

# **Analyse, Optimierung und Entwicklung von Mikrowellen-angeregten Plasmaquellen mittels numerischer Simulation**

**Vom Fachbereich Elektrotechnik,  
Informationstechnik und Medientechnik  
der Bergischen Universität Wuppertal  
genehmigte**

## **Dissertation**

**zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktor-Ingenieurs**

**von**

**Dipl.-Ing. Sebastian Kytzia**

**Hamburg 2009**

Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. mult. Jürgen Engemann

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. habil. Uwe Schumacher

Tag der mündlichen Prüfung: 30. Januar 2009

Die Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20090642

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20090642>]

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>6</b>
<b>1 Vorwort</b>	<b>7</b>
1.1 Einleitung . . . . .	7
1.2 Motivation . . . . .	10
1.3 Aufbau der Arbeit . . . . .	12
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>14</b>
2.1 Plasmatechnik . . . . .	14
2.1.1 Komplexe Konduktivität, Permittivität und Brechungsindex des Plasmas . . . . .	14
2.1.2 Wellengrößen des Plasmas . . . . .	17
2.1.3 Leistungabsorption des Plasmas . . . . .	18
2.1.4 Betriebsphasen von Plasmaquellen . . . . .	19
2.1.5 Oberflächenwellen auf Plasmen . . . . .	22
2.2 Mikrowellentechnik . . . . .	24
2.2.1 Streuparameter . . . . .	24
2.2.2 Eigenschaften von Resonatoren . . . . .	25
2.3 Numerische Simulation . . . . .	27
2.3.1 Numerische Berechnungsverfahren . . . . .	27
2.3.2 Numerische FI-Methode . . . . .	28

<b>3</b>	<b>Plasmaquellen mit Schlitzantennen-Prinzip</b>	<b>33</b>
3.1	Materialien von Mikrowellen-angeregten Plasmaquellen . . . . .	33
3.2	Das SLAN-Prinzip . . . . .	34
3.3	Optimierungsmöglichkeiten einer $\mu$ SLAN . . . . .	36
3.3.1	2-Schlitz-Design . . . . .	36
3.3.2	Optimierung des Innenzylinders zur Plasmasäule . . . . .	39
3.3.3	Optimierung für Zünd- und Plasmaphase . . . . .	39
3.4	Anpassungsnetzwerke für MWPQ . . . . .	42
3.4.1	Anpassungsnetzwerk der SLAN-Familie . . . . .	42
3.4.2	Anpassungsnetzwerk mit E-H-Tuner . . . . .	45
3.4.3	Anpassungsnetzwerk mit 3-Stab-Tuner . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Das Einblockmodell</b>	<b>49</b>
4.1	Einblockmodell . . . . .	49
4.2	Plasmaparameterstudie . . . . .	49
4.3	Leistungsbilanz . . . . .	51
4.4	Plasmasäulenwachstum und Versatz . . . . .	52
4.5	Stationäre und gepulste Plasmen . . . . .	57
4.6	Frequenz- und Druckbereiche . . . . .	58
<b>5</b>	<b>MWPQ für Hochtemperatur-Anwendungen</b>	<b>59</b>
5.1	Übersicht . . . . .	59
5.2	Eigenschaften des Prozesses . . . . .	59
5.3	Vorüberlegungen für Quelle 2 . . . . .	61
5.4	Numerisches Iterationsverfahren für Quelle 2 . . . . .	62
5.5	Vergleich Zündphase: Quelle 1 und 2 . . . . .	63
5.6	Vergleich Plasmaphase: Quelle 1 und 2 . . . . .	65
5.7	Messtechnische Charakterisierung der Quelle 2 . . . . .	69
5.7.1	Langmuir-Sondenmessungen . . . . .	69
5.7.1.1	Einzel-Langmuir-Sondenmessungen . . . . .	69

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	3
5.7.1.2 Doppel-Langmuir-Sondenmessungen . . . . .	76
5.7.2 Infrarotthermographie . . . . .	79
5.8 Optimierung der Quelle 2 zur Quelle 3 . . . . .	86
5.8.1 Analyse der Quelle 2 . . . . .	86
5.8.2 Vorgaben zur Quelle 3 . . . . .	87
5.8.3 Entkopplung von Ringresonator und Rechteckhohlleiter . . . . .	87
5.8.4 Vorüberlegungen Quelle 3 . . . . .	88
5.8.5 Numerisches Iterationsverfahren für Quelle 3 . . . . .	89
5.8.6 Vergleich Zündphase: Quelle 2 und Quelle 3 . . . . .	90
5.8.7 Vergleich Plasmaphase: Quelle 2 und Quelle 3 . . . . .	94
5.8.8 Automatisierbarkeit . . . . .	101
5.9 Zusammenfassung . . . . .	101
<b>6 Analyse einer MW-Plasmaquelle für Ätzprozesse</b>	<b>103</b>
6.1 Übersicht . . . . .	103
6.2 Eigenschaften des Prozesses . . . . .	103
6.3 Messtechnische Charakterisierung der Quelle . . . . .	104
6.3.1 Langmuir-Einzelsondenmessungen, axial und azimuthal . . . . .	104
6.3.2 Infrarotthermographie . . . . .	107
6.4 Zündphase der Quelle . . . . .	108
6.5 Prozessparameter in der Simulation . . . . .	110
6.6 Plasmaphase der Quelle . . . . .	113
6.7 Zusammenfassung . . . . .	117
<b>7 Schlussbetrachtung</b>	<b>119</b>
<b>Anhang A: Berechnung der Plasmaparameter</b>	<b>122</b>
<b>Anhang B: Berechnung der absorbierten Leistung des Plasmas</b>	<b>124</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>133</b>

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	4
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>138</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>139</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>140</b>
<b>Danksagung</b>	<b>148</b>

# Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Analyse, Optimierung und Entwicklung von Mikrowellen-Plasmaquellen (MWPQ) durch numerische Feldberechnung beschrieben. Im Vordergrund steht dabei die systematische Entwicklung von Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen mit stark überkritischen Plasmen. Diese Plasmen absorbieren nicht nur, sondern weisen auch wesentliche Reflexionen auf, sodass eine Berücksichtigung des Plasmas in der Entwicklung unabkömmlich ist, um eine effiziente Leistungseinkopplung bei stabilem Betriebsverhalten zu erzielen. Mit dem präferierten, globalen, aber ingenieurmäßigen Ansatz des Einblockmodells, basierend auf der Drude-Dispersion mit einer Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz, können solche speziellen Anforderungen unter Vorgabe der Plasmaparameter bereits in der Entwicklung berücksichtigt werden. Die Stoßfrequenz ergibt sich je nach Applikation einerseits durch die Erkenntnis von Erfahrungswerten oder andererseits durch die Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz im Spektrum, wobei letzteres auch für die Plasmakreisfrequenz zutrifft. Durch die realitätsnahen Ergebnisse ist sogar die inverse Betrachtung gegeben, die somit eine indirekte numerische Bestimmung der Plasmaparameter zulässt, insbesondere dort, wo diagnostische Mittel keinen Zugang zum Plasma haben. Die Verifizierung dieses Modellansatzes erfolgt an einer auf empirischer Basis weiterentwickelten  $\mu$ SLAN, die für Hochtemperatur PCVD Prozesse eingesetzt werden sollte. Diese Quelle verursachte einerseits eine schlechte Initialzündung des Plasmas und andererseits eine plastische Verformung des Substrates (Quarzglas, Hot Spots) bei hohen Leistungsdichten in der Plasmaphase. Erst durch die zielgerichtete Anwendung von Designkriterien und dem Einblockmodell konnte eine Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquelle, die nach dem SLAN-Prinzip arbeitet, für Prozesstemperaturen oberhalb von  $1000^{\circ}\text{C}$  entwickelt werden. Die so optimierte Quelle verfügte in der Zündphase über eine wesentlich höhere Zündfeldstärke (Faktor 3), und durch die Homogenisierung der Feldverteilung um das Substrat (Quarzglas) konnte die plastische Verformung in der Plasmaphase bei gleichzeitig höheren Plasmadichten unterbunden werden. Weiterhin erzeugte die Quelle im Betrieb ein stabiles und homogenes Sauerstoffplasma, sodass eine Prozessentwicklung ermöglicht werden konnte. Die Überprüfung der Plasmaparameter im Einblockmodell erfolgte anhand eines äquivalenten Laborprozesses durch Langmuirsonden-Messungen.

Da das Einblockmodell grundsätzlich die Plasmaparameter am Quarzglas repräsentiert, konnte gezeigt werden, dass unter Beachtung der Elektronegativität sowie der axialen und radialen Abhängigkeiten die Modellparameter ( $n_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \text{ eV}$ ) dem Plasmaprozess ( $n_e \approx 1,37 - 1,97 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 3,5 \text{ eV}$ ) in hervorragender Weise entsprachen. Hierdurch entstanden sehr gute Übereinstimmungen der Feldverteilung aus der Simulation mit CCD-Bildern des Plasmas und dessen Intensität, die auch mit Differenzbildern der Thermographie und den daraus entstehenden Temperaturprofilen übereinstimmen. Die Thermographie zeigte weiterhin, dass die verwendeten Gastemperaturen, die zur Auswertung der Langmuirsondenmessungen angesetzt wurden, mit den thermographierten Absolutwerten der Quarzglas temperatur zusammenhängen. Die Erkenntnisse konnten ebenso auf eine Ätzquelle für 200 mm Wafer angewendet werden. Insbesondere konnten die durch Langmuirsondenmessungen ermittelten globalen und lokalen Variationen in der Elektronendichte  $n_e$  und Elektronentemperatur  $T_e$  durch das Einblockmodell im Ansatz erklärt werden. Die auf Basis des Einblockmodells berechneten kartesischen Feldwerte zeigen eine Korrelation auf globaler Ebene zwischen Elektronentemperatur  $T_e$  und Normalkomponente  $E_n$  des elektrischen Feldes am Quarzzyylinder im Großteil der Bereiche. Die globale sinusförmige Modulation der Elektronendichte  $n_e$  konnte mit Einbringen eines Versatzes des Quarzzyinders ebenso erkannt werden, sodass eine Korrelation der Elektronendichte  $n_e$  mit dem Absolutwert  $E_{abs}$  des elektrischen Feldes entstand. Zur industriellen Übertragbarkeit dieser Ergebnisse erfolgten die numerischen Berechnungen mit dem kommerziell erhältlichen Software Tool Microwave Studio von CST, das auf der FI-Methode (Finite Integral Methode) basiert.



# Kapitel 1

## Vorwort

### 1.1 Einleitung

Die Plasmatechnologie ist heute in einer Vielzahl von industriellen Prozessen die entscheidene Schlüsseltechnologie, wodurch das Interesse an dieser Technik im breitbandigen Maßstab für industrielle Anwendungen stark anwächst. Daher wird die Anwendbarkeit und Übertragbarkeit dieser Technologie in vielen unterschiedlichen Bereichen überprüft. Dabei steht jedoch an vorderster Stelle die Reproduzierbarkeit sowie Zuverlässigkeit eines solchen Prozesses zum Nutzen im industriellen Maßstab. Eine Entscheidung zur Umsetzung und Anwendung eines Plasmaprozesses ist jedoch endgültig von der Rentabilität und den Kosten abhängig.

Es gibt vielfältige Möglichkeiten zur Behandlung von Werkstücken, wie z.B. die Oberfläche aktivieren, polieren, aufräuen oder beschichten, um u.a. die Oberflächenenergie zu modifizieren (Hydrophilierung oder Hydrophobierung) oder sie gegen Rost zu schützen (Korrosionsschutz). Beim Beschichten reicht das Spektrum vom Lackieren mit Schichtdicken im mm-Bereich bis zu Abscheidungen aus der Gasphase (CVD und PVD) mit Schichtdicken von einigen Monolagen. Die für die Schichtbildung notwendige Energie kann mit Hilfe von Plasmen zugeführt werden, sodass die plasmaunterstützte Abscheidung aus der Gasphase (PECVD) möglich ist, die insbesondere in der Dünnschichttechnologie an Bedeutung gewonnen hat, wie z.B. Halbleitertechnik, Kommunikationstechnik, Medizin und Barrieretechnologie. Eine essentielle Voraussetzung für solche Depositionsprozesse ist die dem jeweiligen Anwendungsfall entsprechende Schichtqualität. Die häufig geforderten Schichteigenschaften wie Härte, Oberflächenenergie, Reibungskoeffizient oder Leitfähigkeit sind ausschließlich mit Plasmaprozessen, die im Vakuum stattfinden, erzielbar. Darüber hinaus sind hohe Depositionsraten, die im allgemeinen mit hohen Plasmadichten verbunden sind und die über die Energieeinkopplung in ein Plasma erzielt werden, notwendig.

Die Energieeinkopplung kann über Radiofrequenz- und Mikrowellen erfolgen, wobei die Mikrowellen-Plasmen jedoch wesentlich höhere Depositionsraten bei sonst gleichen

Bedingungen erreichen [80] [81] [82] [83]. Weiterhin konnte in [82] beobachtet werden, dass der Gehalt an Ionen und Elektronen bei gleicher eingebrachter Leistung mit steigender Frequenz ebenfalls ansteigt. In [83] und [81] wird über Ionisierungsgrade von  $10^{-3}$  bis  $10^{-1}$  und Elektronendichten in der Größenordnung von  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  berichtet, während in Radiofrequenz-Plasmen allenfalls ein Ionisierungsgrad von  $10^{-6}$  bis  $10^{-4}$  [81] [84] und eine Elektronendichte von  $10^{15}$  bis  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  [84] erreicht wird. Darüber hinaus bietet die Erzeugung von Plasmen durch Mikrowellen weitergehende nachfolgend aufgelistete Vorteile.

- Preiswerte Strahlungserzeugung durch Magnetrons, insbesondere bei 2,45 GHz.
- Leichte Energieeinkopplung durch einfache und robuste Anpassungsnetzwerke.
- Mit Ausnutzung von Resonanzen im Quellendesign ist eine leichte Zündbarkeit über weite Druckbereiche realisierbar.
- Die höhere mittlere Elektronentemperatur ergibt relativ hohe Ionisations- und Dissoziationsgrade. Dadurch sind zahlreich angeregte Spezies und Radikale vorhanden, die für eine hohe chemische Aktivität sorgen.
- Keine Oberflächenschädigung und Sputter-Kontaminationen durch Raumladungszonen mit hohem Potentialgefälle.
- Effiziente Beeinflussung von Elektronentemperatur, Dichte und Plasmachemie bei gepulsten Mikrowellen.
- Steuerbarkeit der thermischen Belastung von Substraten bei gepulsten Plasmen.
- Stabiler Betrieb über einen großen Druck- und Arbeitsgasbereich, bei geringen Drücken vorzugsweise im ECR-Modus.
- Keine kontaminierenden Elektroden nötig.
- Hochskalierbarkeit zu großvolumigen / großflächigen Plasmen mit homogener Dichteverteilung.

Die hier aufgeführten Vorteile zur Erzeugung von Plasmen durch Mikrowellen macht diese insbesondere dort interessant, wo hohe Depositionsraten mit einer effizienten Bilanz von Leistung/Kosten gefordert ist. Um die geforderte Stabilität und Zuverlässigkeit eines Plasmaprozesses zu erhalten, ist ein optimales Quellendesign in der Gesamtheit der geometrischen Abmessungen für den jeweiligen Anwendungsfall notwendig. Es stellt sich jedoch gegenwärtig so dar, dass die existierenden Mikrowellen-Plasmaquellen (MWPQ) das Ergebnis von intuitiven iterativen Entwicklungen (Trial and Error-Prinzip) sind. Diese Quellen basieren darauf, dass ein erster Prototyp geschaffen wird, der erprobt und mit diagnostischen Mitteln verifiziert werden muss. Solche MWPQ sind in ihren Zusammenhängen und Abhängigkeiten oft nicht vollständig verstanden, sodass Kaltvermessungen vorgenommen werden, die jedoch das Plasma nicht beinhalten. Da aber die

Zündphase sich signifikant von der Plasmaphase bei stets unterschiedlichen Plasmaparametern unterscheidet, kann kein direkter Rückschluss von den Kaltmessungen auf die zu realisierende Plasmaphase erfolgen. Um die in der Plasmaphase entstehenden Plasmaparameter zu erfassen, können diagnostische Mittel direkt oder indirekt herangezogen werden. Jedoch gibt es Applikationen, die einen Zugang zum Plasma nicht ermöglichen und somit vielfach die resultierenden Plasmaparameter unbekannt bleiben. Die Erkenntnisse zur Verbesserung/Optimierung der aus den Untersuchungen resultierenden Ergebnisse fließen in weitere nachfolgende Quellenvarianten ein, die wiederum zu verifizieren sind. Bedingt durch diese Vorgehensweise entsteht eine Vielzahl an Quellenvarianten, bei der jede Variante unterschiedliches Betriebsverhalten oder Quelleneffekte (z.B. Modensprünge, Plasmainhomogenitäten) aufzeigen kann. Quelleneffekte entziehen sich dabei der intuitiven Vorstellung beim Quellendesign und lassen sich nur schwer einschätzen. Die endgültige Quellenvariante ist letztendlich ein Kompromiss, der unter begrenzter Entwicklungszeit entsteht und somit zu einer suboptimalen MWPQ führen kann. Es wird hier bereits offensichtlich, dass eine gezielte Dimensionierung einer MWPQ mit Einbezug des Plasmas auf besondere Anforderungen schwierig ist, bzw. sich der Systematik entzieht.

Die Dimensionierung von MWPQ's soll weiter unterschieden werden. Es gibt Anwendungen, bei denen das Plasma im unter- bis leicht überkritischen Bereich betrieben wird, sodass das Plasma selbst weitestgehend eine absorbierende Last darstellt. D.h. die durch das Plasma entstehenden Reflexionen sind gering und können in den meisten Fällen vernachlässigt werden. Die Situation ändert sich jedoch deutlich bei stark überkritischen Plasmen, die insbesondere bei Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen vorliegen. Diese Plasmen reflektieren, sodass im Quellendesign die Berücksichtigung des Plasmas selbst unabkömmlich ist. Erst mit der Berücksichtigung des Plasmas kann eine gezielte Leistungseinkopplung zur Erzielung hochdichter Plasmen sowie ein stabiler Betrieb in der Plasmaphase gewährleistet werden. Diesen Anforderungen steht aber noch die einfache breitbandige Zündung des Plasmas gegenüber, die in einem anderen Arbeitspunkt der Quelle liegt. Um alle diese Anforderungen gleichzeitig zu erfüllen, ist ein Kompromiss zwischen diesen beiden Betriebsphasen notwendig, der auf intuitivem Wege nicht lösbar ist, da hierfür unterschiedliche geometrische Abmessungen im Quellendesign notwendig wären.

