenerators (Abbildung 91).

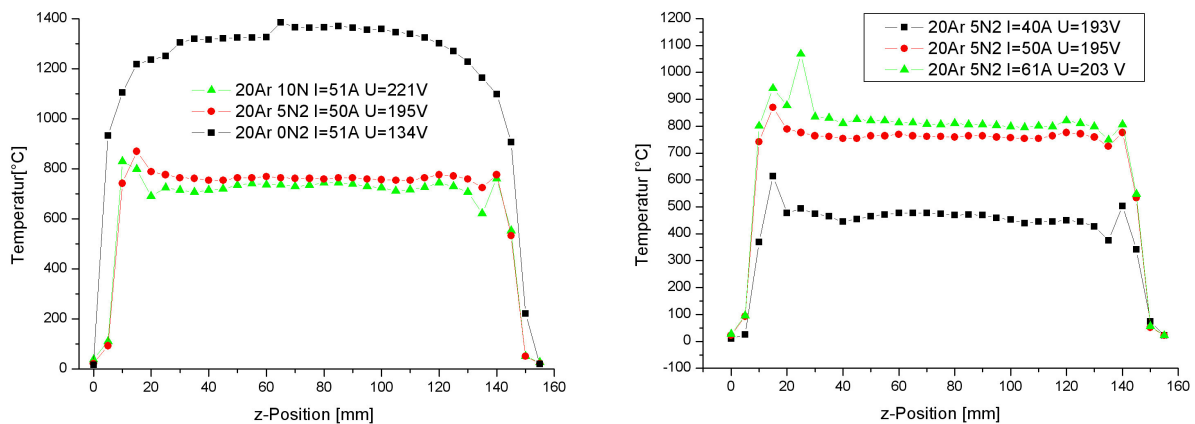


Abbildung 91: Temperaturverteilung im ausströmenden Plasmastrahl des Plasmagenerators LARGE IV bei verschiedenen Betriebsparametern (Messort: 4mm außerhalb der Austrittsöffnung).

An den Temperaturverteilungen im Plasmastrahl des Plasmagenerators LARGE IV fällt im Vergleich zum Plasmastrahl des Plasmagenerators LARGE III-150 folgendes auf:

Im Vergleich zum Plasmagenerator LARGE III-150 sinkt beim Plasmagenerator LARGE IV mit Erhöhung des Molekülgasanteils die Temperatur des austretenden Gases. So sind bei reinem Argonbetrieb ca. 1300 °C, bei 20 slpm Argon mit 10 slpm N₂ jedoch nur ca. 700 °C messbar. Die Ursache liegt in einem abnehmenden Durchmesser des Lichtbogens. Damit vergrößert sich der Abstand des heißen Lichtbogenbereichs von dem vorbeiströmenden Kaltgas und dieses wird weniger stark erwärmt. Eine Steigerung des eingespeisten Stromes führt zu einer Erhöhung der Plasmastrahltemperatur, da durch die Stromzunahme der Lichtbogendurchmesser vergrößert und dadurch das anströmende Kaltgas stärker erwärmt wird.

Im Vergleich der Betriebsparameter, die sich bei gleichen Gasflussmengen in den Plasmageneratoren LARGE III und LARGE IV einstellen, fällt bei Argon die unterschiedliche elektrische Spannung auf, die sich über dem Lichtbogen von 150mm Länge beim Betrieb des Plasmagenerators einstellt.

Tabelle 4 : Vergleich der elektrischen Spannungswerte bei den Plasmageneratoren LARGE III und LARGE IV (Lichtbogenlänge jeweils 160mm)

Gasfluss	Strom [A]	LARGE III -150 Spannung [V]	LARGE IV -150 Spannung [V]
15 slpm Ar	55	101V*	132V*
25 slpm Ar	70	110V	134V*

* Werte schwanken um bis zu +/- 5V, je nach verwendetem Magnetfeld (LARGE III), bzw. je nach Position des Permanentmagneten (LARGE IV).

Die Ursache für die höheren Spannungswerte ist die intensivere Wandstabilisierung des Lichtbogens beim Betrieb des Plasmagenerators LARGE IV im Gegensatz zum Plasmagenerator LARGE III.