Die „Trial and Error“ Vorgehensweise entzieht sich somit einer zielgerichteten Entwicklung und ermöglicht auch nicht den Einblick in die elektromagnetische Feldverteilung, die jedoch signifikanten Einfluss auf einen Plasmaprozess nimmt. Daher ist die numerische Feldberechnung als Hilfsmittel zur Entwicklung ein entscheidender Vorteilsträger, um im Zuge immer kürzerer Produktzyklen eine Zeitersparnis aufgrund der verminderten Anzahl von Prototypen zu erhalten. Der Einsatz von numerischen Berechnungsverfahren ist gerechtfertigt und bietet somit nachfolgende Vorteile:

- Verkürzung der Entwicklungszeit
- Reduzierung der Entwicklungskosten

- Tieferes Verständnis von Prozessabläufen
- Bessere Ausschöpfung von Optimierungsmöglichkeiten

Bedingt durch die Komplexität eines Plasmas existieren aber gegenwärtig keine numerischen Codes (3D), die eine selbstkonsistente Berechnung von MWPQ zulassen. Wollte man diese Aufgabe lösen, wäre für die dreidimensionale selbstkonsistente Berechnung eines Mikrowellenplasmas die Berechnung der 3D-Transport-Gleichungen, Poisson-Gleichungen sowie ein Großteil an Wechselwirkungsquerschnitten (prozessspezifisch) notwendig, die noch mit der Gasdynamik und den damit verbundenen thermischen Effekten gekoppelt werden müssten. Es zeigt sich somit, dass eine wissenschaftlich korrekte Vorhersage des Plasmaprozesses im Quellendesign aufgrund der Komplexität, des Zeitaufwands und des Bedarfs der für technologisch interessante Gasgemische notwendigen Wechselwirkungsquerschnitte nicht systematisch und praktikabel umsetzbar ist. Es wird somit offensichtlich, dass gegenwärtig kein praktikabler ingenieurmäßiger Ansatz vorliegt, der eine zielgerichtete Entwicklung einer Mikrowellen-Plasmaquelle zulässt.

## 1.2 Motivation

Es zeigt sich nach den oberen Ausführungen, dass Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen besondere Anforderungen an das Quellendesign stellen, insbesondere dann, wenn Prozesstemperaturen oberhalb von  $1000^{\circ}\text{C}$  gefordert sind. Bei solchen Applikationen sind die technischen Anforderungen sehr komplex, was im einzelnen bedeutet:

- Einwandfreie Zündung des Sauerstoffplasmas sowie stabiler Betrieb eines Niederdruck-Nichtgleichgewichtsplasmas bei Temperaturen oberhalb von  $1000^{\circ}\text{C}$ .
- Erzielung hoher homogener Plasmadichten bei gleichzeitiger Vermeidung plastischer Verformungen des Substrates (Quarzglas) im Dauerbetrieb.
- Realisierung einer breitbandigen effizienten Leistungseinkopplung.
- Kompaktes zylindrisches Quellendesign zur Integration der MWPQ in einen Ofen. Dabei ist eine separate Kühlung der MWPQ in der Entwicklung mit zu berücksichtigen.

Um alle diese Anforderungen gerade für spezielle Applikationen erfüllen zu können, fehlen gegenwärtig globale einfache Modellansätze in der Simulation, die eine Entwicklung bzw. Dimensionierung unter zeitnahen Bedingungen ermöglichen. Daher wird erstmalig in dieser Arbeit eine Methodik zur Analyse, Optimierung und zum Entwurf von Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen mit Einbezug des Plasmas durchgeführt. Diese zielgerichtete Vorgehensweise wird an zwei Quellen durchgeführt, wie es die Abbildung 1.1 verdeutlicht.

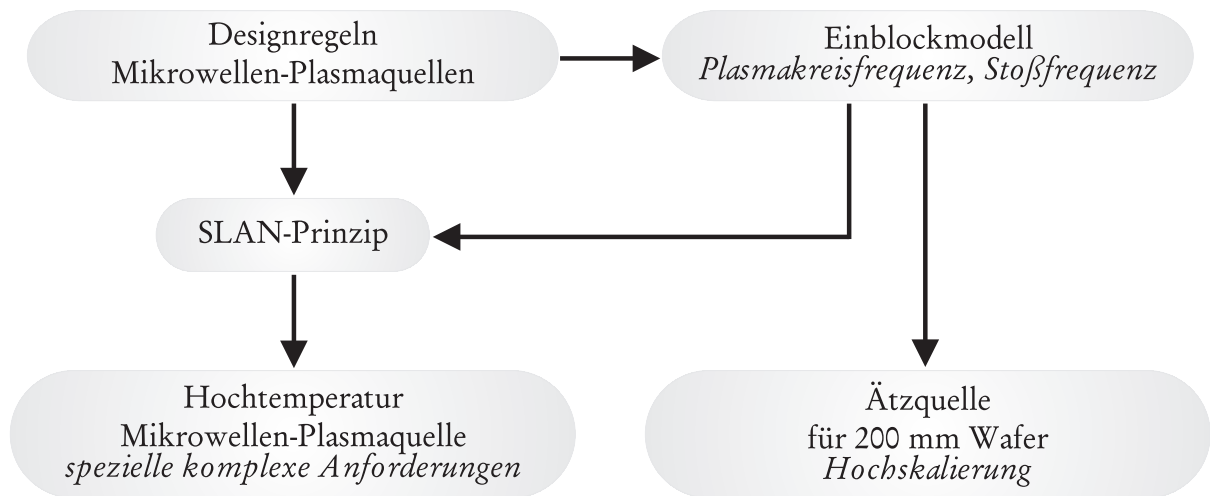


Abbildung 1.1: Darstellung und Übersicht der in dieser Arbeit verfolgten Methodik zur zielgerichteten Analyse, Optimierung und zum Entwurf von Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen mit Einbezug des Plasmas

Der aus den Designregeln resultierende Modellansatz 1. Ordnung für die Simulation wird hier als Einblockmodell bezeichnet. Das Einblockmodell ist ein ingenieurmäßiger Ansatz, der das Plasma bereits im Quellendesign in der Simulation berücksichtigt, wodurch eine Optimierung der elektromagnetischen Feldverteilung innerhalb der MWPQ erreicht wird. Trotz dieses rudimentären einfachen Ansatzes besticht diese Darstellung durch ihre einfache und leichte Verwendbarkeit mit hervorragender Übereinstimmung zur Realität bei technischen Plasmen. Das Einblockmodell basiert dabei auf der Drude-Dispersion, die Kenntnisse über die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$ <sup>1</sup> und Stoßfrequenz  $\nu_p$  voraussetzt. Die Stoßfrequenz ergibt sich je nach Applikation einerseits durch die Erkenntnis von Erfahrungswerten oder andererseits durch die Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz im Spektrum, wobei letzteres auch für die Plasmakreisfrequenz zutrifft. Die durch das Einblockmodell erzielten realitätsnahen Ergebnisse ermöglichen nicht nur die Entwicklung einer MWPQ für definierte Plasmaparameter, sondern vielmehr kann auch eine indirekte numerische Bestimmung der Plasmaparameter selbst erfolgen. Dieses kann durch die Anpassung der Modellparameter an eine bestehende Quellengeometrie unter Beachtung des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  erreicht werden. Dadurch ist es auch möglich,

<sup>1</sup>Im Anhang befindet sich eine Zusammenfassung der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Formelzeichen und Schreibweisen.

die Plasmaparameter dort zu bestimmen, wo diagnostische Mittel keinen Zugang zum Plasma haben. Mit der systematischen Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors kann unter Beachtung des Verhältnisses  $v_p/\omega$  ebenso eine Übertragbarkeit auf andere Frequenzen, Druck und Anregungsarten (stationär oder gepulst) erfolgen, sodass auch hier das Einblockmodell gravierend zum Quellendesign bzw. zum technischen Verständnis beiträgt. Bedingt durch diese Zusammenhänge kann somit eine MWPQ für Hochleistungsanwendungen um ihren Arbeitspunkt für wechselnde Prozessparameter wie Leistung, Druck und Gasgemische charakterisiert werden.

Es wird somit erstmalig gezeigt, dass dieser globale, aber ingenieurmäßig einfache Modellansatz gegenwärtig das Mittel der Wahl zur Berücksichtigung des Plasmas im Quellendesign für technische Plasmen ist. Durch seine bestechend einfache Verwendbarkeit und die damit erzielbaren realitätsnahen Ergebnisse ist solch ein Modellansatz für die Übertragbarkeit auf industriellen Maßstab von besonderer Bedeutung.

Um eine Übertragbarkeit der Ergebnisse zu erhalten (Technologietransfer), wird das kommerzielle Softwareprogramm CST Microwave Studio verwendet, das die elektromagnetische Felderverteilung nach der Finiten-Integral-Methode berechnet.

### 1.3 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- In Kapitel 2 werden die wichtigsten physikalischen Grundlagen für Mikrowellen-angeregte Niederdruck-Nichtgleichgewichtsplasmen beschrieben. Außerdem wird Grundsätzliches zur Mikrowellentechnik und zu den numerischen Feldberechnungsmethoden zusammengefasst. Eine detaillierte Betrachtung der in dieser Arbeit verwendeten numerischen Methode beendet dieses Kapitel.
- Das Kapitel 3 stellt Zusammenhänge für Schlitzantennen-angeregte Plasmaquellen vor, indem auch das SLAN-Prinzip beschrieben wird. Optimierungsmöglichkeiten einer  $\mu$ SLAN sowie Anpassungsnetzwerke schließen dieses Kapitel ab.
- Die Beschreibung des in dieser Arbeit angewendeten Einblockmodells erfolgt in Kapitel 4. Es wird auf die Parameterstudie mit der Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz und deren Beobachtbarkeit durch den Reflexionsfaktor  $S_{11}$  über die Frequenz im Spektrum eingegangen. Die Anwendbarkeit des Einblockmodells auf stationäre und gepulste Plasmen sowie Frequenz- und Druckbereiche sind ebenso Bestandteil dieses Kapitels.
- Kapitel 5 zeigt die Analyse, Entwicklung sowie Optimierung einer Hochtemperatur-MWPQ für PCVD-Prozesse, die mit dem Einblockmodell durchgeführt wurden. Hier findet die Gegenüberstellung des Einblockmodells mit CCD-Bildern, Sondenmessungen und Thermographieaufnahmen statt.

- Die Übertragbarkeit und Anwendung des Einblockmodells auf andere MWPQ erfolgt in Kapitel 6, in dem eine industrielle Ätzquelle für 200 mm Waver analysiert wird.
- Den Abschluss dieser Arbeit bildet die Schlussbetrachtung in Kapitel 7.

# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen

### 2.1 Plasmatechnik

#### 2.1.1 Komplexe Konduktivität, Permittivität und Brechungsindex des Plasmas

Die elektrischen Eigenschaften eines Niederdruck-Nichtgleichgewichtsplasmas lassen sich im Mikrowellenbereich durch die Konduktivität, Permittivität und den Brechungsindex beschreiben. Die Berechnung dieser Größen setzt die Kenntnis der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und der Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz  $\nu_p$  voraus, die hier als Plasmastößfrequenz bezeichnet werden soll.

##### Plasmakreisfrequenz

Die Einstrahlung hochfrequenter elektromagnetischer Felder in eine homogene neutrale Ladungsträgerverteilung verursacht eine Ladungsträgerverschiebung der Elektronen lokal (stationäre Ionen, wegen  $m_e \ll m_i$ ), die aber die Quasineutralität des Plasmas nach außen nicht verletzt<sup>1</sup>. Die induzierten lokalen elektrischen Felder erzeugen, bedingt durch die Coulombkräfte, Rückstellkräfte, sodass eine harmonische Oszillation aufgrund der endlichen Masse der Elektronen  $m_e$  entsteht. Diese harmonische Oszillation wird als Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  bezeichnet und ergibt sich aus der Elektronendichte  $n_e$ , der Ionenmasse  $m_i$  und der Elementarladung des Elektrons  $q$  näherungsweise zu [39]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\epsilon_0} \cdot \frac{1 + \frac{m_e}{m_i}}{m_e}} \approx \sqrt{\frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.1)$$

---

<sup>1</sup>Ein Plasma ist ein quasineutrales Gas aus geladenen und neutralen Teilchen, die durch kollektives Verhalten gekennzeichnet sind. Dadurch wirkt das Plasma nach außen elektrisch neutral.



Ergibt sich, relativ zur Kreisfrequenz  $\omega$  der Anregungsquelle, dass  $\omega_p \geq \omega$  ist, spricht man von einem *überkritischen Plasma* mit der kritischen Elektronendichte  $n_{e,c}$ ,

$$n_{e,c} = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{q^2} \quad (2.2)$$

im anderen Fall von einem *unterkritischen Plasma*.

### Plasmastoßfrequenz

Eine fundamentale Größe zur Beschreibung der Plasmaeigenschaften wie Konduktivität und Permittivität ist die Plasmastoßfrequenz  $\nu_p$ . Dabei ist zwischen elastischen und inelastischen Stoßprozessen zu unterscheiden. Eine besondere Rolle übernehmen dabei die elastischen Stöße. Sie beschreiben die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Neutralteilchen, die für den Wirkleistungseintrag in ein mikrowellenangeregtes Plasma von zentraler Bedeutung sind [41]. Während elastische Stöße für beliebige Teilchenenergien auftreten, ist eine Energieschwelle für inelastische Stöße notwendig. Diese Energieschwelle kann durch kontinuierliche Energieakkumulation der Elektronen aus dem elektrischen Feld erreicht werden, sodass zwischen diversen Plasmaspezies Ionen, Elektronen und angeregte Atome/Moleküle bzw. dissoziierte Moleküle (Radikale) erzeugt werden. Die Berechnung der Stoßfrequenz erfolgt in dieser Arbeit aus den totalen Wechselwirkungsquerschnitten  $\sigma_i$  einer jeden Gaskomponente, wodurch sich die Stoßfrequenz nach [42] für elastische Stöße ergibt.

$$\nu_p = \sum_{i=1}^{i=n} n_i \int_0^{\infty} \sigma_i(W) \sqrt{\frac{2qW}{m_e}} f(W) dW \quad (2.3)$$

Dabei berücksichtigt die Gleichung 2.3 die Neutralteilchendichte  $n_i$  jeder Gaskomponente bezogen auf den partiellen Gasdruck  $p_i$  mit

$$n_i = \frac{p_i}{kT_i} \quad (2.4)$$

wobei  $T_i$  der geschätzten Gastemperatur entspricht. Außerdem wird für die Elektronen einer jeden Gaskomponente eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Elektronenergieverteilungsfunktion (EEDF) vorausgesetzt.

$$f(W) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{q}{kT_e} \right) \sqrt{\frac{qW}{kT_e}} e^{-\frac{qW}{kT_e}} \quad (2.5)$$

Dieses zeigt, dass die Stoßfrequenz  $\nu_p$  in Abhängigkeit von der Gasmischung, dem Druck und der Elektronentemperatur steht.

### Konduktivität, Permittivität und Brechungsindex des Plasmas

Die Einstrahlung elektromagnetischer Felder in ein Plasma erzeugt eine Plasmastromdichte von  $\vec{j} = -qn_e\vec{v}$ . Dabei bedeutet  $\vec{v}$  die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, die sich aus der LANGEVIN-Gleichung ableiten lässt, unter der Voraussetzung, dass eine harmonische Anregung der elektromagnetischen Felder vorliegt und dass kein äußeres Magnetfeld existiert. Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich somit zu

$$\vec{v} = -\frac{q}{m_e(\nu_p + j\omega)}\vec{E}. \quad (2.6)$$

Mit Verwendung der Materialgleichung  $\vec{j} = \underline{\sigma}_p\vec{E}$  ergibt sich die komplexe Konduktivität des Plasmas nach [39], wobei die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  sowie die Plasmastößfrequenz  $\nu_p$  auf die Anregungskreisfrequenz  $\omega$  normiert sind.

$$\underline{\sigma}_p = \sigma'_r + j\sigma''_r = \omega\varepsilon_0 \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left( \frac{\nu_p}{\omega} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu_p}{\omega}\right)^2} - j \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu_p}{\omega}\right)^2} \right) \quad (2.7)$$

$$\underline{\sigma}_p = |\underline{\sigma}_p| \cdot e^{j\phi_p} \quad \phi_p = \arctan \frac{\sigma''_r}{\sigma'_r} \quad (2.8)$$

Die Gleichung 2.7 und 2.8 zeigt, dass die normierte Plasmakreisfrequenz  $\omega_p/\omega$  ausschließlich einen quadratischen Faktor für die Konduktivität darstellt. Die Phasenverschiebung zwischen der Stromdichte  $\vec{j}$  und dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  kann nur durch die normierte Stoßfrequenz  $\nu_p/\omega$  beeinflusst werden, was somit die Abhängigkeit von Gasmischung, Druck und Elektronentemperatur aufzeigt. Grenzfälle entstehen für  $\nu_p/\omega = 0$ , was einer Phasenverschiebung von  $\phi_p = \pi/2$  entspricht, wodurch das Plasma induktiven Charakter aufweist. Das Maximum des Realteils ist gegeben für  $\nu_p/\omega = 1$ , und es liegt eine Phase von  $\phi_p = \pi/4$  vor, sodass die Leistungsabsorption des Plasmas (siehe Gleichung 2.17) maximal wird. Die Übertragung der Konduktivität auf die Permittivität erfolgt mit der 1. Maxwell-Gleichung in Phasenschreibweise,

$$\text{rot}\vec{H} = \left(\underline{\sigma}_p + j\omega\varepsilon_0\right)\vec{E} \quad (2.9)$$

sodass die Permittivität in Abhängigkeit von der Konduktivität angegeben werden kann [39].

$$\underline{\varepsilon}_p = \varepsilon_0 \left(\varepsilon'_r - j\varepsilon''_r\right) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\sigma''_r}{\omega\varepsilon_0} - j \frac{\sigma'_r}{\omega\varepsilon_0}\right) \quad (2.10)$$

Ein entscheidender Übergang entsteht für  $\varepsilon'_r = 0$  unter der Bedingung  $v_p/\omega = 0$  und  $\omega_p/\omega = 1$ . Dieses wird als Plasma Cut-off bezeichnet, ab dem keine Wellenausbreitung im Plasma mehr möglich ist [40]. Die Beschreibung der wellentechnischen Eigenschaften eines Plasmas erfolgt durch den komplexen Brechungsindex [40], bei dem die Permeabilität eines Niederdruck-Nichtgleichgewichtsplasmas mit  $\mu_r = 1$  vorauszusetzen ist.

$$\underline{n}_{br} = n'_{br} - jn''_{br} = \sqrt{\underline{\varepsilon}_p} \quad (2.11)$$

Die Einzelkomponenten ergeben sich in Abhängigkeit von der Permittivität zu

$$n'_{br} = \sqrt{\frac{1}{2}\varepsilon'_r + \frac{1}{2}\sqrt{(\varepsilon'_r)^2 + (\varepsilon''_r)^2}} \quad n''_{br} = \sqrt{-\frac{1}{2}\varepsilon'_r + \frac{1}{2}\sqrt{(\varepsilon'_r)^2 + (\varepsilon''_r)^2}} \quad (2.12)$$

Die Berechnung der Plasmaparameter wurde in einem VBA-Macro umgesetzt und ist in Anhang A dokumentiert.

## 2.1.2 Wellengrößen des Plasmas

### Komplexer Ausbreitungskoeffizient und Eindringtiefe

Die Ausbreitungseigenschaften einer elektromagnetischen Welle werden durch den komplexen Ausbreitungskoeffizienten beschrieben [40][39],

$$\underline{\gamma} = \alpha + j\beta = \frac{\omega}{c_0} (n''_{br} + jn'_{br}) \quad (2.13)$$

dabei stellen  $\alpha$  und  $\beta$  den Dämpfungs- bzw. den Phasenkoeffizienten dar. Dies ermöglicht die Definition der Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle in das Plasma durch den Kehrwert des Dämpfungskoeffizienten [39].

$$\delta_p = \frac{1}{\alpha} = \frac{c_0}{\omega n''_{br}} \quad (2.14)$$

Die Eindringtiefe beschreibt die Abnahme der elektrischen Feldstärke auf den Bruchteil von  $1/e$  in der Tiefe  $\delta_p$  zur Bezugfeldstärke an der Oberfläche. Eine Berücksichtigung der Eindringtiefe ist gefordert, wenn die Verhältnisse von  $v_p/\omega < 1$  und  $\omega_p/\omega > 1$  vorliegen, da in diesem Fall das Plasma für die elektrischen Felder nicht mehr transparent ist. Für alle anderen Fälle trifft dieses nicht zu<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Da die Gleichung für die Eindringtiefe  $\delta_p$  komplex ist, wurden für bestimmte Zustandskonstellationen des Plasmas Approximationen angegeben, die [39] entnommen werden können.

### Komplexe Plasmawellenimpedanz

Die komplexe Plasmawellenimpedanz  $\underline{Z}_p$  ist von zentraler Bedeutung bezüglich der Anpassung des Plasmas an den Mikrowellengenerator über ein Impedanzanpassungsnetzwerk. Durch die richtige Wahl des Impedanzanpassungsnetzwerkes kann eine reflexionsarme Anpassung der Plasmalast erfolgen. Die Plasmawellenimpedanz kann in Abhängigkeit des komplexen Brechungsindex beschrieben werden, wodurch eine Zerlegung in den Real- und Imaginärteil ermöglicht wird [40].

$$\underline{Z}_p = Z_0 \frac{n'_{br} + jn''_{br}}{n'^2_{br} + n''^2_{br}} \quad (2.15)$$

Es zeigt sich somit, dass die Plasmawellenimpedanz eine Funktion der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und der Stoßfrequenz  $\nu_p$  ist.

### 2.1.3 Leistungsaufnahme des Plasmas

Die Leistungseinkopplung in ein Plasma wird durch den komplexen Poyntingvektor für ein quellensches Gebiet (Quasineutralität des Plasmas) bei zeitharmonischer Anregung nach [41] [27] beschrieben:

$$\oiint_A (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot d\vec{A} = - \iiint_V \sigma'_r |\vec{E}|^2 dV + j2\omega \left[ \iiint_V \frac{\epsilon_0}{2} \left( 1 + \frac{\sigma''_r}{\omega\epsilon_0} \right) |\vec{E}|^2 dV - W_m \right] \quad (2.16)$$

Dabei ergibt der zeitliche Mittelwert über eine Periode  $T$  des Poyntingvektors die absorbierte Leistung im Plasma, die auch als *ohmsche Heizung* bezeichnet wird.

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \iiint_V \sigma'_r |\vec{E}|^2 dV = \frac{1}{2} \iiint_V \omega\epsilon_0 \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{\nu_p}{\omega} \frac{1}{1 + \left( \frac{\nu_p}{\omega} \right)^2} |\vec{E}|^2 dV \quad (2.17)$$

Durch Gleichung 2.17 ist zu erkennen, dass die maximale Leistungsaufnahme im Plasma erreicht wird für  $\nu_p/\omega = 1$ , da der Realteil der Konduktivität maximal ist:  $\sigma'_r = 1$ . Für ein stoßfreies Plasma  $\nu_p/\omega = 0$  ist die Konduktivität rein imaginär ( $\sigma'_r = 0$ ,  $\sigma''_r = 1$ ), sodass eine Phasenverschiebung von  $\phi_p = \pi/2$  zwischen der Stromdichte und dem elektrischen Feld vorliegt. Ein Energieeintrag findet im zeitlichen Mittel nicht statt, vielmehr liegt ein Energieaustausch zwischen dem elektrischen und magnetischen Feld vor, d.h. das Plasma nimmt Blindleistung auf. Mit Zunahme von elastischen Stößen  $\nu_p/\omega > 0$ , bei denen kinetische Energie zwischen Elektronen und Neutralteilchen übertragen wird, kommt es zur Störung der Phasenbeziehung, da  $\underline{\sigma}_p$  sich ändert, wodurch die Leistungsaufnahme zunimmt.

### 2.1.4 Betriebsphasen von Plasmaquellen

Damit eine technische Beschreibung für eine Plasmaquelle erfolgen kann, ist es notwendig, die Erzeugung eines Plasmaprozesses in einzelne Phasen abzugrenzen, so dass eine bessere Zuordnung erreicht werden kann.

#### Zündphase

Die Überführung eines Gases in den Plasmazustand wird durch die Initialzündung erreicht. Diese Zündung ist nicht nur eine Funktion des Gases und des Druckes, sondern steht auch in Abhängigkeit der lokalen Feldstärke innerhalb des Reaktors, in dem das Plasma gezündet werden soll. Diese Feldstärken lassen sich durch Auslegung der Plasmaquelle als Resonator erreichen, sodass in diesem Betriebszustand Schwingkreisbedingungen vorliegen. Damit es zur Elektronenstoßionisation kommen kann, sind einige freie Elektronen im Gas Voraussetzung, die bedingt durch Höhenstrahlung stets existieren. Die benötigte Ionisierungsenergie entnehmen die freien Elektronen dabei aus dem angelegten elektrischen Wechselfeld durch Energieakkumulation. Da  $v_p \neq 0$  ist, wird kinetische Energie (Gleichung 2.17) auf die Elektronen übertragen (ohmsche Heizung). Die ohmsche Heizung der Elektronen ist stets direkt vorhanden, sobald ein äußeres elektrisches Wechselfeld anwesend ist. Die Zündung eines Plasmas erfolgt, wenn mehr freie Ladungsträger erzeugt werden, als durch Verlustprozesse verloren gehen. Die Durchbruchbedingung für ein Niederdruck-Nichtgleichgewichtsplasma ergibt sich aus der nichtstationären Diffusionsgleichung mit

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = n_e \nu_e + D_e \nabla^2 n_e \quad (2.18)$$

unter der Voraussetzung, dass die Generierung von Ladungsträgern durch Elektronenstoßionisation im Volumen erfolgt und dass die Ladungsträgerverluste größtenteils durch Rekombinationsprozesse an der Gefäßwand entstehen. Die Lösung der zeitlichen Komponente führt somit zu

$$n_e(t) = n_e(t_0) e^{-t \left( \frac{D_e}{\Lambda^2} - \overline{\nu_{iz}} \right)} \quad (2.19)$$

Dabei bezeichnet  $D_e$  den Diffusionskoeffizienten der Elektronen und  $\Lambda$  die charakteristische Diffusionslänge. Dadurch kann das TOWNSEND-Kriterium für einen elektrischen Durchbruch einer Mikrowellenentladung abgeleitet werden [41][50].

$$\overline{\nu_{iz}} > \nu_{loss} = \frac{D_e}{\Lambda^2} \quad (2.20)$$

Dieses zeigt, dass zur Aufrechterhaltung des Plasmas die Erzeugung der freien Ladungsträger im zeitlichen Mittel überwiegen muss. Die Zeit, die zur Zündung eines Plasmas nach Einschalten der Mikrowelle vergeht, kann zwischen 10-30  $\mu\text{s}$ , wie es für eine SLAN I [44] [43] nachgewiesen wurde (Gas:  $\text{Ar}$ ,  $\text{O}_2$ , Druck: 0,05 - 1 mbar), betragen.

### Ausbildungsphase

Durch den in der Zündphase eingeleiteten Ionisierungsprozess nimmt die Elektronendichte lawinenartig (Avalanche-Effekt) zu, sodass eine Verschiebung des Diffusionsregimes von freier Diffusion  $D_e$  hin zur ambipolaren Diffusion  $D_a$  entsteht. Das Plasma geht in die Stabilisierungsphase. In [44] [43] konnte für eine SLAN I gezeigt werden, dass zum Erreichen der Stabilisierungsphase Zeiten von ca. 30-140  $\mu\text{s}$  benötigt werden, die aber druck-, gas- und volumenabhängig sind (Gas:  $\text{Ar}$ ,  $\text{O}_2$ , Druck: 0,05 - 1 mbar).

### Stabilisierungsphase

In dieser Phase erreicht das Plasma seinen Gleichgewichtszustand zwischen Erzeugung und Verlusten von Ladungsträgern, sodass gilt

$$\overline{v_{iz}} = v_{loss} = \frac{D_a}{\Lambda^2} \quad (2.21)$$

mit

$$D_a = \frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \approx D_i \left( 1 + \frac{\mu_i D_e}{\mu_e D_i} \right) \quad \mu_e \gg \mu_i \quad (2.22)$$

als ambipolaren Diffusionskoeffizienten für elektropositive Plasmen<sup>3</sup>. Die ambipolare Diffusion ist die gekoppelte Bewegung von Elektronen und Ionen (kollektives Verhalten, Coulombkräfte) entlang eines lokalen Konzentrationsgefälles [47]. Bei elektronegativen Plasmen<sup>4</sup> kann in Analogie zu elektropositiven Plasmen ebenfalls die Definition einer ambipolaren Diffusion erfolgen [47].

$$D_{a+} = D_+ \frac{1 + \gamma_p + 2\gamma_p \alpha_p}{1 + \gamma_p \alpha_p} \quad \alpha_p = \frac{n_-}{n_e} \quad \gamma_p = \frac{T_e}{T_i} \quad (2.23)$$

Dabei beschreibt  $\alpha_p$  die Elektronegativität des Plasmas.

<sup>3</sup>Ein elektropositives Plasma ist gekennzeichnet durch positive Ionen sowie Elektronen, sodass  $n_i = n_e$  angesetzt wird.

<sup>4</sup>Ein elektronegatives Plasma ist gekennzeichnet durch positive und negative Ionen sowie Elektronen, sodass hier der einfachste Fall mit  $n_+ = n_- + n_e$  angesetzt wurde.

### Thermische Phase

Die in der Stabilisierungsphase verursachten Verlustprozesse entstehen überwiegend an den Gefäßwänden, Substraten oder Anlagenteilen, die im direkten Kontakt mit dem Plasma stehen und somit diese Bauteile wesentlich erwärmen können. Weitere Wärmeverluste entstehen durch die Oberflächenströme auf den endlichen Konduktivitäten der Quellenkonstruktion, die durch die elektromagnetische Feldverteilung bedingt sind. Die entstehende Gesamtwärme führt somit zur Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung inner- und außerhalb der Plasmaquelle, die grundsätzlich gemeinsam auftreten [85]. Dieses kann in der Aufheizphase der Plasmaquelle zu einer Veränderung der Gastemperatur führen, sodass es mit

$$pV = n_iRT \quad (2.24)$$

bei konstantem Druck  $p$  zu einer Abnahme der Neutralteilchendichte  $n_i$  kommt, oder bei konstanter Neutralteilchendichte  $n_i$  der Druck  $p$  zunimmt. Dieses hat Einfluss auf die Plasmastößfrequenz  $\nu_p$ . Erst mit Erreichen eines thermischen Gleichgewichts der oben aufgeführten Wärmeflüsse geht die Plasmaquelle in die Plasmaphase über. Die Zeiten zur thermischen Stabilisierung sind maßgeblich durch die Quellenkonstruktion und ihre Kühlung geprägt.

### Plasmaphase

In der Plasmaphase ist das thermische Gleichgewicht der Wärmeflüsse<sup>5</sup> erreicht, bedingt durch Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung, sodass die abgeführte Wärmeleistung gleich der durch Verlustprozesse entstehenden Wärmeverluste ist. Der thermische Einfluss auf die Plasmastößfrequenz  $\nu_p$  ist bei stationären Prozessparametern nicht mehr gegeben. Die Wechselwirkung zwischen den elektromagnetischen Feldern und dem Plasma erreicht jetzt einen stabilen Zustand, der in dieser Phase stabile und reproduzierbare Plasmaprozesse ermöglicht.

### Ausschaltphase

Nach dem Abschalten der Mikrowellen bleibt das Plasma noch für die Zeit des „after glows“ bestehen. In [44] [43] konnten für eine SLAN I Abfallzeiten der Elektronentemperatur im Bereich von 10-40  $\mu$ s ermittelt werden (Gas: Ar, O<sub>2</sub>, Druck: 0,05 - 1 mbar), die in Abhängigkeit der Stoßfrequenz  $\nu_p$  stehen und mit steigendem Druck abnehmen. Die Abfallzeit der Elektronendichte liegt dagegen um eine Größenordnung höher (0,4-0,6 ms), bedingt durch die niedrige Elektronentemperatur, was zu einer schlechteren Diffusion freier Ladungsträger führt, sodass ein erneutes Zünden des Plasmas innerhalb dieses Zeitfensters erleichtert ist.

<sup>5</sup>Der Begriff thermisches Gleichgewicht bedeutet nicht, dass  $T_e = T_i = T$  ist, das Plasma befindet sich nicht im thermischen Gleichgewicht.

### 2.1.5 Oberflächenwellen auf Plasmen

Die Ausbildung von Oberflächenwellen an der Grenzschicht zwischen Plasma und Entladungsgefäß (Dielektrikum) wurde erstmalig von Trivelpiece [53] untersucht. Zur Abgrenzung dieser Welleneigenschaften werden in Abhängigkeit des in einer Plasmaquelle vorherrschenden Plasmazustandes zwei Moden unterschieden. Im unterkritischen Zustand ( $\omega > \omega_p$ ) des Plasmas liegt der Bulk-Mode vor (siehe Abb. 2.1, Bereich C), in dem Wellenausbreitung innerhalb des Plasmas möglich ist. Diese Ausbreitungseigenschaften sind nicht mehr gegeben mit dem Übergang in den überkritischen Zustand ( $\omega < \omega_p$ ) (siehe Abb. 2.1, Bereich B, C), sodass nicht nur eine starke Dämpfung der Welle innerhalb des Plasmas erfolgt, sondern es kommt auch zur Anregung von Oberflächenwellen an der Grenzschicht zwischen Entladungsgefäß (Dielektrikum) und Plasma (siehe Abb. 2.1, Bereich A). Die Grenzbedingung zur Anregung von Oberflächenwellen ergibt sich durch die Ausbreitungsbedingung [51]

$$k_{surf} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\frac{\epsilon'_r \epsilon_D}{\epsilon'_r + \epsilon_D}} \quad (2.25)$$

mit den Permittivitäten des Plasmas  $\epsilon'_r$  und des Entladungsgefäßes  $\epsilon_D$ , die mit

$$|\epsilon'_r| > \epsilon_D \quad (2.26)$$

explizit erfüllt ist [59] [60], sodass die resultierende Elektronendichte  $n_{e,c(surf)}$ , mit der Randbedingung  $v_p < \omega$

$$n_{e,c(surf)} \geq n_{e,c} (1 + \epsilon_D) \quad (2.27)$$

gegeben ist und somit den Surface-Mode Bereich abgrenzt [51] (siehe Abb. 2.1, Bereich A). Aus den an der Grenzfläche zwischen Plasma und Entladungsgefäß (Dielektrikum) gegebenen Randbedingungen folgt, dass Oberflächenwellen TM-Wellen sind, deren elektrisches Feld durch ein Maximum an der Grenzschicht mit exponentiellem Abfall in den Grenzmedien gekennzeichnet ist, sodass nur Feldkomponenten mit  $E_r$ ,  $H_\phi$  und  $E_z \neq 0$  existieren [54]. Die für Oberflächenwellen charakterisierenden Eigenschaften lassen sich durch die näherungsweise Bestimmung der Dämpfungskonstanten  $\alpha_{surf}(n_e(z))$ , basierend auf der Verlustleistungsmethode [30], zeigen, so dass

$$\alpha_{surf}(n_e(z)) = -\frac{1}{2} \frac{1}{P_{abs}(z)} \frac{dP_{abs}(z)}{dz} \quad (2.28)$$

gilt, die eine in z-Richtung ausbreitende Oberflächenwelle voraussetzt. Mit diesem Ansatz kann der nachfolgende Zusammenhang, wie in [41] gezeigt, hergestellt werden



$$\frac{dn_e(z)}{dz} = -2\alpha_{surf}(n_e(z))n_e(z) \left[ 1 - \frac{n_e(z)}{\alpha_{surf}(n_e(z))} \frac{d\alpha_{surf}(n_e(z))}{dn_e(z)} \right]^{-1} \quad (2.29)$$

somit können die charakteristischen Zusammenhänge für Oberflächenwellen angegeben werden, wenn am Ende des Entladungsgefäßes ein reflexionsfreier Abschluß vorhanden ist. Die nachfolgenden Eigenschaften beziehen sich dabei auf die meist untersuchte Mode (analytisch und experimentell) vom Typ  $m = 0$ , die unterhalb von  $fR_E < 2$  GHz cm anregungsfähig ist und sich durch ihr azimuthal symmetrisches Entladungsprofil auszeichnet [41]. Die Existenz dieser Mode ist auch für Verhältnisse von  $\frac{v_p}{\omega} > 1$  gegeben, bis die ambipolare Diffusion nicht mehr erfüllt ist, sodass Stufenionisationen und Volumenrekombinationen vorliegen [55].

### Druck-, Durchmesser- und Frequenzabhängigkeit

Die Abhängigkeit der Oberflächenwelle bezüglich Druck, Durchmesser des Entladungsgefäßes und der Frequenz kann anhand des linearen axialen Abfalls der Elektronendichte gezeigt werden (siehe Abb. 2.1, Bereich A), der sich aus Gleichung 2.29 ableiten lässt, unter der Voraussetzung kleiner Durchmesser des Entladungsgefäßes und der ambipolaren Diffusion [41]. Somit folgt, dass

$$\frac{dn_e(z)}{dz} = -\frac{1}{0,2R_E} \omega v_p \frac{m_e \epsilon_0}{q^2} \quad (2.30)$$

ist. Dieses zeigt, dass der Abfall nicht nur eine Funktion der Stoßfrequenz  $v_p$  ist und somit direkt von der Gasmischung, dem Druck [41] [56] und der Gastemperatur abhängt, sondern dass dieser auch durch den Radius  $R_E$  des Entladungsgefäßes [41] [56] sowie durch die Anregungsfrequenz  $\omega$  [41] [57] geprägt wird. Bedingt durch den in Ausbreitungsrichtung entstehenden linearen Abfall nimmt der Brechungsindex des Plasmas ab, sodass die Wellenlänge der Oberflächenwelle mit zunehmender Entfernung vom Anregungsort größer wird [41]. Ist die Bedingung nach Gleichung 2.25 nicht mehr erfüllt, was bedeutet, dass  $n_e(z) < n_{e,c(surf)}$  ist, ist der lineare Abfall nicht mehr gegeben, und die Elektronendichte  $n_e(z)$  nimmt exponentiell ab (siehe Abb. 2.1, Bereich B, C). Es erfolgt ein Übergang in den unterkritischen Zustand des Plasmas (siehe Abbildung 2.1).

### Leistungsabhängigkeit

Wie bereits oben gezeigt wurde, ist der lineare Abfall der Elektronendichte  $n_e(z)$  in Ausbreitungsrichtung unabhängig von der am Anregungsort eingekoppelten Leistung  $P_{abs}(z = 0)$  [41]. Dieses führt mit

$$P_{abs} = P_{abs}(z = 0) e^{\alpha_{surf}(n_e(z))z} \quad (2.31)$$

dazu, dass durch  $P_{abs}(z = 0)$  die am Anregungsort erzeugte Anfangselektronendichte  $n_e(z = 0)$  angehoben bzw. gesenkt werden kann (siehe Abb. 2.1, Bereich A). Dadurch wird eine Verschiebung der für Oberflächenwellen notwendigen kritischen Elektronendichte  $n_{e,c(surf)}$  in Ausbreitungsrichtung erreicht, was zum Erzeugen ausgedehnter Plasmen ausgenutzt wird (siehe Abbildung 2.1).