Da der Einfluss der Wandstabilisierung beim Plasmagenerator LARGE IV das Temperaturprofil im Lichtbogeninneren bestimmt, bewirkt auch eine Erhöhung des Gasflusses keine signifikante Änderung der sich einstellenden Spannung.

Demgegenüber steigt die Spannung beim Plasmagenerator LARGE III mit Erhöhung des Argongasflusses an, da der Lichtbogen direkt angeströmt wird und mit einer erhöhten Gasflussmenge auch die Kühlung des Lichtbogens und damit die Verminderung der elektrischen Leitfähigkeit zunimmt.

Durch die in diesem Kapitel beschriebenen konstruktiven Veränderungen konnte der Plasmastrahl des Plasmagenerators LARGE IV gegenüber den vorhergehenden Plasmageneratortypen homogenisiert werden (Abbildung 92 im Vergleich zu Abbildung 46).

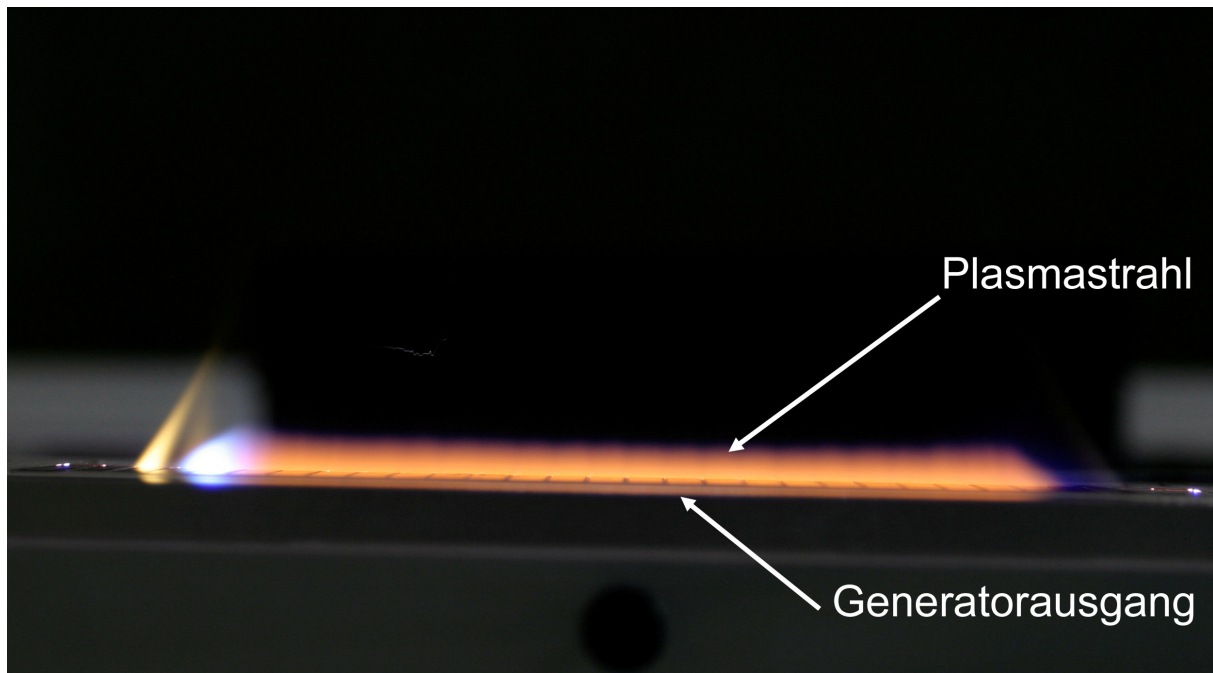


Abbildung 92 : Plasmastrahl des Plasmagenerators LARGE IV (25 slpm Ar, 5 slpm N₂, I=45A, U=185V).

Als Indikator für den Homogenitätsgrad der thermischen Behandlung dient der im Kap. 7.1. vorgestellte „Klebebandtest“ (vgl. Abbildung 54), bei dem die Schwärzungsverteilung auf einem behandelten handelsüblichen Klebeband darüber Auf-

schluss gibt, wie gleichmäßig der Plasmastrahl auf die Oberfläche eingewirkt hat. Das in Abbildung 93 gezeigte Ergebnis des Tests zeigt eine homogene Behandlung der Oberfläche, wie dies auch nach Abbildung 92 zu vermuten war.