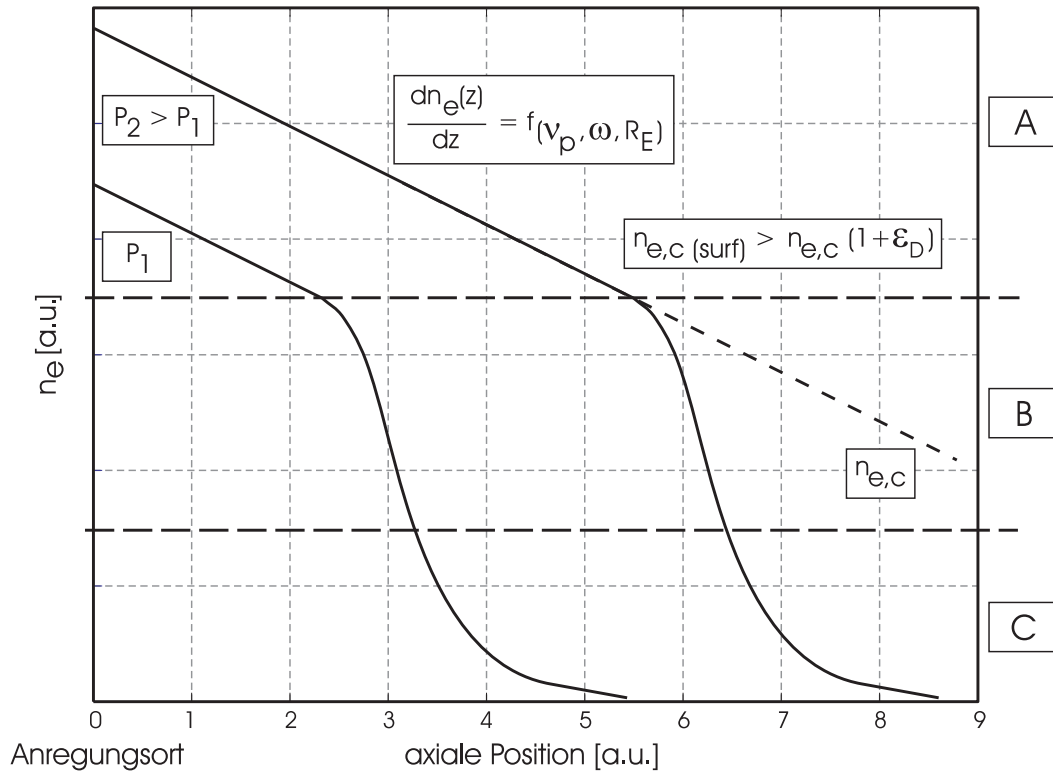


Abbildung 2.1: Charakteristischer Verlauf der Elektronendichte  $n_e$  in axialer Richtung bei Anregung einer Oberflächenwelle vom Typ  $m = 0$  bei den Leistungen  $P_1(z = 0)$  und  $P_2(z = 0)$

## 2.2 Mikrowellentechnik

### 2.2.1 Streuparameter

Die Beurteilung bzw. Charakterisierung einer MW-Plasmaquelle bei Anwesenheit eines Plasmas kann mit den Streuparametern erfolgen. Da die meisten MW-Plasmaquellen durch Hohlleiter gespeist werden und die absorbierende Last das Plasma ist, das sich innerhalb der MW-Plasmaquelle befindet, können MW-Plasmaquellen als Eintore betrachtet werden. Der wichtigste Streuparameter ist somit der Reflexionsfaktor  $S_{11}$  der durch [30] [29] gegeben ist.

$$\frac{S_{11}}{[\text{dB}]} \stackrel{\text{def}}{=} 10 \log \frac{P_{ref}}{P_{verf}} = 10 \log \frac{|b_1|^2}{|a_1|^2} \quad (2.32)$$

Es sind  $P_{verf}$  die verfügbare und  $P_{ref}$  die reflektierte,  $P_{abs}$  die absorbierte und  $P_{in}$  die eingeprägte Leistung am Wellentor. Die Bestimmung der Wellenkoeffizienten auf Hohlleiterstrukturen kann nur über die zu- und ablaufenden Wellen<sup>6</sup> aus der Wirkleistung über den Querschnitt  $q_A$  des Wellentores erfolgen [32].

$$\frac{|a_i|^2}{2} = P_{wa_i} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \iint_F (\vec{E}_{q_A a_i} \times \vec{H}_{q_A a_i}^*) d\vec{F} \right] \quad (2.33)$$

$$\frac{|b_i|^2}{2} = P_{wb_i} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \iint_F (\vec{E}_{q_A b_i} \times \vec{H}_{q_A b_i}^*) d\vec{F} \right] \quad (2.34)$$

mit  $i$  als Torindex (Eintor:  $i = 1$ ), wobei die Phaseninformation sich zu

$$\text{arc}(a_i) = \text{arc}(\vec{E}_{q_A a_i}) \quad \text{arc}(b_i) = \text{arc}(\vec{E}_{q_A b_i}) \quad (2.35)$$

ergibt. Die messtechnische Ermittlung dieses Streuparameters kann indirekt durch ein Sechstorreflektometer (HOMER), das zwischen MW-Generator und MW-Plasmaquelle geschaltet ist, erfasst werden.

## 2.2.2 Eigenschaften von Resonatoren

Mikrowellenangeregte Plasmaquellen, die nach dem Resonanzprinzip aufgebaut sind, bestehen in der Regel aus verkoppelten Resonatoren, die sich durch runde oder rechteckige Bauformen auszeichnen. Die diesen Hohlleiterstrukturen zugrunde liegenden Resonanzfrequenzen können durch die geometrischen Abmessungen und die in ihnen ausbreitungsfähigen Moden erfasst werden. Allgemein kann die Resonanzfrequenz eines Hohlraumresonators mit einer effektiven Permittivität  $\varepsilon_{r,eff}$  nach [29] [31] berechnet werden.

$$f_{res} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{r,eff}}} \sqrt{\left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2 + \left(\frac{p_r}{2c_r}\right)^2} \quad (2.36)$$

<sup>6</sup>Die am Wellentor ausbreitungsfähigen Wellen sind durch die geometrischen Abmessungen sowie die Randwertbedingungen festgelegt. Da die Speisung überwiegend durch Rechteckhohlleiter erfolgt, liegen am Wellentor H-Wellen bzw. TE-Wellen mit  $E_z = 0$  vor.

Dabei bedeutet  $\lambda_c$  die Cutoff-Wellenlänge<sup>7</sup> der zugrunde liegenden Hohlleiterbauform und der anzuregenden Mode. Die Größe  $c_r$  entspricht der Hohlraumresonatorlänge und  $p_r$  dem ganzzahligen Vielfachen einer Resonatorhalbwellenlänge. Die Cut-off Wellenlänge eines Rechteckhohlleiters ergibt sich nach [29] [31] zu

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (2.37)$$

sodass eine Unterscheidung zwischen H-Welle und E-Welle nicht erfolgen muss, wie es bei der Cutoff-Wellenlänge eines Rundhohlleiters notwendig ist [30].

$$\lambda_{cHmn} = \frac{\pi D_{Res}}{x'_{mn}} \quad \lambda_{cEmn} = \frac{\pi D_{Res}}{x_{mn}} \quad (2.38)$$

Hierbei ist  $D_{Res}$  der Rohrdurchmesser und  $x_{mn}$  die  $n$ -te Nullstelle der Besselfunktion  $J_m(x)$  und  $x'_{mn}$  die  $n$ -te Nullstelle des 1. Differenzialquotienten dieser Funktion, wobei eventuelle Nullstellen bei  $x = 0$  nicht gezählt werden. Werte für  $x_{mn}$  und  $x'_{mn}$  können [30] [29] entnommen werden. Die Erzeugung eines Plasmas innerhalb eines Rundhohlleiters kann dazu führen, dass dieser für ein stark *überkritisches Plasma* in eine Koaxialstruktur übergeht, wenn das Plasma als Konduktivität betrachtet wird. Bedingt durch die Einstrahlung der elektromagnetischen Felder in solch eine Koaxialstruktur sowie den zugrundeliegenden Abmessungen kann dieses zur Anregung höherer Moden führen. Eine Approximation der Cut-off Wellenlängen für die ersten zwei höheren Moden auf Koaxialstruktur gibt [30].

$$\lambda_{cH_{11}} \approx \pi \frac{D+d}{2} \quad \lambda_{cE_{01}} \approx D-d \quad (2.39)$$

Sehr oft, wie z.B. die SLAN-Familie, werden die Plasmaquellen als Durchlaufvarianten aufgebaut, sodass Mikrowellendichtungen an den Stirnseiten der Rundhohlleiter berücksichtigt werden müssen. Der Dämpfungskoeffizient  $\alpha_E$  einer elektromagnetischen Welle unterhalb der Cut-off Wellenlänge erfolgt nach [31] zu

$$E = E_0 e^{-\alpha_E z} \quad \alpha_E = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c \sqrt{\epsilon_{r,eff}}}{\lambda_0}\right)^2} \quad (2.40)$$

Hierbei muss der Dämpfungskoeffizient mit 8.68 dB/Np multipliziert werden, um den Dämpfungskoeffizienten in dB zu erhalten. Dabei zeigt die Eingangsimpedanz eines Rundhohlleiters unterhalb der Cutoff-Wellenlänge induktives Verhalten für eine H-Welle [31].

<sup>7</sup>Die Cut-off Wellenlänge ist die Wellenlänge, ab der die anzuregende Welle ausbreitungsfähig ist. Wellen, die nicht ausbreitungsfähig sind, werden aperiodisch gedämpft.

## 2.3 Numerische Simulation

### 2.3.1 Numerische Berechnungsverfahren

Die Entwicklung, Analyse sowie die Optimierung neuartiger oder bestehender technischer Konzepte oder Anlagen können aufgrund ihrer Komplexität in den seltensten Fällen in adäquater Zeit analytisch erfasst werden, sodass man auf numerische Berechnungsverfahren angewiesen ist. Erst durch numerische Berechnungsverfahren bekommt man die Möglichkeit des Einblicks in die technischen Vorgänge einer Konstruktion, die ansonsten dem menschlichen Auge verborgen bleiben, was besonders auf die elektromagnetische Feldsimulation zutrifft. Eine der bekanntesten Plasmasimulationsmethoden, die schon seit den 60er Jahren bekannt ist und ihren Ursprung in der Strömungs- und Fluiddynamik hat, ist die PIC-Methode (Particle-in-Cell-Methode), die die Berechnung der Orts- und Zeitabhängigkeiten geladener Teilchen berücksichtigt [58][21]. Jedoch ist die Berücksichtigung aller in einem Plasma vorkommenden geladenen Teilchen numerisch zu aufwendig, sodass bei dieser Methode mehrere geladene Teilchen zu einer Ladungswolke (Makroladungen) zusammengefasst werden, um eine Reduzierung der zu berechnenden Gleichungssysteme zu erhalten. Die zurückgelegten Bahnen dieser Makroladungen werden verfolgt und ihre Beschleunigungen durch das elektrische Feld selbstkonsistent berechnet, bei gleichzeitiger Ermittlung der Stöße mit dem neutralen Hintergrundgas. Der Zeitpunkt, die Art der Kollision und deren Ablenkwinkel werden durch Zufallszahlen ermittelt, basierend auf der MC-Technik (Monte-Carlo-Technik), für die außerdem die Stoßwahrscheinlichkeit für jede einzelne Spezies des Plasmas vorhanden sein muss. Die Anwendung dieser Methode auf dreidimensionale Räume wäre prinzipiell möglich, jedoch erfordert dieses einen erheblichen Zeit- und Ressourcenaufwand (Großrechneranlagen), der für eine technische Konstruktion in den meisten Fällen nicht gerechtfertigt ist. Deshalb sind Modelle erforderlich, die die plasmatechnischen Zusammenhänge auf globalen numerischen Plattformen ermöglichen. Eine der am weitesten verbreiteten numerischen Verfahren ist die FE-Methode (Finite-Elementen-Methode), die durch die flexible Anpassung des Meshgitters (z.B. 2D: Dreiecke, 3D: Tetraeder) für Geometrien geeignet ist, die stark differentielle Abmessungen aufweisen. Mit dieser Methode ist es gegenwärtig möglich, auch physikalisch gekoppelte Differentialgleichungen im Frequenzbereich zu lösen [22], die jedoch für Mikrowellen-angeregte Plasmaquellen, welche nicht auf zweidimensionale Lösungsgebiete zurück geführt werden können [24] [25], zu speicherintensiv ist, sodass nur eine sequentielle zeitaufwendigere Abarbeitung möglich wäre [23]. Eines der ältesten numerischen Verfahren ist die FD-Methode (Finite Differenzen Methode), die im Vergleich zur FEM nur auf einem regelmäßigen topologischen Gitter (Yee-Gitter [9], Hexaeder) angewendet werden kann, was somit zur Beeinträchtigung der Geometrieauflösung komplizierter Strukturen führt. Ein leistungsfähigeres Verfahren, basierend auf der FD-Methode, ist die FI-Methode (Finite-Integral-Methode) nach [10], bei der die Maxwell'schen Gleichungen in Integralform direkt diskretisiert werden und somit die Stetigkeitsbedingungen an den Elementgrenzen implizit erfüllt sind, mit der bemerkenswerten Tatsache, dass die analytischen Eigenschaften der Lösungen der

Maxwellschen Gleichungen erhalten bleiben. Außerdem verfügt diese Methode über spezielle Techniken zur Reduzierung des Geometriefehlers bei gleichzeitiger Verwendung dispersiver Materialien im Zeitbereich, sodass auf diese Methode im nachfolgenden Abschnitt genauer eingegangen werden soll. Einen tieferen Einblick in die verschiedenen numerischen Berechnungsverfahren geben z.B. [8] [19] [20].

### 2.3.2 Numerische FI-Methode

Die FI-Methode (Finite-Integral-Methode) hat ihren Ursprung in der Elektrotechnik und ist somit zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen [26] direkt zugeschnitten, was für die meisten numerischen Methoden nicht zutrifft, da sie zum Teil aus der Mechanik stammen. Das hier vorgestellte und in dieser Arbeit verwendete Verfahren erfolgt dabei nach der von Weiland formulierten Methode zur Diskretisierung der Maxwellschen Gleichungen [10] [1] [2]. Dabei werden die Maxwellschen Gleichungen in ihrer integralen Form auf einem beliebig krummlinigen, orthogonalen oder schrägen dualen Gittersystem in äquivalente Matrixgleichungen umgeformt, so dass diese nicht auf ein topologisches orthogonales Gitter beschränkt [3] [4] [5] [6] ist. Die Allokation der elektrischen Feldvektoren  $\vec{E}$  erfolgt dabei auf den Kanten des Gitters  $G$  und der magnetischen Feldvektoren  $\vec{H}$  auf den Kanten des dualen versetzten Gitters  $\tilde{G}$ . Erst mit Hilfe dieses Gittersystems kann eine elegante diskrete Formulierung der Maxwellschen Gleichungen, hier im Zeitbereich, erfolgen, die auch als Gitter-Maxwell-Gleichungen bezeichnet werden.

1. Maxwellsche Gleichung: Induktionsgesetz

$$\oint_{\partial A} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_A \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{CD}_s \vec{e} = -\mathbf{D}_A \frac{\partial \vec{b}}{\partial t} \quad (2.41)$$

2. Maxwellsche Gleichung: Durchflutungsgesetz

$$\oint_{\partial A} \vec{H}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} = \iint_A \left( \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r}, t) \right) \cdot d\vec{A} \quad \Leftrightarrow \quad \tilde{\mathbf{CD}}_s \vec{h} = \tilde{\mathbf{D}}_A \frac{\partial \vec{d}}{\partial t} + \tilde{\mathbf{D}}_A \vec{j} \quad (2.42)$$

3. Maxwellsche Gleichung: Quellenfreiheit des magnetischen Feldes

$$\oint_{\partial V} \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{SD}_A \vec{d} = 0 \quad (2.43)$$

4. Maxwellsche Gleichung: Quellen des elektrischen Feldes

$$\oint_{\partial V} \vec{D}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = \iiint_V \rho(\vec{r}, t) dV \quad \Leftrightarrow \quad \tilde{\mathbf{SD}}_A \vec{d} = \vec{q} \quad (2.44)$$

Die Konsistenz dieser Diskretisierung mit der FI-Methode ist näherungsfrei, wodurch wichtige vektoranalytische Eigenschaften erhalten bleiben, sodass die Quellenfreiheit von Wirbelfeldern und die Wirbelfreiheit von Gradientenfeldern direkt erfüllt ist.

Quellenfreiheit von Wirbelfeldern

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \equiv 0 \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{SC} = \widetilde{\mathbf{SC}} = 0 \quad (2.45)$$

Wirbelfreiheit von Gradientenfeldern

$$\operatorname{rot} \operatorname{grad} \equiv 0 \quad \Leftrightarrow \quad \widetilde{\mathbf{CS}}^T = \widetilde{\mathbf{CS}}^T = 0 \quad (2.46)$$

Dualitätsrelation

$$\mathbf{C} = \widetilde{\mathbf{C}}^T \quad (2.47)$$

Diese Analogie sichert auch die Erhaltung physikalischer Eigenschaften, wie Kontinuitätsgleichung, Energie- und Ladungserhaltung. Zur vollständigen Beschreibung der Maxwell'schen Gleichungen sind noch die Materialgleichungen erforderlich, die die Verknüpfung der jeweiligen Feldgrößen mit den entsprechenden Flussgrößen beschreiben.

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad \Leftrightarrow \quad \vec{d} = \mathbf{D}_\varepsilon \vec{e} + \vec{p} \quad (2.48)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \mu_\infty \cdot (\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t)) \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{D}_\mu \vec{h} + \vec{m} \quad (2.49)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \vec{J}_l(\vec{r}, t) + \vec{J}_e(\vec{r}, t) + \vec{J}_k(\vec{r}, t) \quad \Leftrightarrow \quad \vec{j} = \mathbf{D}_\kappa \vec{e} + \vec{j}_e + \vec{j}_k \quad (2.50)$$

In dieser Darstellung ist der Einfluss der elektrischen Polarisierung  $\vec{P}$  und der Magnetisierung  $\vec{M}$  berücksichtigt. Außerdem setzt sich die Stromdichte  $\vec{J}(\vec{r}, t)$  aus dem Leitungsstrom  $\vec{J}_l(\vec{r}, t) = \kappa(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$ , durch die elektrische Leitfähigkeit  $\kappa$  mit dem elektrischen Feld  $\vec{E}$  darstellbar, den eingepprägten Strömen, durch  $\vec{J}_e$  repräsentiert, und dem Konvektionsstrom  $\vec{J}_k(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \vec{v}(\vec{r}, t)$  aufgrund bewegter Ladungsträger zusammen. Es sei bemerkt, dass die elektromagnetischen Eigenschaften der Materialien dabei beliebig zeit- oder frequenzabhängig, linear oder feldstärkeabhängig und isotrop oder richtungsabhängig, bezüglich Permittivität, Permeabilität und Konduktivität sein können. Eine anschauliche Umsetzung der FI-Methode gibt [14]. Die Materialgleichungen sind allerdings nicht näherungsfrei diskretisierbar. Die Ursache hierfür liegt in der Geometrieauflösung. Deshalb ist die Entwicklung zur Verbesserung der Geometrieauflösung für diese Methode in den letzten Jahren intensiviert worden.

**Teilgefüllte Zellen:**

Eine Möglichkeit zur besseren Approximation eines inhomogen gefüllten hexaederförmigen Volumenelements erfolgt in der klassischen FI-Methode durch Unterteilung des Hexaeders in pyramidenförmige Teilzellen (Tetraeder), wobei jedes dieser Teilvolumina mit anderen Materialeigenschaften belegt werden kann [10] [6] [11]. Mit diesen Tetraedern können sogenannte Adapter konstruiert werden, deren Aussehen durch die Modellierung der Nachbarzellen, basierend auf den jeweils gemeinsamen Gitterflächen erfolgt, wodurch eine sinnvolle Ergänzung der Geometrie erzielt wird. Darüber hinaus wurde von [6] eine zusätzliche Erweiterung der Materialdiskretisierung eingeführt, die eine Approximation krummliniger Strukturen in kartesischen Koordinatensystemen erlaubt, sodass eine Berücksichtigung beliebiger Materialgrenzen und die Belegung beliebiger Teile einer Zelle mit verschiedenen Materialeigenschaften möglich ist, wodurch eine erhebliche Verringerung des Geometriefehlers erreicht wird. Die Methode bedient sich dabei eines systemtheoretischen Ansatzes, in dem jede FI-Zelle als ein Übertragungssystem zwischen den benachbarten magnetischen Flussgrößen und den elektrischen Kantenspannungen aufgefasst wird. Das zugrunde liegende Prinzip dahinter ist aus anderen Anwendungsgebieten unter dem Begriff der Verunschärfung (Antialiasing) bekannt.

**Gitterverfeinerung:**

In der klassischen FI-Methode ist eine Verwendung nichtäquidistanter Gitter gegeben [12], in der auch die oben aufgeführten Verfahrenserweiterungen uneingeschränkte Gültigkeit besitzen, sodass dieses zu einer erheblichen Reduzierung des Geometriefehlers beiträgt. Jedoch bedeutet die globale Gitterverfeinerung, bei der die Gitterlinien parallel zu den Koordinatenachsen verlaufen, immer auch eine Verfeinerung in anderen Teilbereichen des Gitters, wodurch bei der Diskretisierung komplexer Strukturen ein deutlicher Anstieg der benötigten Gitterzellen entsteht und der numerische Aufwand steigt. Eine Reduzierung kann durch lokale Gitterverfeinerung erreicht werden. Diese lokale Gitterverfeinerung basiert auf der Erzeugung eines Untergitters auf dem Basisgitter, das durch ein gekoppeltes Übergangsgitter mit einem Interpolationsschema für die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten ausschließlich basierend auf den Kanten und den Flächen des Gitters interpoliert, verbunden wird [6] [14] [13]. Auch auf den lokal verfeinerten Gittern sind die obigen Verfahrenserweiterungen uneingeschränkt anwendbar, sodass der entstehende Geometriefehler insgesamt signifikant reduziert werden kann.

**Dispersive Materialien im Zeitbereich**

Die Dispersionseigenschaft<sup>8</sup> des Plasmas in Wechselwirkung mit elektromagnetischen Feldern kann durch die in der Literatur bekannte Drude-Dispersion beschrieben werden [33],

$$\underline{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_0 \left( \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty) \omega_p^2}{j\omega\nu_p - \omega^2} \right) \quad (2.51)$$

<sup>8</sup>Ist der Brechungsindex  $n_{br}$  eines Stoffes von der Wellenlänge  $\lambda$  bzw. von der Frequenz  $f$  abhängig, so bezeichnet man diese Eigenschaft als Dispersion. Diesbezüglich unterscheidet man zwischen normaler und anomaler Dispersion, falls  $dn/d\lambda < 0$  oder  $dn/d\lambda > 0$  vorliegt.



die aus dem klassischen Modell eines harmonischen Oszillators abgeleitet ist. Mit Beachtung des statischen  $\varepsilon_s$  und des Hochfrequenzlimits  $\varepsilon_\infty$  der Permittivität geht Gl. 2.51 direkt in Gl. 2.10, die die makroskopischen isotropen Eigenschaften des Plasmas beschreibt, über. Das Einbinden dieser Dispersionseigenschaft in die Materialgleichung zur Verknüpfung des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  (Eingangsgrößen) mit der elektrischen Verschiebungsdichte  $\vec{D}$  (Ausgangsgrößen) erfolgt durch

$$\underline{D}(\omega) = \underline{\varepsilon}(\omega) \underline{E}(\omega) = \varepsilon_0 (\varepsilon_\infty + \underline{\chi}(\omega)) \underline{E}(\omega) = \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \underline{E}(\omega) + \underline{P}(\omega) \quad (2.52)$$

und setzt sich aus einem nicht-dispersiven und einem dispersiven Anteil zusammen, wobei der dispersive Anteil ausschließlich in der komplexen Suszeptibilität  $\underline{\chi}(\omega)$  enthalten ist. Die komplexe Suszeptibilität ist eine Gleichung 2. Ordnung bezüglich  $\omega$ , die durch Anwenden der Zustandsraumbeschreibung in ein lineares zeitinvariantes System 1. Ordnung durch Einführen innerer Zustände (Zustandsgrößen) im System überführt werden kann [34]. Es liegt dann ein Gleichungssystem in Matrixform vor, das sich mit der Matrixschreibweise der FI-Methode kombinieren lässt (erweiterte FI-Methode) [15]. Es ist zweckmäßig, die komplexe Suszeptibilität als eigenständiges System zu betrachten. Es besitzt zwar die gleichen Eingangsgrößen wie die Permittivität, jedoch als Ausgangsgrößen die elektrische Polarisation  $\vec{P}$ , die identisch mit der ersten benötigten Zustandsgröße ist [15]. Die Integration der somit vorliegenden Gitter-Maxwell-Gleichungen kann durch implizite oder explizite Lösungsalgorithmen erfolgen [18]. Ein spezielles Verfahren, als LEAP-FROG-SCHEMA bezeichnet [9], basiert auf der Approximation der zeitlichen Ableitungen durch den zentralen Differenzenoperator, wobei sich diese Methode besonders durch ihren minimalen numerischen Aufwand gegenüber anderen Ansätzen auszeichnet [18]. Das dem LEAP-FROG-SCHEMA zugrunde liegende Prinzip ist die um einen halben Zeitschritt versetzte Allokation der elektrischen Gitterfeldstärken und der magnetischen Flussdichten, sodass die Implementierung zur Berechnung der Zustandsgrößen mit geradem Index zeitgleich mit den magnetischen Flussdichten erfolgt und die Zustandsgrößen mit ungeradem Index mit den elektrischen Gitterfeldstärken die gleichen Positionen aufweisen [15]. Mit der zeitlich versetzten Allokation der Zustandsgrößen erfolgt eine Modifizierung der zeitlichen Diskretisierung und somit des Eigenwertes, der für die Stabilität der Zeitintegration maßgebend ist. Dieses hat zur Folge, dass eine Bestimmung des maximalen Zeitschrittes durch das Courant-Levy Kriterium nicht mehr auf die erweiterte FI-Methode erfolgen kann, sodass die Ermittlung dieses Zeitschrittes durch die Bestimmung des Eigenwertes der Systemmatrix erfolgt. Aus Stabilitätsuntersuchungen geht hervor, dass der maßgebliche Parameter bzgl. der Stabilität die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  ist, während von der Stoßfrequenz  $\nu_p$  ein unbedeutender Einfluss ausgeht [15] [16].

### Gyroelektrische Materialien im Frequenzbereich

Die gyroelektrischen Eigenschaften<sup>9</sup> eines Plasmas entstehen durch die Einwirkung eines äußeren statischen Magnetfeldes  $\vec{B}_0$ , das in der LANGEVIN-Gleichung durch die Lorentz-Kraft  $\vec{F}_m = -q(\vec{v} \times \vec{B}_0)$  zum Ausdruck kommt, wodurch die Einwirkung des Magnetfeldes auf bewegte geladene Teilchen berücksichtigt wird. Dadurch zeigt das magnetisierte Plasma anisotropes Verhalten, sodass die komplexe Permittivität  $\underline{\varepsilon}(\omega)$  des Plasmas tensiorelle Eigenschaften erhält (3x3 Tensor), deren Komponenten Funktionen der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$ , Stoßfrequenz  $\nu_p$ , Zyklotronfrequenzen  $\omega_{ce}$ ,  $\omega_{ci}$  und der Kreisfrequenz  $\omega$  sind [39] [40]. Mit der erweiterten FI-Methode können auch diese Tensorkomponenten, die maximal 3. Ordnung bzgl.  $\omega$  sind, ebenfalls durch die Zustandsraumbeschreibung in ein lineares zeitinvariantes System 1. Ordnung überführt werden [17], sodass wieder eine Matrixschreibweise vorliegt. Die technologische Anwendung eines zusätzlichen äußeren Magnetfeldes ermöglicht Mikrowellen angeregte Plasmaquellen, sogenannte ECR-Quellen (Electron Cyclotron Resonance), bis in einen Druckbereich hinab von  $10^{-4}$  mbar zu betreiben, bei gleichzeitig hohen Ionisationsgraden [59]. Ob aber mit dieser Materialerfassung eine hinreichende Beschreibung für ECR-Quellen gegeben ist, sollte Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

---

<sup>9</sup>Die Berücksichtigung der gyroelektrischen Eigenschaften eines Plasmas kann erstmalig ab der Version CST Microwave Studio 2006 B, ausschließlich im Frequenzbereich, verwendet werden.

# Kapitel 3

## Plasmaquellen mit Schlitzantennen-Prinzip

### 3.1 Materialien von Mikrowellen-angeregten Plasmaquellen

Der Einsatz von Mikrowellen-angeregten Plasmaquellen findet in den unterschiedlichsten Anwendungsbereichen statt [68] [69] [70], sodass der strukturelle Materialaufbau durch die Wahl der Materialien gegeben ist, die aus den mechanischen, chemischen oder thermischen Anforderungen resultieren. Hierdurch können sich dünnwandige Materialaufbauten ergeben, die mit der in dieser Arbeit verwendeten numerischen Methode zu einem unverhältnismäßigen Diskretisierungsaufwand führen. Da aber mit steigendem Diskretisierungsaufwand auch die Berechnungszeit gravierend ansteigen kann, ist eine Vereinfachung zugunsten der numerischen Methode und der damit verbundenen Berechnungszeit notwendig. Daher sollte eine genauere Betrachtung der komplexen Quellenstruktur im Vorfeld erfolgen unter Beachtung der zugrunde liegenden Konduktivitäten. Zur Vereinfachung bzw. Entflechtung auf die mikrowellentechnisch bedeutenden Quellenkomponenten kann die Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle in einen Leiter herangezogen werden [33].

$$\delta_i = \sqrt{\frac{2}{2\pi f \mu_L \kappa_L}} \quad (3.1)$$

Diese strukturellen Vereinfachungen stellen kein genaues Abbild der realen Quellenstruktur mehr da, sodass der Eindruck entsteht, dass ein Fehler in der physikalischen Modellbildung vorliegt. Dieser entstehende Fehler kann weitestgehend vernachlässigt werden, sodass eine deutliche Reduzierung der Simulationszeit erreicht wird.

## 3.2 Das SLAN-Prinzip

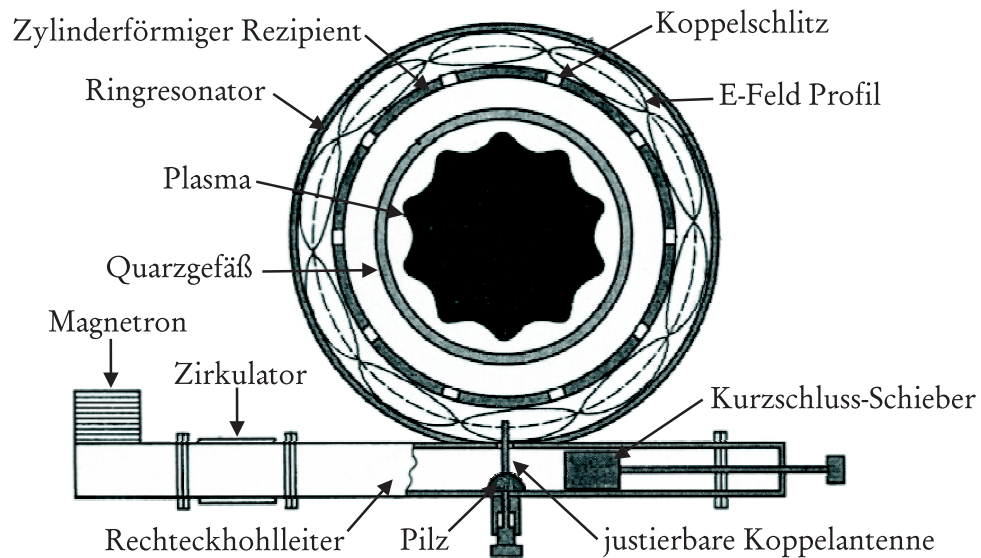


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau und Prinzipdarstellung des SLAN-Konzeptes, hier exemplarisch für die SLAN I mit 10 Koppelschlitzen im Ringresonator und dem zugehörigen Impedanzanpassungsnetzwerk, bestehend aus Kurzschluss-Schieber, justierbarer Koppelantenne und der Pilzstruktur. Die gegenphasige Anregung der Koppelschlitze (jede Halbwelle) soll durch das E-Feld-Profil verdeutlicht werden.

Das Kernstück einer jeden SLAN [62] ist der symmetrische Aufbau des Ringresonators vom Typ R26, in dem Koppelschlitze auf der Innenseite senkrecht zu der sich ausbreitenden  $TE_{10p}(f)$ -Welle [61] im Maximum der Verschiebungsstromdichte angeordnet sind. Die benötigten  $p = n + 1$ -Halbwellen ergeben sich aus der Anzahl der Koppelschlitze, die mit  $n = 4$  für ( $\mu$ SLAN),  $n = 10$  für die (SLAN I, siehe Abbildung 3.1) und  $n = 30$  für die (SLAN II) festgelegt sind. Durch die Koppelschlitze werden in der Zündphase zylindermodenähnliche Feldmuster im Rezipienten angeregt, die eine Initialzündung des Plasmas am Rand des Quarzgefäßes ermöglichen und in der Plasma-Phase die Einkopplung der Mikrowellenleistung zur Aufrechterhaltung des Plasmas sicherstellen. Gespeist wird die SLAN durch ein Magnetron, das durch einen Zirkulator geschützt ist, sodass im Rechteckhohlleiter eine  $TE_{10}$ -Welle angeregt wird, die über die justierbare Koppelantenne in den Ringresonator eingekoppelt wird. Die Plasmaimpedanz, die für jeden Plasmaprozess variiert, wird durch einen Kurzschluss-Schieber in Kombination mit der Pilzstruktur an das Magnetron zur Optimierung der Leistungseinkopplung angepasst.

### Gegen- und gleichphasige Anregung der Koppelschlitze

Mit der gezielten Anregung der Koppelschlitze können Zylindermoden-ähnliche Feldmuster in der Zündphase innerhalb des Rezipienten angeregt werden, wie aus [59] hervorgeht. Die Standard SLAN's sind alle in gegenphasiger Anregung ausgelegt, sodass im Rezipienten der  $\mu$ SLAN eine  $TE_{11p}$ -Mode, für die SLAN I eine  $TE_{51p}$ -Mode und in der

SLAN II eine  $TE_{151p}$ -Mode entstehen. Der Index  $p$  gibt die Anzahl der vielfachen Halbwellenlängen innerhalb des Zylinders in axialer Richtung an. Damit erzeugt die  $\mu$ SLAN, bedingt durch ihre Baugröße, als einzige ein Feld im Zentrum des Rezipienten, wogegen die SLAN I und II ihre Feldmaxima am Rand aufweisen. Eine Feldkonzentration im Zentrum der SLAN I und II kann durch die gleichphasige Anregung der Koppelschlitze mit jeder zweiten Halbwelle erreicht werden. Soll eine Feldkonzentration im Zentrum der SLAN I und II erzeugt werden, reicht es nicht aus, Koppelschlitze bei einer bestehenden SLAN zu verschließen, da mit Abnahme der Koppelschlitze auch die Eigenfrequenz des Ringresonators abnimmt. Die Folge wäre eine unsymmetrische Anregung der Koppelschlitze, was zu Inhomogenitäten in der Plasmaphase führen würde [59] [60]. Um dennoch eine symmetrische Anregung der Koppelschlitze bei diesen Quellen zu erhalten, ist die geometrische Anpassung des Ringresonators notwendig. Die entstehenden Feldmuster in der Plasmaphase können nicht eindeutig identifiziert werden, da diese von den Plasmaparametern und den sich überlagernden Oberflächenwellen abhängen. Die Auslegung der Feldverteilungen im Zentrum oder am Rand ist nur dadurch erreichbar, dass die Art der Anregung sowie die Anzahl der Koppelschlitze angepasst werden. Erst hierdurch werden optimale Ergebnisse in der Zünd- und Plasmaphase erreicht.

### Funktion der Koppelantenne

Mit der Koppelantenne wird die sich ausbreitende  $TE_{10}$ -Welle im Rechteckhohlleiter in den Ringresonator eingekoppelt, sodass dort eine  $TE_{10p}(f)$ -Mode angeregt wird. Da die Koppelantenne eine induktive/kapazitive Kopplung je nach Länge und Dicke der Koppelantenne [29] darstellt, kann hierdurch das Resonanzverhalten des Ringresonators und somit die Wellenlänge beeinflusst werden. Aus diesem Grund kann in begrenztem Maße eine Anpassung der Wellenlänge des Ringresonators mit der justierbaren Koppelantenne erreicht werden [60]. Die maximal erreichbare Wellenlängenänderung innerhalb des Ringresonators kann durch die gezielte Auslegung der Koppelantenneneintauchtiefe in Kombination mit den geometrischen Abmessungen des Ringresonators erfolgen.

### Funktion des Kurzschluss-Schiebers

Der Kurzschluss-Schieber in Kombination mit der Koppelantenne erfüllt zwei Funktionen. Einerseits wird er zur Anpassung in der Zünd- und Plasmaphase verwendet, um eine optimale Kopplung zum Mikrowellengenerator zu erhalten. Andererseits kann durch den Abstand des Kurzschluss-Schiebers zur Koppelantenne sowie der einfallenden Welle im Rechteckhohlleiter eine unsymmetrische Verschiebungsstromdichte auf der Koppelantenne erzwungen werden, die im Ringresonator zu einer asymmetrischen Anregung der  $TE_{10p}(f)$ -Mode führt. Diese Eigenschaft ermöglicht im beschränkten Maße eine azimutale Drehbewegung der  $TE_{10p}(f)$ -Mode im Ringresonator, wie es in [59] [60] beschrieben ist. Die experimentelle Verifikation im Vergleich zu den numerischen Simulationen ist in [61] beschrieben.

Eine universell anwendbare MWPQ gibt es nicht, sodass je nach Anwendung eine Anpassung bzw. Optimierung der Quellengeometrie, einschließlich des Anpassungsnetzwerkes notwendig ist. Dieses kann ein Kompromiss oder gar eine Gewichtung zwischen Zünd- und Plasmaphase bedeuten, wobei auch die zu erreichende Kompaktheit einer MWPQ in ihren geometrischen Abmessungen ein Entscheidungskriterium sein kann. Am Beispiel einer  $\mu$ SLAN sollen in den nächsten Abschnitten Optimierungsmöglichkeiten anhand dieses Quellentypes aufgezeigt werden.