Abbildung 93 : Gleichmäßige Schwärzungsverteilung auf dem Klebeband als Nachweis der Homogenität des Plasmastrahls („Klebebandtest“), (20slpm Ar, 4 slpm N₂, I=70A, U=203V, Abstand 8mm) .

Mit dem Ergebnis eines homogenen Plasmastrahls ist eine wesentliche Voraussetzung gegeben, homogenere Behandlungsergebnisse von Oberflächen zu erzielen, als es vor der Entwicklung des LARGE IV möglich war.

Eine Verlängerung des Lichtbogens und damit eine Skalierbarkeit der Plasmaquelle konnte am Plasmageneratortyp LARGE III gezeigt werden: So wurden Plasmaquellen mit einer Schlitzbreite von 300mm und darüber hinaus mit einer Schlitzbreite von 450mm von KIM [KIM] realisiert.

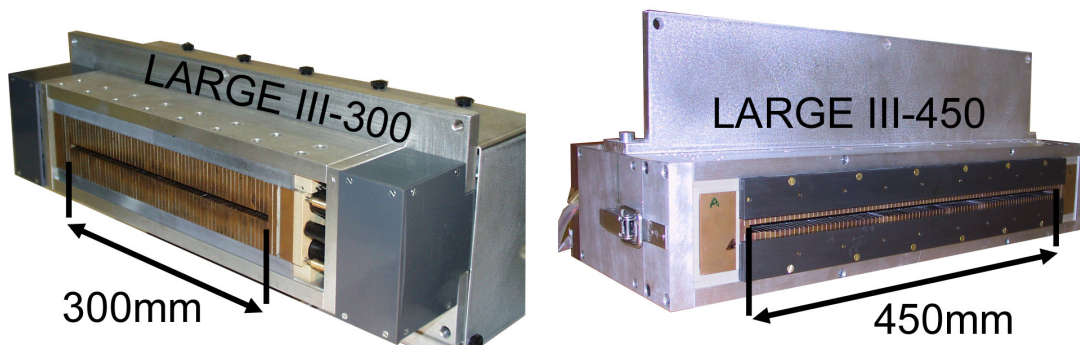


Abbildung 94 : Plasmageneratoren LARGE III mit Austrittsschlitzbreiten von 300mm und 450mm.

Die Zündbarkeit mit der CIPASS Methode (siehe Kap.5.1) sowie der Betrieb erwiesen sich als problemlos.

8 Zusammenfassung

In der Entwicklungsreihe der LARGE (Long Arc GEnerator) Plasma-Breitstrahlgeneratoren ist mit der Version LARGE IV ein Ergebnis erreicht worden, das gegenüber dem vorhergehenden Stand der Technik eine wesentliche Verbesserung darstellt.

Die in der Einleitung der vorliegenden Arbeit beschriebenen Nachteile konventioneller Plasmageneratoren konnten durch den konstruktiven Aufbau und die Funktionsweise des Plasmagenerators LARGE IV behoben werden.

In diesem Generatortyp wird der Lichtbogen zwischen zwei Elektroden, die in einem technisch realisierbaren Abstand bis zu 1 Meter gegenüberliegend angeordnet sind, gezündet und betrieben.

Um einen stationären elektrischen Leistungseintrag zu gewährleisten, wird die Auslenkung und die Änderung der geradlinigen Form des Lichtbogens durch zwei Stabilisierungsmechanismen verhindert:

Wassergekühlte Kupferwände (Wandstabilisierung) und ein durch Permanentmagnete generiertes Magnetfeld (Magnetfeldstabilisierung), das über LORENTZ-Kräfte der Gasströmung entgegenwirkt, ermöglichen eine Fixierung des Lichtbogens bezüglich Position und Form.

Mit dieser Stabilisierung ist ein stationärer Betrieb des Lichtbogens und damit eine zeitlich konstante elektrische Leistungseinkopplung gewährleistet.