## 3.3 Optimierungsmöglichkeiten einer $\mu$ SLAN

### 3.3.1 2-Schlitz-Design

Die Initialzündung des Plasmas ist in der SLAN-Familie nicht klar definiert, sie kann homogen oder inhomogen erfolgen [44], da eine Abhängigkeit der Zündung von der Koppelantennen- und Kurzschluss-Schieber-Position vorliegt. In der Ausbildungs-, thermischen- und Plasmaphase verursacht das Plasma, bedingt durch Impedanz- und Phasenschwankungen, eine Rückkopplung auf die Koppelschlitze, was zu einer Fehlanpassung bzw. Deformation der Welle im Ringresonator führt, sodass die Schlitze unsymmetrisch koppeln können. Dazu ist in Abb. 3.2 die azimutale Abwicklung des Ringresonators einer Standard- $\mu$ SLAN mit vier Schlitzen und gegenphasiger Kopplung dargestellt, welche das elektrische Feld im Ringresonator sowie die Koppelantennen- und die Schlitzzpositionen zeigt.

Ziel ist es, die Kopplungsintensität der Schlitze zu maximieren, um eine maximale Leistungseinkopplung zu erhalten, was im Minimum des elektrischen Feldes der Fall ist, da hier die Verschiebungsstromdichte am größten ist. Betrachtet man den Schlitz 2 und 3 in Abb. 3.2 a), so existiert eine Kopplung zum Minimum des elektrischen Feldes. Die vier Schlitze koppeln zu diesem Zeitpunkt für einen beschränkten Plasmadichtebereich gleichermaßen, sodass eine homogene und gleichmäßige Koppelintensität zum Rezipienten entsteht. Muss allerdings eine Anpassung der Plasmalast erfolgen, wie weiter oben beschrieben, so kann diese durch eine Drehung des elektrischen Feldes im Ringresonator, verursacht durch den Kurzschluss-Schieber [61], erfolgen. In Abb. 3.2 b) ist dieses durch einen Versatz des elektrischen Feldes nach rechts angedeutet. Wie zu erkennen ist, besitzen Schlitz 2 und 3 von Schlitz 1 und 4 abweichende Kopplungen zum Rezipienten, wodurch Inhomogenitäten im elektrischen Feld innerhalb des Rezipienten entstehen. In der Plasmaphase können somit radiale und azimutale Plasmadichte-Profile verursacht werden. Der Einfluss der Koppelantenne auf die Wellenlänge im Ringresonator ist in Abb. 3.2 c) dargestellt, wobei hier exemplarisch eine größere Wellenlänge gewählt wurde. Es ist deutlich zu erkennen, dass auch hier eine unsymmetrische Kopplung zwischen den Schlitzen 1 und 3 im Vergleich mit den Schlitzen 2 und 4 vorliegt.

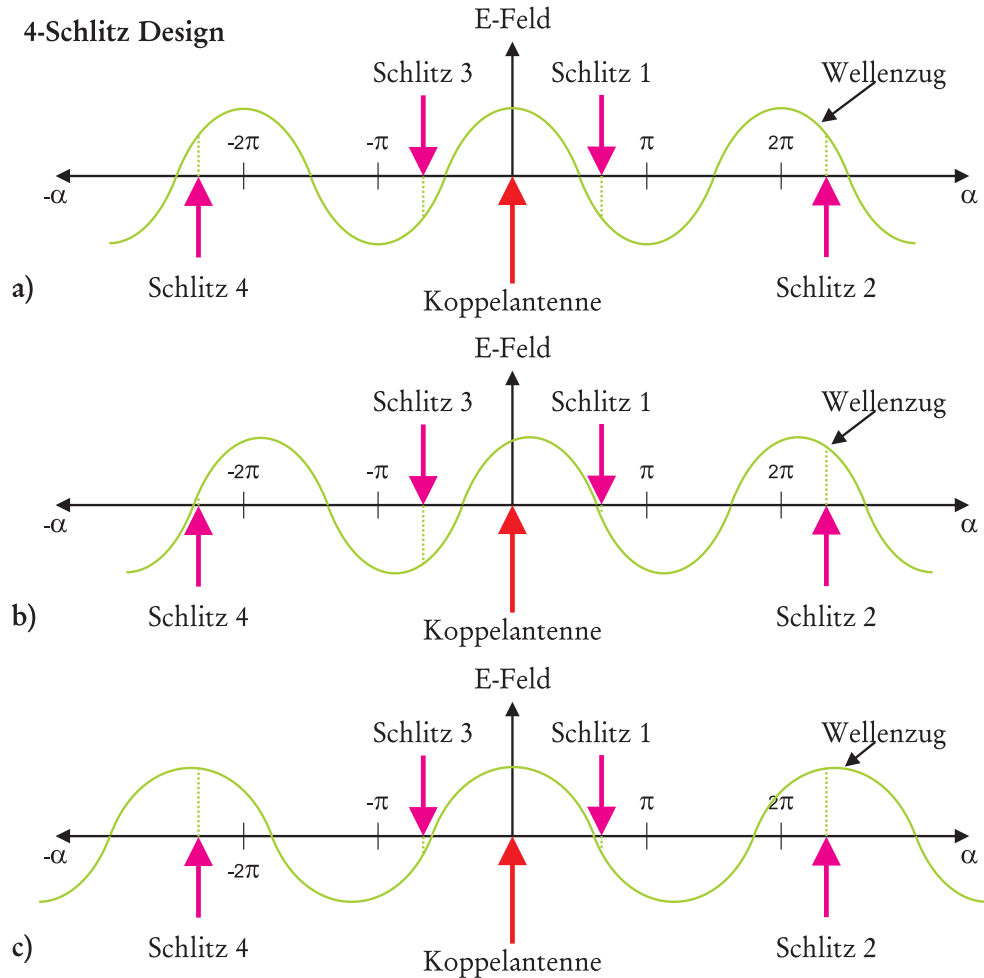


Abbildung 3.2: Prinzipdarstellung zur Verdeutlichung der Positionierung der Koppelschlitze in einer Standard- $\mu$ SLAN mit vier Schlitzen in Abhängigkeit zur entstehenden Welle im Ringresonator. Die funktionalen Abhängigkeiten der Schlitze in Bezug zum Kurzschluss-Schieber ist in b) und die zur justierbaren Koppelantenne in c) exemplarisch gezeigt.

Der Vergleich mit dem in Abb. 3.3 a) gezeigten 2-Schlitz-Design lässt erkennen, dass bei gezielter Nutzung der Drehung b) des elektrischen Feldes im Ringresonator keine unsymmetrische Kopplung der Schlitze 1 und 2 verursacht wird, vorausgesetzt Schlitz 1 wird an der gekennzeichneten Stelle positioniert. Erreicht wird dieses dadurch, dass nur jede dritte Halbwelle eine Kopplung zum Rezipienten aufweist. Die Verschiebung des Schlitzes 1 auf die Position Schlitz 1' c) begünstigt den Einfluss der justierbaren Koppelantenne auf die Wellenlänge im Ringresonator, sodass auch auf diesem Wege eine symmetrische Kopplung entsteht. Die Konsequenz in beiden Fällen ist, dass ein homogenes elektrisches Feld erzeugt wird. Hierdurch entstehen in der Plasmaphase keine radialen und azimuthalen Plasmadichteprofile. Dieser Anordnung obliegt aber, dass die theoretisch mögliche, maximale einkoppelbare Gesamtleistung um einen Faktor zwei kleiner ist als bei der 4-

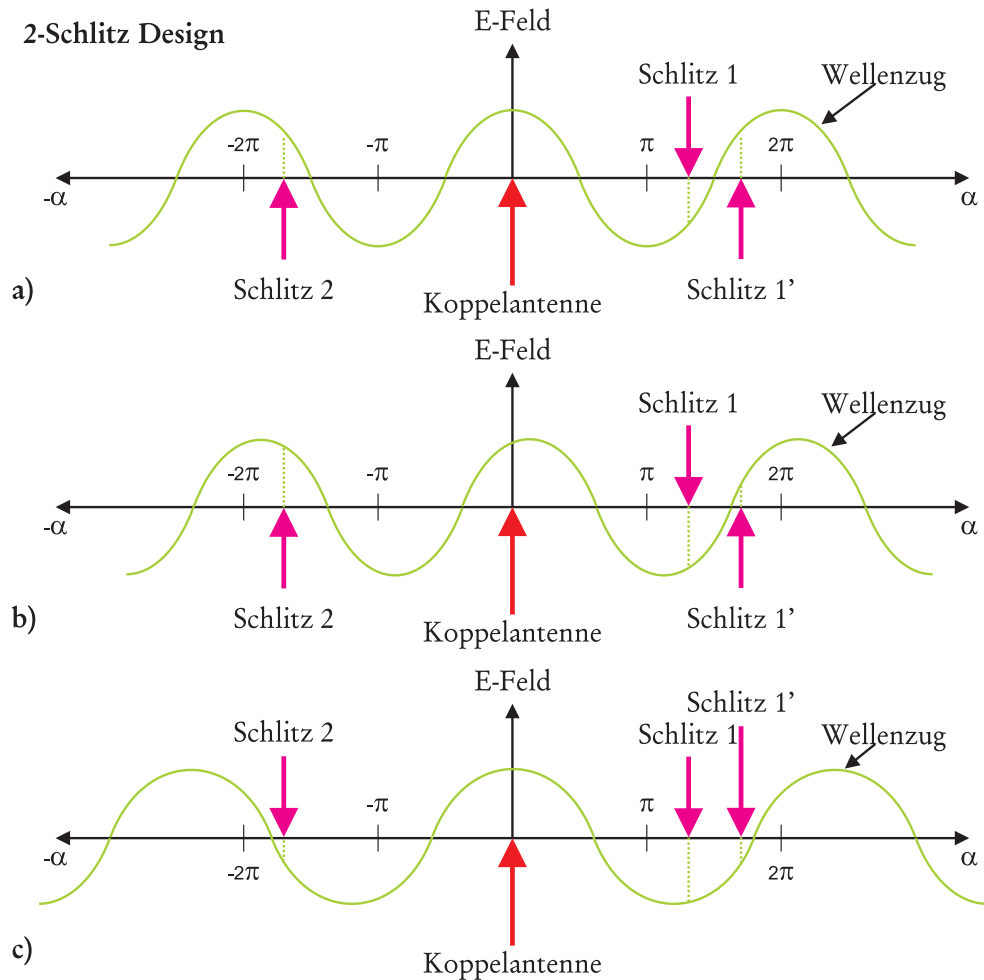


Abbildung 3.3: Prinzipdarstellung zur Verdeutlichung der Positionierung der Koppelschlitze in einer  $\mu$ SLAN mit zwei Schlitzen in Abhängigkeit zur entstehenden Welle im Ringresonator. Die funktionalen Abhängigkeiten der Schlitze in Bezug zum Kurzschluss-Schieber sind in b) und die zur justierbaren Koppelantenne in c) exemplarisch gezeigt.

Schlitz-Anordnung. Dieses ist aber nur beschränkt gültig, da die maximal einkoppelbare Leistung durch die unsymmetrische Kopplung bei vier Schlitzen reduziert wird. Das Beispiel der  $\mu$ SLAN zeigt, dass durch die gezielte Positionierung der Koppelschlitze nicht nur die Quelleneigenschaften effizienter angepasst werden können, sondern es kann auch durch die Anzahl der Koppelschlitze die zu realisierende Feldverteilung am Rand oder im Zentrum erzwungen werden, die je nach Anwendungsgebiet für den Plasmaprozess notwendig sind.



### 3.3.2 Optimierung des Innenzylinders zur Plasmasäule

Die Effizienz einer Plasmaquelle kommt durch den Wirkungsgrad zum Ausdruck, der durch das Verhältnis von gesamt absorbiertes Leistung  $P_{in}$  zu eingespeister Leistung  $P_{verf}$  steht. Die absorbierte Leistung ist dabei die Summation der Quellenverluste  $P_{verl}$  und der vom Plasma aufgenommenen Leistung  $P_{abs}$ . Im Vordergrund steht dabei eine Optimierung der Leistungsabsorption des Plasmas  $P_{abs}$ , die nach Gl. 2.17 eine Funktion des Betragsquadrates des elektrischen Feldes  $|E|^2$  ist. Die Maximierung von  $|E|^2$  kann über die geometrischen Abmessungen erfolgen. Dazu soll folgender Ansatz betrachtet werden. Für die meisten Niederdruck-Nichtgleichgewichtsplasmen gilt, dass die Stoßfrequenz  $\nu_p < \omega$  und die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p > \omega$  ist, sodass in einer Grenzwertbetrachtung der Elektronendichte mit  $n_e \rightarrow \infty$  eine Plasmakreisfrequenz von  $\omega_p \rightarrow \infty$  vorliegt, und sich somit die Eindringtiefe des elektrischen Feldes nach Gl. 2.14 in der Approximation nach [39] mit

$$\delta_p = \frac{c_0}{\omega n_{br}''} \approx \frac{c_0}{\omega_p} \left( 1 + \frac{3\nu_p^2}{8\omega_p^2} + \frac{\omega^2}{2\omega_p^2} \right) \xrightarrow{n_e \rightarrow \infty} \delta_p \approx 0 \quad (3.2)$$

ergibt. Die nun vorliegende geometrische Konstellation aus Plasma und Rezipient, unter Ausschluss der Koppelschlitze, ergibt eine Koaxialstruktur. Beachtet man, dass in der Standard- $\mu$ SLAN im Rezipienten die höhere  $TE_{11p}$ -Mode angeregt wird, so kann die elektrische Feldstärke auf dem Innendurchmesser  $d$ , was dem Plasmadurchmesser entspricht, maximiert werden. Dieser Fall tritt ein, wenn die Mode gerade ausbreitungsfähig ist, was nach Gl. 2.39 für die Generatorfrequenz  $f$  bei vorgegebenem Innendurchmesser  $d$  zu einem Außendurchmesser  $D$  von

$$D \approx \frac{2c_0}{\pi f} - d \quad (3.3)$$

führt. Daher kann durch die Festlegung von Innen- zu Außendurchmesser die elektrische Feldstärke  $|E|^2$  beeinflusst werden, sodass sich ein Maximum in der absorbierten Leistung  $P_{abs}$  einstellt. Diese Optimierung lässt sich insbesondere mit dem im vorherigen Kapitel dargestellten 2-Schlitzen-Design der Koppelschlitze und deren Anregung kombinieren, was in einem späteren Kapitel 5.3 angesprochen werden soll.

### 3.3.3 Optimierung für Zünd- und Plasmaphase

Die Optimierung der geometrischen Abmessungen einer MWPQ in axialer Richtung für Plasmasäulenlängen, die kürzer als der Rezipient sind, ist nicht notwendig, da sich auf dem Plasma eine Welle ausbreitet, die vollständig vom Plasma absorbiert wird. Dadurch kann der Rezipient in seinen axialen Abmessungen ausschließlich auf die Zündphase unter Vernachlässigung der Koppelschlitze hin optimiert werden. Eine Abschätzung der Rezipientenlänge  $c_z$  ergibt sich aus Gl. 2.36 zu

$$c_z = \frac{1}{2} \frac{p_z}{\sqrt{\left(\frac{f_{r,z} \sqrt{\varepsilon_{r,eff,z}}}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_{c,z}}\right)^2}} \quad (3.4)$$

mit der Anzahl der Halbwellenlängen  $p_z$ , der effektiven Permittivität  $\varepsilon_{r,eff,z}$  des Rezipienten, der Resonanzfrequenz  $f_{r,z}$  und der Cutoff-Wellenlänge der zugrunde liegenden Mode  $\lambda_{c,z}$ . Entsteht allerdings die Forderung, danach einen kurzen Rezipienten zu konstruieren, muss ein Optimum zwischen der Zünd- und Plasmaphase erreicht werden, da in beiden Phasen Reflexionen an den Stirnseiten des Rezipienten auftreten. Setzt man auch hier voraus, dass eine Koaxialstruktur in der Plasmaphase vorherrschend ist, kann eine Abschätzung durch Anwenden der Gl. 2.36 für die Plasmaphase erfolgen.

$$\frac{c_p}{\xi(\sigma'_r)} = \frac{1}{2} \frac{p_p}{\sqrt{\left(\frac{f_{r,p} \sqrt{\varepsilon_{r,eff,p}}}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_{c,p}}\right)^2}} \quad (3.5)$$

Dabei bedeuten  $p_p$  die Anzahl der Halbwellenlängen,  $\varepsilon_{r,eff,p}$  die effektive Permittivität des Rezipienten,  $f_{r,p}$  die Resonanzfrequenz und  $\lambda_{c,p}$  die Cutoff-Wellenlänge der zugrunde liegenden Mode. Der hier zusätzlich eingebrachte Skalierungsfaktor  $\xi(\sigma'_r)$  berücksichtigt die durch das Plasma hervorgerufene Änderung der Rezipientenlänge  $c_p$  bei Vorgabe der Anzahl von Halbwellenlängen  $p_p$ . Zur Bestimmung des Skalierungsfaktors  $\xi(\sigma'_r)$  wird das Plasma als homogenes isotropes Medium angesetzt, was bedeutet, dass eine Vernachlässigung von Oberflächenwelleneffekten, wie sie im Abschnitt 2.1.5 beschrieben sind, vorliegt. Die Festlegung des Skalierungsfaktors erfolgt nach

$$\xi(\sigma'_r) = \frac{2c_p(\sigma'_r \rightarrow \infty)}{p_p} \sqrt{\left(\frac{f_{r,p} \sqrt{\varepsilon_{r,eff,p}}}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_{c,p}}\right)^2} \quad (3.6)$$

was durch eine Eigenwertanalyse des verlustfreien und verlustbehafteten Koaxialresonators möglich ist. Im verlustbehafteten Fall wird der Realteil der Konduktivität  $\sigma'_r$  des Plasmas entsprechend den Plasmaparametern angesetzt, was eine Frequenzverschiebung verursacht und somit bei konstanten Abmessungen zu mehr Feldmaxima in der Plasmaphase führt. Bei dieser Optimierung ist es erstrebenswert, möglichst das Verhältnis  $\eta = 1$  zu erreichen, in dem die Rezipientenlänge in der Zündphase  $c_z$  gleich der in der Plasmaphase  $c_p$  ist. Die Konsequenz ist, dass immer das Vielfache der entsprechenden halben Wellenlänge  $p_z$  und  $p_p$  in den Phasen erreicht werden muss. Damit ergibt sich nachfolgender Zusammenhang

$$\eta = \frac{c_z}{c_p} = \frac{p_z}{p_p \cdot \xi(\sigma'_r)} \sqrt{\frac{\left(\frac{f_{r,p} \sqrt{\varepsilon_{r,eff,p}}}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_{c,p}}\right)^2}{\left(\frac{f_{r,z} \sqrt{\varepsilon_{r,eff,z}}}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_{c,z}}\right)^2}} \quad (3.7)$$

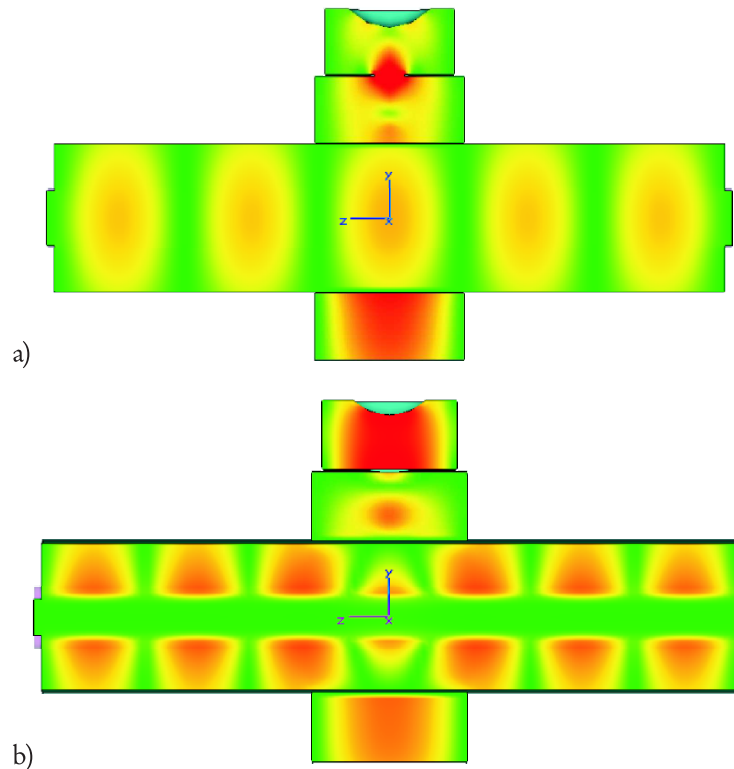


Abbildung 3.4: Beispiel einer axialen Optimierung für die Zünd- und Plasmaphase. In a) ist die Zündphase für eine  $\mu$ SLAN mit 5 Feldmaxima des elektrischen Feldes im Rezipienten dargestellt. In der Plasmaphase sind ca. 7 Feldmaxima des elektrischen Feldes zu erkennen b), welche bedingt durch die Plasmaparameter ( $\sigma'_r = 5 \text{ S/m}$ ) verursacht werden. Auf diese Weise kann der gezielte Modensprung zur Optimierung der geometrischen Abmessungen zwischen beiden Phasen genutzt werden.

Dieser Optimierung kann man entnehmen, dass Modensprünge zwischen Zünd- und Plasmaphase durchgeführt werden können, wie es z.B. in Abb 3.4 der Fall ist. So liegen in der Zündphase fünf und in der Plasmaphase ca. sieben Feldmaxima des elektrischen Feldes vor, was somit optimale Voraussetzungen zur Leistungseinkopplung ermöglichen sollte, da die stirnseitigen Reflexionen minimiert sind. Dieses Optimum steht jedoch in Abhängigkeit der Plasmaparameter, was durch den Skalierungsfaktor in Gl. 3.7 zum Ausdruck kommt. Freiheitsgrade entstehen einerseits durch den Aufbau eines geschichteten Dielektrikums, sodass leicht unterschiedliche Permittivitäten in der Zündphase mit  $\epsilon_{r,eff,z}$  und Plasmaphase mit  $\epsilon_{r,eff,p}$  vorliegen, um ein Optimum für beide Phasen zu erreichen. Andererseits kann durch den Außendurchmesser  $D$  und den Plasmadurchmesser  $d$  Einfluss auf diese Optimierung genommen werden. Eine Anwendung dieser Optimierung der axialen Rezipientenlänge ist ausschließlich auf CW-Plasmen (continus wave) anwendbar, da sich im Pulsbetrieb die Plasmaparameter kontinuierlich ändern, wodurch auch die Plasmasäulenlänge variiert. Daher sollte der Rezipient stets länger als die maximale Plasmasäulenlänge sein, um die stirnseitigen Reflexionen zu vermeiden.

## 3.4 Anpassungsnetzwerke für MWPQ

Die geometrische Optimierung zur Erzielung optimaler Feldverteilungen innerhalb einer MWPQ mit einem homogenen stabilen Plasma ist einer der zentralen Schwerpunkte im Quellendesign. Um diesen Schwerpunkt auch bei sich ändernden Plasmaparametern zu erhalten, sind Anpassungsnetzwerke zwischen MWPQ und Mikrowellengenerator notwendig, sodass eine optimale Leistungseinkopplung und damit die Stabilisierung des Plasmaprozesses sicher gestellt werden kann. Daher soll auf die Vor- und Nachteile solcher Anpassungsnetzwerke eingegangen werden, die für diese Arbeit von Bedeutung sind.

### 3.4.1 Anpassungsnetzwerk der SLAN-Familie

Das Anpassungsnetzwerk der SLAN besteht aus einem Kurzschluss-Schieber, einer justierbaren Koppelantenne und dem Pilz im Rechteckhohlleiter. Um einen Vergleich mit anderen Anpassungsnetzwerken zu erhalten, wird hier nur ein Teil der MWPQ betrachtet, da die Simulation der ganzen Quelle zu zeitaufwendig wäre (siehe Abb. 3.1). Dazu wird die Kopplung zwischen Rechteckhohlleiter und Ringresonator als eine Koaxialstrecke aufgefasst, sodass eine TEM-Mode ausschließlich auf diesem Teilstück existiert. Dieses ermöglicht die Separation zwischen Ringresonator und Anpassungsnetzwerk. Der Reflexionsfaktor  $S_{11}$  des Ringresonators wird durch Simulation mit fest vorgegebenen Plasmaparametern  $(\omega_p, \nu_p)$  berechnet und anschließend durch eine äquivalente am Ende kurzgeschlossene verlustbehaftete Koaxialleitung modelliert. Der Reflexionsfaktor dieser Koaxialleitung ergibt sich nach [30]

$$r_1 = -e^{-2\alpha_D l} e^{-j\frac{4\pi l}{\lambda}} \quad \alpha_D = \frac{\pi f}{c_0} \sqrt{2\varepsilon_r} \sqrt{\sqrt{1 + \tan^2 \delta} - 1} \quad (3.8)$$

und wird zum Abschluss des Anpassungsnetzwerkes benutzt. Die modellierten Reflexionsfaktoren für die Zünd- und Plasmaphase können der Tabelle 3.1 entnommen werden. Sicherlich werden mit dieser Vereinfachung nicht die feldstärkeabhängige Leistungsabsorption des Plasmas  $P_{abs}$  und die dadurch einhergehenden Änderungen der Plasmaparameter sowie die beschränkte Anpassung der justierbaren Koppelantenne berücksichtigt, jedoch können charakteristische Merkmale der untersuchten Anpassungsnetzwerke hervorgehoben und gegenüber gestellt werden.

Ein entscheidender Parameter des SLAN-Anpassungsnetzwerkes ist die Eintauchtiefe der Pilzstruktur in den Rechteckhohlleiter, die ursprünglich von einem „Doorknob-Transition“, [35] abgeleitet wurde. In Abbildung 3.5 a) sind für verschiedene Eintauchtiefen  $t = 0$  mm bis  $t = 28$  mm als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position und der sich einstellenden Reflexionsfaktoren bei 2,45 GHz die Ortskurven für die Zünd- und Plasmaphase aufgetragen. Zur Erstellung eines Ortskurvendurchlaufs reicht eine Längenvariation der Kurzschluss-Schieber-Position von  $\lambda/2$  aus. Ausgehend von der Ortskurve mit einer Eintauchtiefe von  $t = 10$  mm nimmt der Ortskurvendurchmesser

	$ S_{11} $	$\phi_{S_{11}}$ [°]
Zündung	0,9816	174,4
Plasma	0,2797	337,7

Tabelle 3.1: Ermittelte und modellierte Reflexionsfaktoren für die Zünd- und Plasmaphase mit der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p = 80 \cdot 10^9$  rad/s und der Stoßfrequenz  $\nu_p = 9 \cdot 10^9$  1/s als Plasmaparameter

t [mm]	0	10	16	22	28
$\Delta_{\text{Kurzschluss-Schieber}}$ [mm]	0,8	1,0	2,0	5,0	12,0

Tabelle 3.2: Ermittelte Sensitivitäten der Kurzschluss-Schieber-Position bei Variation der Eintauchtiefe für die Pilzstruktur in den Rechteckhohlleiter für die Zündphase bei einem Phasenwinkelbereich von  $\phi_{S_{11}} = 120^\circ$  bis  $\phi_{S_{11}} = 205^\circ$

mit steigender Tiefe der Pilzstruktur zu, was eine Reduzierung des Reflexionsfaktors zur Folge hat. Betrachtet man exemplarisch den Kurzschluss-Schieberbereich von 10 mm bis 70 mm, so ist es auffällig, dass mit zunehmender Eintauchtiefe  $t$  eine bessere Streuung der Kurzschluss-Schieber-Positionen entsteht (grau hinterlegter Bereich). Dieses ermöglicht eine Reduzierung der Sensitivität und begünstigt somit eine einfachere Abstimmbarkeit der Plasmaquelle in der Plasmaphase. Außerdem zeigt der Vergleich der Ortskurven mit  $t = 0$  mm und  $t = 16$  mm (Standard-SLAN), dass eine Reduzierung des Reflexionsfaktors nicht erreicht wird, aber die Sensitivität von 78 – 80 mm auf 10 – 70 mm herabgesetzt wird. Daher sind Eintauchtiefen mit  $t > 16$  mm erstrebenswert, da unterhalb derer keine Verbesserungen erkannt werden können. Die maximale Eintauchtiefe  $t$  ist von der Durchbruchfeldstärke zwischen der Pilzstruktur und der gegenüberliegenden Rechteckhohlleiterwand begrenzt. In der Zündphase sind hohe Feldstärken im Rezipienten ausschlaggebend, jedoch ist die punktuelle Anpassung (Punkt Z) schwierig, sodass ein Phasenwinkelbereich von  $\phi_{S_{11}} = 120^\circ$  bis  $\phi_{S_{11}} = 205^\circ$  herangezogen wurde, in dem hohe Feldwerte bei 2,45 GHz vorlagen. Die Sensitivität der Kurzschluss-Schieberposition konnte auch hier mit zunehmender Eintauchtiefe  $t$  festgestellt werden, was somit eine wesentlich einfachere Initialzündung des Plasmas ermöglichen sollte. Die ermittelten Kurzschluss-Schieberbereiche für den definierten Phasenwinkelbereich können der Tabelle 3.2 entnommen werden.

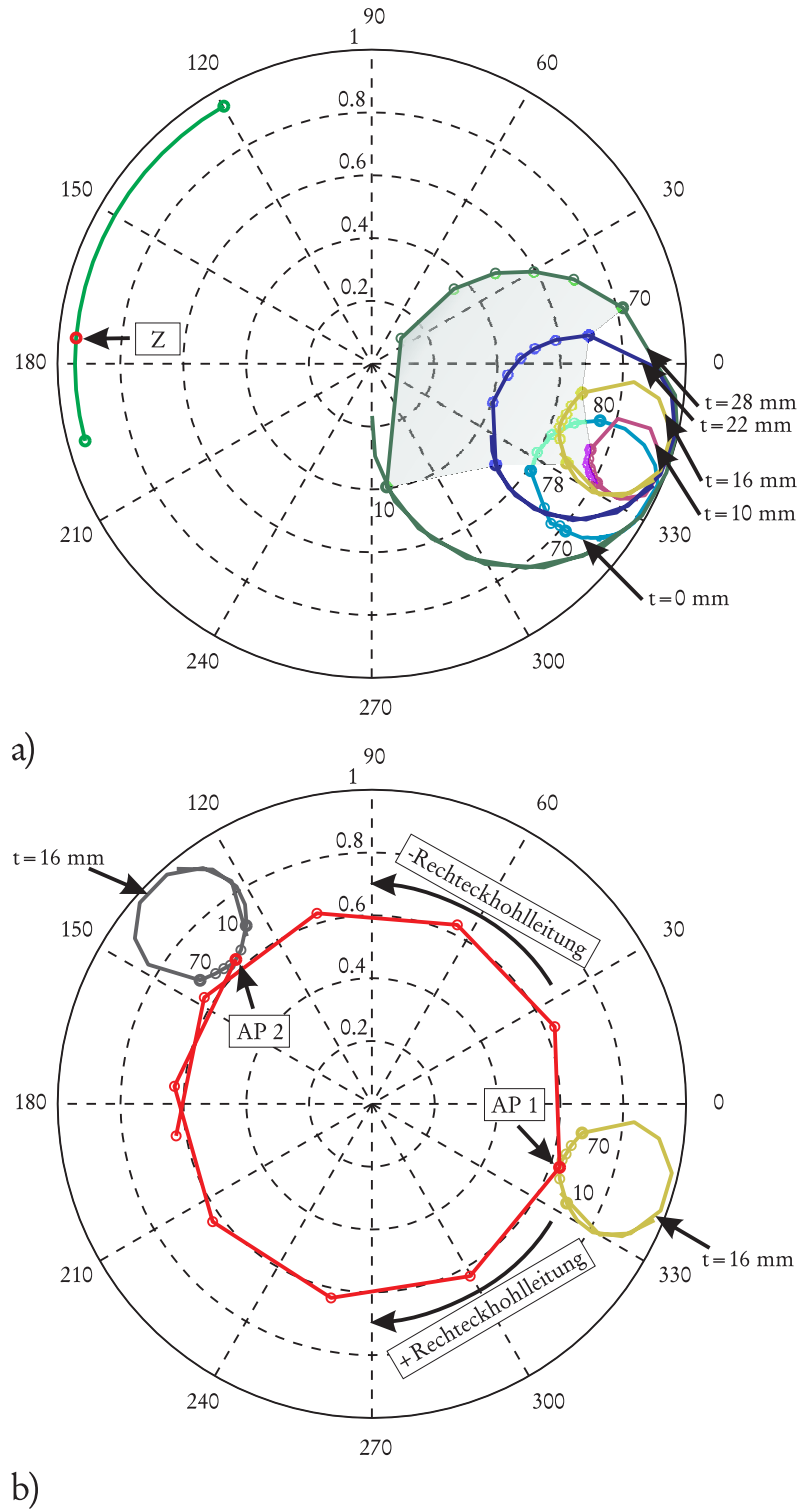


Abbildung 3.5: a) Ortskurven für den komplexen Reflexionsfaktor  $S_{11}$  des Anpassungsnetzwerkes für verschiedene Eintauchtiefen der Pilzstruktur als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position für die Zünd- und Plasmaphase mit den Reflexionsfaktoren nach Tabelle 3.1, b) Ortskurventransformation als Funktion der Anschlusslänge des vorgeschalteten Hohlleitersystems zur Speisung der SLAN

Die Einzelbetrachtung des Anpassungsnetzwerkes überführt dieses in ein 3-Tor, dabei wird ein Tor durch den weiter oben beschriebenen modellierten Reflexionsfaktor und das zweite Tor durch den Kurzschluss-Schieber abgeschlossen. Am letzten Tor erfolgt die MW-Einspeisung durch einen Rechteckhohlleiter. Mit der Variation der Kurzschluss-Schieberposition erfolgt eine Änderung des Betrages sowie des Phasenwinkels des Reflexionsfaktors gleichermaßen, sodass eine unabhängige Einstellung beider Größen nicht gegeben ist. Dadurch ist das Anpassungsnetzwerk mit dem vorgeschalteten Rechteckhohlleitersystem beeinflussbar, was hier durch die Längenvariation des Rechteckhohlleiters zum Ausdruck kommt. Die Ortskurve, hier exemplarisch für  $t = 16$  mm, ist somit in ihrer Phasenlage bei konstantem Betrag des Reflexionsfaktors transformiert, wie es aus Abbildung 3.5 b) hervorgeht. Es zeigt sich, dass der Arbeitspunkt AP1 nach AP2 transformiert wird, jedoch kann die Phasenlage nicht durch den Kurzschluss-Schieber ausgeglichen werden. Der Betrag und die Phasenlage sind aber Grundvoraussetzung für eine optimale Anpassung. Daher ist dieses Anpassungsnetzwerk nicht „Plug and Play“ fähig, sodass stets eine Überprüfung der Phasenlage (experimentell) erfolgen sollte, um optimale Ergebnisse für die Zünd- und Plasmaphase zu erhalten. Ein besonderer Vorteil ist aber, dass dieses Anpassungsnetzwerk manuell sehr einfach und schnell zu bedienen ist, wenn die richtige Phasenlage einmal eingestellt wurde.

### 3.4.2 Anpassungsnetzwerk mit E-H-Tuner

Damit die oben aufgeführte Abhängigkeit des vorgeschalteten Rechteckhohlleitersystems aufgehoben werden kann, muss das Anpassungsnetzwerk der SLAN von einem 3-Tor in ein 2-Tor gewandelt werden. Dieses kann durch die Realisierung eines breitbandigen Koaxialübergangs, z.B. mit einer Flossenleitung [28], erreicht werden, sodass ein E-H-Tuner zwischen Plasmaquelle und Mikrowellengenerator platziert werden kann. Der E-H-Tuner ist ein Doppel-T-Anpassungstransformator (Magic Tee), der mit Kurzschluss-Schiebern im E- und H-Zweig abgeschlossen ist, sodass beliebige Parallel- oder Serienreaktanzen in die Leitung transformiert werden können, die eine Anpassung verschiedenster Reflexionsfaktoren im ganzen Polardiagramm ermöglichen [29] [30]. Der Vorteil dieser Konstruktion ist, dass eine Entkopplung des E- und H-Zweiges bezüglich der im Rechteckhohlleiter ausbreitungsfähigen  $TE_{10}$ -Welle vorliegt, wodurch diese Zweige unabhängig voneinander eingestellt werden können. Dass mit der vorliegenden Konstruktion eine Unabhängigkeit vom vorgeschalteten Rechteckhohlleitersystem erreicht wurde, zeigt Abbildung 3.6 für die Plasmaphase. Die Ortskurven sind hier als Funktion des H-Tuners mit den sich einstellenden Reflexionsfaktoren bei 2,45 GHz aufgetragen, wobei ein Vollkreis einer Längenänderung von  $\lambda/2$  entspricht. Auch hier wird die Ortskurve (E-Tuner = 10 mm ohne Verlängerung) in ihrer Phasenlage bei Änderung der vorgeschalteten Rechteckhohlleiterlänge transformiert (E-Tuner = 10 mm mit Verlängerung +50 mm), was den Arbeitspunkt AP1 nach AP2 versetzt. Im Gegensatz zum Anpassungsnetzwerk der SLAN kann hier jedoch allein durch das Nachführen des E-Tuners die Ortskurve in ihrer Phasenlage korrigiert werden, sodass eine Überführung des Arbeitspunktes AP2 zum Arbeitspunkt AP1 erfolgt (E-Tuner = 14 mm mit Verlängerung +50 mm). Weiterhin bleibt

die Sensitivität/Streuung der Kurzschluss-Schieberpositionen unverändert, die sich für einen Betrag des Reflexionsfaktors von ca. 0,2 auf einen Bereich von 24 - 28 mm belaufen.