Durch die längliche, flache Form des aus dem Plasmagenerator austretenden Plasmastrahls wird eine gleichmäßige Behandlung großer Substratflächen ermöglicht. Der Abstand der Elektroden zueinander und damit die Länge des zwischen diesen Elektroden betriebenen Lichtbogens, der senkrecht mit Plasmagas angeströmt wird, bestimmen die Breite des austretenden Plasmastrahls.

Da die Elektroden mit Inertgas umspült werden, kommen sie mit dem Plasmagas nicht in Kontakt. So kann eine große Vielfalt von Plasmagasen beim Betrieb in dem Plasmagenerator LARGE eingesetzt werden.

Mit der weiterentwickelten Methode CIPASS zur Zündung langer Lichtbögen wurden in der Arbeit Lichtbögen zwischen Elektroden mit Abständen bis 450mm gezündet. Eine weitere Verlängerung dieses Abstandes erscheint aus physikalischen Gründen problemlos.

Eine Grundvoraussetzung, um gleichmäßige Behandlungsergebnisse der zu aktivierenden oder zu beschichtenden Oberfläche zu erreichen, ist die Homogenität des austretenden Plasmastrahls.

In dieser Hinsicht konnten im Laufe der Entwicklung von verschiedenen Plasmageneratortypen wesentliche Verbesserungen erreicht werden.

Um die Homogenität des in den Plasmagenerator einströmenden Gases auch im weiteren Verlauf des Plasmakanals zu gewährleisten, wurde dieser unter strömungstechnischen Gesichtspunkten neu gestaltet.

In der Plasmagenerator-Version LARGE IV wird im Gegensatz zu den vorhergehenden Plasmageneratoren der Lichtbogen nicht im Zentrum des Plasmakanals, son-

dern seitlich in einer separaten Längsnut mit halbkreisförmigem Querschnitt fixiert und betrieben.

Dadurch wird eine optimale Wandstabilisierung des Lichtbogens gewährleistet. Das Plasmagas wird tangential an dem Lichtbogen vorbeigeführt.

Damit werden zwei Probleme bisheriger Plasmageneratoren vom Typ LARGE beseitigt:

Zum einen erzeugte in den früheren Plasmageneratoren ein äußeres Magnetfeld im Lichtbogen Gasströmungen in Form eines Doppelwirbels, der sich negativ auf die Strömung und Aufheizung des Plasmagases auswirkte.

Zum anderen wurden durch die zentrale Anströmung des Lichtbogens mit Kaltgas in Verbindung mit magnetischen Kräften Wendelbewegungen des Lichtbogens erzeugt. Diese Wendelbewegungen führten zu sich örtlich und zeitlich ändernden Strukturen des Plasmastrahls.

In der aktuellen Plasmagenerator-Version LARGE IV werden durch die Stabilisierung des Lichtbogens in einem eigenen Lichtbogenkanal und durch seine tangentiale Anströmung mit Kaltgas die bislang aufgetretenen Wendelbewegungen abgeschwächt. Damit entfällt die letzte gravierende Ursache für Inhomogenitäten im erzeugten Plasmastrahl.

Mit der Realisierung des Plasmageneratortyps LARGE IV konnte ein Entwicklungsstand erreicht werden, der unter anderem durch die folgenden Eigenschaften gekennzeichnet ist:

- Erzeugung eines homogenen Plasmastrahls
- Verwendbarkeit einer Vielzahl, teilweise auch aggressiver Gase
- Skalierbarkeit der Generatorlänge und damit der Plasmastrahlbreite.
- Zündmöglichkeit des Lichtbogens ohne Begrenzung durch die Generatorlänge

Die aufgeführten Eigenschaften erlauben den Einsatz der DC-Lichtbogen Technologie für eine Reihe wirtschaftlich bedeutender Anwendungen im Bereich der Modifikation technischer Oberflächen.

Als einige Beispiele seien CVD Anwendungen verschiedenster Art, plasmachemische Oberflächenprozesse und die Veränderung der Oberflächenspannung von Kunststoffsubstraten zum Zweck der Bedruckung, Verklebung und anderer Weiterverarbeitung genannt.

Als in Zukunft realisierbar erscheint auch der Einsatz als Werkzeug für Entkeimungs- und Sterilisationsvorgänge sowie die Zufuhr von Partikeln im Submikrometer Größenbereich, die im Plasmastrahl aufgeschmolzen werden und beim Auftreffen auf die Substratoberfläche dort eine Schicht mit gewünschten technischen Funktionseigenschaften bilden.

9 Anhang

9.1 Übersicht über verwendete Symbole

\bar{A}	Vektorpotential
A	Materialkonstante [V/mPa]
A	Fläche [m ²]
\bar{B}	magnetische Flussdichte [T]
B	Materialkonstante [V/mPa]
B_x, B_y, B_z	Komponenten der magnetischen Flussdichte [T]
C	RICHARDSON-Konstante [A/m ² K ²]
c_p	spezifische Wärme [J/kg K]
\bar{D}	dielektrische Verschiebung [C/m ²]
d	Distanz [m]
\bar{E}	elektrische Feldstärke [V/m]
e	Elementarladung $1.602177 \cdot 10^{-19}$ [C]
\bar{F}_L	LORENTZ-Kraft [N]
\bar{f}_L	LORENTZ-Kraftdichte [N/m ³]
f	Frequenz [1/s]
G	elektrischer Leitwert [S]
\bar{H}	magnetische Feldstärke [A/m]
h	PLANCK-Konstante $6.62607 \cdot 10^{-34}$ [Js]
h_{Gas}	Enthalpie des Gases [J/kg]
I	elektrischer Strom [A]
\bar{J}_M	magnetische Polarisation [T]
\bar{j}	Stromdichte [A/m ²]
k	BOLTZMANN-Konstante $1.380658 \cdot 10^{-23}$ [J/K]
L	charakteristische Länge [m]
l_{ei}, l_{e0}	mittlere freie Weglänge zwischen zwei aufeinanderfolgenden Stößen eines Elektrons mit Ionen bzw. mit Neutralteilchen [m]
m_e	Ruhemasse des Elektrons $9.1093897 \cdot 10^{-37}$ [kg]
$\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}$	Massendurchfluss von Wasser [kg/s]
n_e, n_i, n_0	Teilchendichten der Elektronen, der Ionen und der Neutralteilchen [1/m ⁻³]
n_{ges}	Gesamt - Teilchendichte [1/m ⁻³]
\bar{P}	elektrische Polarisation [C/m ²]
P_{el}, P_v	elektrische Leistung, Verlustleistung [W]
p	Druck [Pa]
\dot{Q}	Volumenfluss [m ³ /s]
q_e	Ladung des Elektrons $-1.602177 \cdot 10^{-19}$ [C]
q_w	Wärmestromdichte [W/m ²]
Re	REYNOLDS-Zahl

9. Anhang

r, \tilde{r}	differentieller elektrischer Widerstand im stationären bzw. dynamischen Bereich $[\Omega]$
r_e, r_0	Radien der Stossquerschnitte von Elektronen und Neutralteilchen [m]
t	Zeit [s]
T	Temperatur [K]
T_e, T_i	Temperaturen der Elektronen und der Ionen [K]
T_{SM}	Schmelztemperatur [K]
U	elektrische Spannung [V]
$\langle \bar{u}_e \rangle$	Driftgeschwindigkeit der Elektronen [m/s]
$\langle \bar{v}_e \rangle$	mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen [m/s]
$\langle \bar{v}_i \rangle$	mittlere thermische Geschwindigkeit der Ionen [m/s]
$\langle \bar{v}_0 \rangle$	mittlere thermische Geschwindigkeit der Neutralteilchen [m/s]
V	Volumen $[m^3]$
W_A	Austrittsarbeit [eV]
Z_i, Z_0	Zustandssumme der Ionen und der Neutralteilchen
α	1.TOWNSEND-Koeffizient
γ	2.TOWNSEND-Koeffizient
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante $8.854 \cdot 10^{-12} [C/Vm]$
η	dynamische Viskosität [Pa s]
η_{ei}, η_{e0}	Stosshäufigkeiten zwischen Elektronen und Ionen bzw. zwischen Elektronen und Neutralteilchen [1/s]
κ	elektrische Leitfähigkeit [S/m]
λ	Wärmeleitfähigkeit [W/mK]
μ	Gesamtzahl der ausgelösten Sekundärelektronen
μ_e	Beweglichkeit des Elektrons $[As^2/kg]$
μ_0	Permeabilitätskonstante $1.257 \cdot 10^{-6} [Vs/Am]$
μ_r	relative Permeabilität
ξ	Ionisationsgrad
ρ	Dichte $[kg/m^3]$
σ_{ei}, σ_{e0}	Stossquerschnitte zwischen Elektronen und Ionen bzw. zwischen Elektronen und Neutralteilchen $[m^2]$
τ	Scherspannung [Pa]
Ω_{20}	spezifischer elektrischer Widerstand bei 20 °C $[\Omega]$

9.2 Literaturverzeichnis

- [AND] D.G. Andernach, „Theoretische und Experimentelle Untersuchungen an einem Wand- und Magnetfeldstabilisierten Lichtbogen in N₂“, Dissertation, TU-München,1981.
- [ANS] ANSYS, Produktbegleitende Dokumentation, Kapitel 7, „Fluid Flow“ .
 [ATI] Präsentation im Internet , Quelle:
http://www.ati.ac.at/~amedphys/04_Elektronen%20und%20Ionenquelle_n.pdf
- [BMB] M.Koppers, E.Theophile, „umweltgerechtes Verfahren zur Folienbehandlung und Folienkaschierung im Atmosphärenplasma“, BMBF – gefördertes Projekt, öffentlicher Endbericht, 2006.
- [BOU] M.Boulos, P.Fauchais, E.Pfender, „Thermal Plasmas - Fundamentals and applications“.
- [BUS] G.Busz und W.Finkelburg, „Thermische Lichtbögen hoher Temperatur und niedriger Brennspannung“, Zeitschrift für Physik, Bd 139,S.212-225, 1954.
- [BUS2] G.Busz, W.Finkelburg, „Abhängigkeit des Anodenfalls von Stromstärke und Bogenlänge bei Hochtemperaturlichtbögen“. Z.f. Physik, Bd140, S.540-546.
- [DRA] T.Drabek, „Numerische Simulation der turbulenten Strömung in ebenen Diffusoren“, Diplomarbeit, TU Wien,2001.
- [EGT] Produktdatenblatt des Zündgerätes Typ Sig3.3, EGT Industrieelektronik.
- [FDI] Müller, Nau, http://www.fachwissen-dichtungstechnik.de/PDF%20Stand%2004_05/Kapitel04_04_05.pdf.
- [FOR] G.Forster, „Bestimmung von Parametern thermischer Plasmen mittels Thomsonstreuung“, Dissertation, UniBw München,1995.
- [GOOD] Datenblatt Firma „Goodfellow“ Quelle:
<http://www.goodfellow.com/csp/active/static/G/Wolfram.HTML>
- [GER] K.Gersten: „Einführung in die Strömungsmechanik“,Vieweg Verlag, 1992.
- [GRE] Grey, Jacobs, Sherman, „Calorimetric Probe for the measurement of extremely high temperatures“, The review of scientific instruments, vol33, Nr 7,1962.
- [HAR] R. Hartmann, „Entwicklung eines Breitstrahl Plasmabrenners zur Behandlung planarer Oberflächen“, Dissertation, April 2000.
- [HES] H.Hess: „Der elektrische Durchschlag in Gasen“,1976,Akademie Verlag.
- [HON] Honeywell, Datenblatt AWM3300
- [HOP] V.Hopfe,K.Landes, E.Theophile, et al., „Linear extended ArcJet- CVD - a new PECVD Approach for continuous wide area coating under atmospheric pressure“, Chemical Vapour Deposition, Vol. 11, December 2005.
- [HUD] R.Huddlestone, S.Leonard, „Plasma diagnostic techniques“, Academic press, 1965.

- [HTM] Produktdatenblatt, Keramische Sonderwerkstoffe, HTM Reetz, 2004.
- [IBS] Produktdatenblatt der Firma IBS Magne, Berlin : „Magnetismus, Werkstoffe und Systeme“.
- [IXY] Produktdatenblatt zum IGBT IXSH 45N120.
- [KIM] BMBF gefördertes Projekt zwischen der Firma WIPAK, Walsrode, und der Universität der Bundeswehr, FKZ, Projektleiter Dr. Kim.
- [KUC] Kuchling, „Taschenbuch Physik“, Verlag Harri Deutsch, 1991
- [MAE] Finkelnburg und Maecker, „Elektrische Bögen und thermisches Plasma“, Handbuch der Physik, Springer Verlag 1956.
- [MAE2] H.Maecker, „Principles of arc motion and displacement“, Proceedings of the IEEE, Vol.59,No4, April 1971.
- [MAR] Dr. H.Marchandise, „Plasmatechnologie, Grundlagen und Anwendung“, DVS-Berichte Band 8,1969.
- [MEN] J.Mentel, „Untersuchung der Wendelinstabilität an einem wandstabilisierten Wasserstoffbogen“, Z.Naturforschung 26a, 526-538, 1971.
- [MIE] Mierdel: „Was ist Plasma“ – Aulis Verlag Deubner, Köln, 1974.
- [OLY] Olympus, „Gebrauchsanweisung, Encore MAC PCI Motion Analysis Camera“, 1999.
- [PAY] R.Payling, P.Larkins, „Optical emission lines of the elements“, Wiley Verlag, 2000.
- [PFE] Capetti, Pfender, „Probe measurements in Argon plasma jets operated in ambient Argon“, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 9, Nr.2, 1989. [PRA] O. Prause, „Der Einfluss von elektronenemissionsfördernden Dotierungen auf Herstellung und Anwendung von Wolframelektroden“, Fortschritt Berichte VDI, Reihe 5, Nr.470
- [PRO] Proscan, Datenblatt und Bedienungsanleitung des Spektrographen.
- [PROJ] Project Elektronik „Bedienungsanleitung Digitales Teslameter FM210“, Juli 2004.
- [RAH] Rahmane, Soucy, Boulos, „Enthalpy Probe calibration and Measurements under Plasma conditions“, VDI Berichte Nr.1166, 1995.S.155.
- [RIE] W.Rieder: „Plasma und Lichtbogen“, Kleines Lehrbuch der Elektrotechnik, 1967.
- [ROS] H.Rosenbauer, „Messung der durch ein Quermagnetfeld erzeugten Gasströmung in einem wandstabilisierten Niederstrombogen“, Dissertation, Technische Universität München, 1970.
- [SAU] K.Sauter, „Das Temperatur- und Strömungsfeld in einem wandstabilisierten magnetisch abgelenkten Bogen“ Z. Naturforschung A, vol24,1969,p.1694.
- [SEB] N. Sebald, „Experimentelle Bestimmung des Temperatur- und Strömungsfeldes im stationären, quer angeströmten N2 Bogen“, Dissertation, TU-München.
- [SEE] G.Seeger, „Theorie der Strömungsfelder in magnetisch ausgelenkten wandstabilisierten Bögen“, Z. angew. Physik, 29.Bd.Heft 6,1970.
- [SEI] Seidel, Wagner, „Allgemeine Elektrotechnik, Band.1“, Carl Hauser Verlag, 1992.
- [TAZ] Werkstoffbestimmung der Firma TAZ GmbH, Applikationsnummer 9200505, Mai 2004.
- [TEK] Tekna Plasma Systems, Handbuch Enthalpiesonde.

- [THE] Theophile, Dzulko, Landes, „Entwicklung eines Breitstrahl-Plasmagenerators zur Behandlung von planaren Oberflächen.“, IX Workshop Plasmatechnik, Ilmenau, 2001.
- [THE2] E.Theophile, F.Gitzhofer, M.I.Boulos, „Supersonic Induction plasma spraying of yttria stabilized zirconia for solid oxide fuel cells“, 14th International symposium on plasma chemistry, Prag, 1999, S.2145-2148.
- [THE3] E.Theophile, Landes, Dzulko, Kim, Hopfe, Mäder, Rogler et al, “Development of a novel DC plasma source for coating and surface modification under atmospheric pressure.”, ASM, 3rd Surface engineering congress, Florida, April,2004.
- [VAC] Selten- Erd- Dauermagnete, Vacodym, Vacomax, Produktdatenblatt Firma VAC (Vacuumschmelze), Ausgabe 2002.
- [VDI] VDI, „Evaluierung Plasmatechnik“, September 2004.