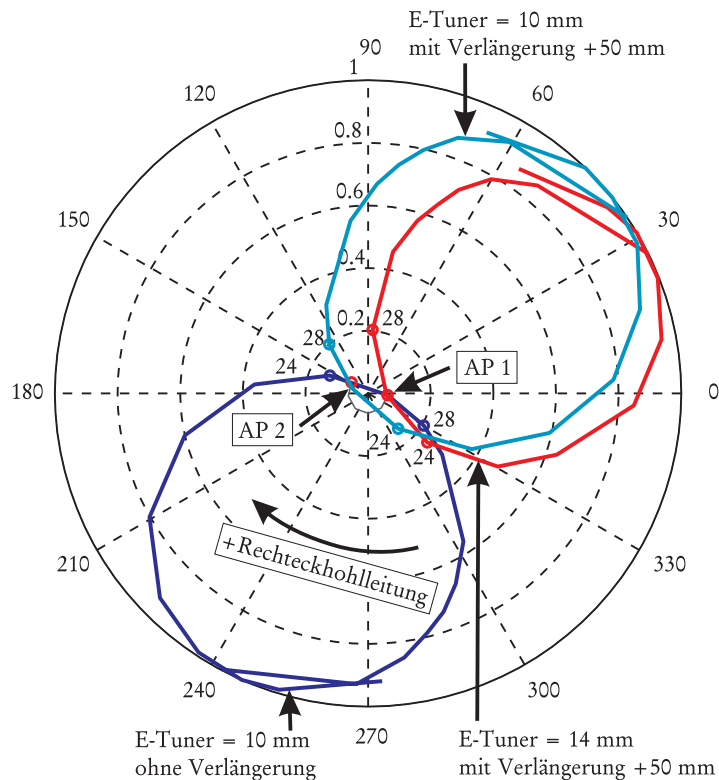


Abbildung 3.6: Verlauf des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  für den E-H-Tuner in Kombination mit dem breitbandigen Koaxialübergang mit Variation des vorgeschalteten Rechteckhohlleitersystems und dessen Kompensation durch den E-Tuner-Zweig

Die Anwendung des E-H-Tuners zur manuellen Anpassung einer Plasmaquelle in der Praxis erfordert viel Zeit und Erfahrung, sodass rechnergesteuerte Algorithmen entwickelt wurden, die eine schnelle und optimale Anpassung zur Steuerung des E-H-Tuners über Schrittmotoren ermöglicht [36]. Außerdem konnte in [37] gezeigt werden, dass mit dem E-H-Tuner Einfluss auf die Güte des Systems genommen werden kann. Es sei noch bemerkt, dass eine Kombination von E-H-Tuner und dem Anpassungsnetzwerk der SLAN nicht ohne weiteres möglich ist, da sich Resonanzen zwischen dem E-Tunerzweig und dem Kurzschluss-Schieber ausbilden können. Die besonderen Vorteile des E-H-Tuners sind, dass man jeden beliebigen Reflexionsfaktor im Polardiagramm realisieren kann. Darüber hinaus erhält man eine maximale Leistungsstabilität in ungekühlter Ausführung. Als Nachteil erweist sich aber seine Baugröße, sodass in vielen Anwendungen der 3-Stab-Tuner zum Einsatz kommt.



### 3.4.3 Anpassungsnetzwerk mit 3-Stab-Tuner

Alternativ zum E-H-Tuner kann auch ein 3-Stab-Tuner verwendet werden. Dabei muss darauf geachtet werden, dass der Abstand zwischen dem breitbandigen Koaxialübergang und dem Tunerstift 3 so bemessen wird, dass keine Resonanzerscheinung entsteht. Die Stifte eines 3-Stab-Tuners sind in den meisten Fällen mit einem Abstand von  $\lambda/8$  bzw.  $\lambda/4$  positioniert, jedoch können mit ihnen nicht alle beliebigen Reflexionsfaktoren im Polardiagramm eingestellt werden. Die notwendige Transformation der möglichen Reaktanzen durch die Eintauchtiefe der Stifte ist begrenzt, um die Spannungsfestigkeit, die mit zunehmender Leistung sinkt [31], zu gewährleisten. Das Prinzip des 3-Stab-Tuners kann als eine Kombination eines 2-Stab-Tuners und eines 1-Stab-Tuners der eine Transformation des Reflexionsfaktors durchführt, aufgefasst werden [38]. Die Unabhängigkeit dieses Anpassungsnetzwerkes von der vorgeschalteten Rechteckhohlleiterlänge ist in Abbildung 3.7 für die Plasmaphase aufgezeigt. Auch hier erfolgt eine Transformation der Ortskurve in Abhängigkeit von der Rechteckhohlleiterlänge in ihrer Phasenlage, sodass der Arbeitspunkt AP1 nach AP2 versetzt wird. Die Phasenkorrektur zum Arbeitspunkt AP1 kann durch die Nachführung der Tuner 1 und 2 erfolgen, wobei eine Transformation des Reflexionsfaktors durch den Tuner 3 nicht notwendig ist.

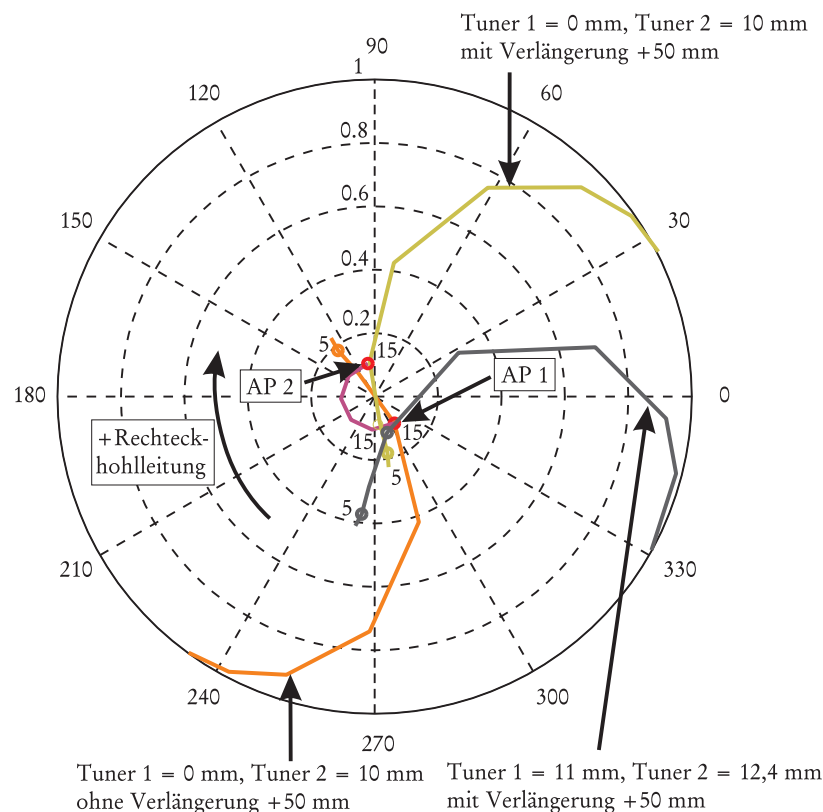


Abbildung 3.7: Verlauf des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  für den E-H-Tuner in Kombination mit dem breitbandigen Koaxialübergang mit Variation des vorgeschalteten Rechteckhohlleitersystems und dessen Kompensation

Die Nachführung des 3-Stab-Tuners für eine optimale Anpassung der Plasmalast sollte aufgrund der Komplexität nicht manuell erfolgen, da dieses zeitaufwendig ist und zu nicht reproduzierbaren Ergebnissen führt. Daher sind automatisierte 3-Stab-Tuner in sehr kompakter Bauweise entwickelt worden, die in Kombination oder mit einem integrierten Sechstor-Reflektometer schnell und zuverlässig eine Anpassung ermöglichen. Die Algorithmen zur Steuerung sind sehr schnell [65], sodass auch einige den Pulsbetrieb einer Plasmaquelle unterstützen. Der Einfluss auf die Güte ist in [37] beschrieben. Die Vorteile des 3-Stab-Tuners liegen in seiner Kompaktheit und in seiner schnellen Steuerbarkeit. Als Nachteil ist die etwas begrenzte Anpassungsfähigkeit im Vergleich zum E-H-Tuner und die Leistungsbegrenzung zu nennen. Die Leistungsbegrenzung kann jedoch durch eine Wasserkühlung erweitert werden.

# Kapitel 4

## Das Einblockmodell

### 4.1 Einblockmodell

Das Einblockmodell unter Verwendung der Drude-Dispersion repräsentiert das Plasma als ein homogenes isotropes Medium, das die Plasmaparameter mit einer Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und Stoßfrequenz  $\nu_p$ , die in Abhängigkeit der Prozessparameter stehen (siehe Abschnitt 2.1.1), berücksichtigt. Räumliche Dichtegradienten und Oberflächenwelleneffekte, die ab einer Dichte  $n_{e,c(surf)}$  auftreten, finden mit diesem Modellansatz keine Berücksichtigung. Somit müssen die Plasmaprozesse bzw. Plasmaprozessschwankungen auf diese beiden Parameter zurückgeführt werden. Die geometrischen Abmessungen des Einblockmodells ergeben sich meistens durch das Plasma begrenzende Gefäß bei geschlossenen Quellensystemen. Andererseits gibt es Ausnahmen, die offene Quellenstrukturen aufweisen, wie z.B. eine Durchlauf-SLAN, die axial offen ist, was zur Erzeugung von großvolumigen Plasmen notwendig ist [59]. In solch einem Fall ergibt sich in axialer Richtung eine andere Grenze für das Modell, die durch den Schwellwert  $n_{e,c}$  gekennzeichnet ist, was den Übergang vom unter- zum überkritischen Plasma festlegt. Entscheidend ist, dass ein überkritisches Plasma eine Abschirmung gegenüber dem elektrischen Feld verursacht, sodass endliche Eindringtiefen (Gl. 2.14) vorliegen, die die elektromagnetischen Eigenschaften eines Resonators beeinflussen und somit das Quellendesign. Dies trifft insbesondere auf Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen zu. Da mit dem Übergang zum unterkritischen Plasma ein exponentieller Abfall der Elektronendichte  $n_e$  (siehe Absch. 2.1.5) vorliegt, kann an dieser Stelle ein abrupter Übergang der Modellgrenze erfolgen.

### 4.2 Plasmaparameterstudie

In vielen Anwendungsgebieten kann die zugrunde liegende geometrische Form des Plasmas auf eine Zylinderstruktur zurückgeführt werden, wie es z.B. auch bei der SLAN-Familie möglich ist. Solche zylindrischen Geometrien eines Plasmas wurden bereits in

Resonatoren mit geschlossenen Stirnseiten sowie unter Vernachlässigung der Koppelschlitz bezüglich ihres Eigenmodenverhaltens analytisch untersucht. Speziell die in einer  $\mu$ SLAN im Rezipienten angeregte  $TE_{11p}$ -Mode wurde hier in ihren Abhängigkeiten von Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und Stoßfrequenz  $\nu_p$  in normierter Form diskutiert [66] [67], die als Auszug für die  $TE_{111}$ -Mode in Abbildung 4.1 gezeigt sind. Das Plasma wurde auch hier als ein homogenes isotropes Medium angesetzt.

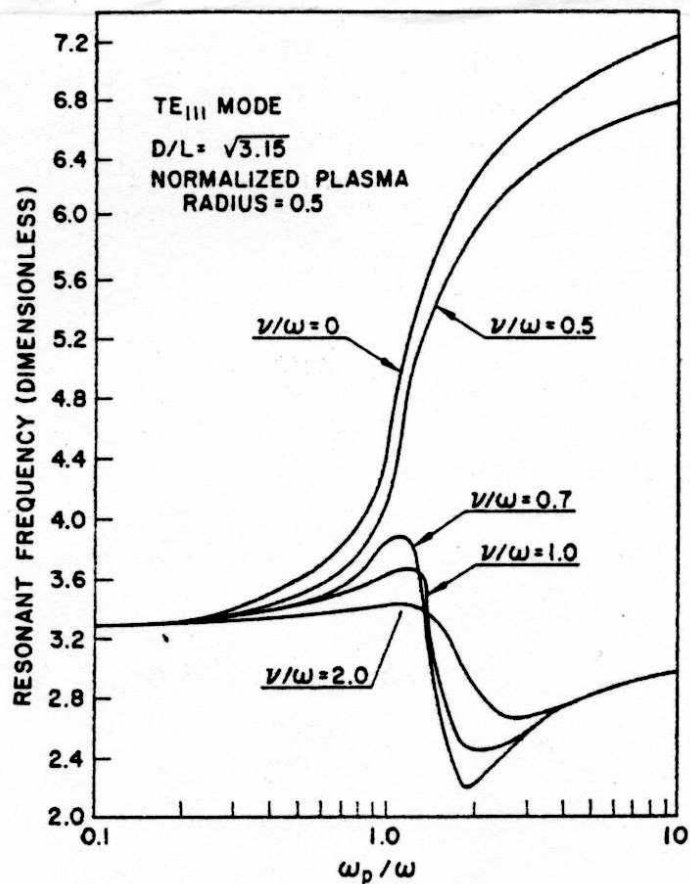


Abbildung 4.1: Resonanzverschiebungen bei einer  $TE_{111}$ -Mode als Funktion von  $\omega_p/\omega$  und  $\nu_p/\omega$ , bei einem normierten Plasmaradius von 0,5 und einem Verhältnis von  $D/L = 3,15$  [66]

Aus Abbildung 4.1 zeigt sich, dass für unterkritische Plasmen  $\omega_p/\omega \leq 1$  eine stetige Verschiebung der Resonanzfrequenz vorliegt, die mit zunehmendem Verhältnis von  $\nu_p/\omega$  reduziert wird. Für überkritische Plasmen  $\omega_p/\omega > 1$  ist dieser stetige Zuwachs ebenfalls vorhanden, der jedoch mit  $\nu_p/\omega = 0,7$  zusammenbricht, sodass zu einer Resonanzfrequenz zwei Verhältnisse von  $\omega_p/\omega$  existieren, was somit zu zwei Lösungen für die Elektronendichte  $n_e$  führt. Diese Resonanzen sind gedämpfte Schwingungen, sodass sich einerseits die absorbierte Leistung des Plasmas  $P_{abs}$  nach Gl. 2.17 ändert, andererseits eine Verschiebung in der Frequenz entsteht, die in den Reflexionsfaktor  $S_{11}$  einfließt, der über

die Frequenz aufgetragen wird. Führt man eine Parametervariation der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und Stoßfrequenz  $\nu_p$  durch, können die oben aufgeführten Abhängigkeiten im Reflexionsfaktor  $S_{11}$  beobachtet werden. Für eine Abschätzung der Elektronentemperatur  $T_e$  und Elektronendichte  $n_e$  muss eine Referenzebene, z.B. zwischen Generator und Plasmaquelle, eingeführt werden, an der die verfügbare Leistung  $P_{verf}$  bekannt ist. Ist dieses gegeben, so kann bei stetiger Abhängigkeit eine Anpassung der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und Stoßfrequenz  $\nu_p$  erfolgen, bis sich der zugehörige Reflexionsfaktor  $S_{11}$  bei der Generatorfrequenz  $\omega$  einstellt. Aus diesen ermittelten Werten kann unter Berücksichtigung der Gl. 2.1 und Gl. 2.3 auf die Elektronendichte  $n_e$  sowie Elektronentemperatur  $T_e$  geschlossen werden. Diese Vorgehensweise ermöglicht somit die indirekte numerische Bestimmung der Plasmaparameter, die vor allem dort von Interesse ist, wo der Zugang mit diagnostischen Mitteln unterlegen ist. Ist auf diese Weise der Arbeitspunkt der Plasmaquelle bestimmt worden oder wurden die Betriebsparameter vorher definiert, kann die MWPQ um ihren Arbeitspunkt charakterisiert bzw. für die Plasmaphase optimiert werden. Da jedoch die stetige Abhängigkeit der Plasmaparameter mit zunehmendem Verhältnis von  $\nu_p/\omega$  zusammenbricht, ist ein Anhaltspunkt für die Obergrenze notwendig. Als oberstes Verhältnis für  $\nu_p/\omega$  kann hier die Abbruchbedingung für Oberflächenwellen (siehe Abschn. 2.1.5) betrachtet werden, die vorliegt, wenn die ambipolare Diffusion nicht mehr erfüllt ist, sodass Stufenionisationen und Volumenrekombinationen entstehen.

### 4.3 Leistungsbilanz

Die verfügbare Leistung  $P_{verf}$  ist diejenige Leistung, die vom Mikrowellengenerator als Nenngröße in das Rechteckhohlleitersystem eingespeist wird. Um Verluste von Generatorkomponenten wie Zirkulator und Magnetron vernachlässigen zu können, sollte der Istwert der von der Plasmaquelle aufgenommenen Leistung  $P_{in}$  durch ein Sechstor-Reflektometer kontrolliert bzw. nachgeregelt werden. Die aufgenommene Leistung  $P_{in}$  ist diejenige Leistung, die nach Abzug der reflektierten Leistung  $P_{refl}$  in dem System verbleibt und für den Plasmaprozess zur Verfügung steht, sodass folgender Zusammenhang besteht.

$$P_{verf} = \underbrace{P_{abs} + P_{verl.}}_{P_{in}} + P_{refl} \quad (4.1)$$

Weiterhin setzt sich die aufgenommene Leistung  $P_{in}$  aus den thermischen Verlusten  $P_{verl.}$ , die durch die endlichen Wandströme in verlustbehafteten Quellenmaterialien sowie im Anpassungsnetzwerk hervorgerufen werden, und der feldstärkeabhängigen Leistungsabsorption des Plasmas  $P_{abs}$  zusammen. Dabei ist  $P_{abs}$  eine Funktion des Betragsquadrates des elektrischen Feldes.

$$|\underline{E}|^2 = E_0^2 \cdot e^{-2 \frac{\omega}{c_0} n''_{br} Z_{max}} \quad (4.2)$$

Die Gl. 4.2 berücksichtigt die Dämpfung des elektrischen Feldes durch den Brechungsindex  $n''_{br}$ , der in der Simulation in den reduzierten Feldkomponenten jeder einzelnen Mesh-Zelle wiederzufinden ist. Will man nun Gl. 4.1 in seinen Leistungsanteilen separieren, muss der Anteil der absorbierten Leistung des Plasmas  $P_{abs}$  ermittelt werden. Dieses kann durch eine numerische Summation über die Mesh-Zellen, die das Plasmavolumen beinhalten, erfolgen, sodass die vom Plasma allein aufgenommene Leistung sich wie folgt ergibt<sup>1</sup>

$$P_{abs,num} = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k=1}^{X,Y,Z,max} \omega \varepsilon_0 \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{v_p}{\omega} \frac{1}{1 + \left( \frac{v_p}{\omega} \right)^2} |E(x, y, z)|^2 \cdot \Delta x_i \cdot \Delta y_j \cdot \Delta z_k \quad (4.3)$$

Die Separation der Leistungsanteile ermöglicht auch eine bessere Beurteilung der Effizienz eines Anpassungsnetzwerkes. Bei offenen Quellenstrukturen, z.B. bei einer Durchlauf- $\mu$ SLAN, kann die Länge einer Plasmasäule in axialer Richtung variieren, was z.B. bei einer Druck- oder Leistungsvariation der Fall ist. Die Längenvariation soll hier als Plasmasäulenwachstum bezeichnet werden. Andererseits kann es auch bei diesen Quellentypen zu einem Versatz der Plasmasäule kommen, wenn die Quelle mit einem hohen Gasfluss einseitig in axialer Richtung durchströmt wird. Das bedeutet, dass die Plasmasäule in Gasflussrichtung verschoben wird, was hier als asymmetrischer Versatz bezeichnet werden soll. Mit diesen Plasmakonstellationen können Wechselwirkungen zwischen Plasmasäulenende sowie Reflexionen an den Stirnseiten z.B. eines zylindrischen Resonators entstehen, die die Feldverteilung beeinflussen und somit die absorbierte Leistung des Plasmas. Diese Art der Reflexionen können ebenso mit dem Einblockmodell erfasst werden und sollen weiterhin als Quellenreflexionen bezeichnet werden. Die Beurteilung solcher Fälle können ebenfalls durch die Separation der Leistungsanteile mit der numerischen Summation über das Plasmavolumen erfolgen.

## 4.4 Plasmasäulenwachstum und Versatz

In der Plasmaphase kann die Plasmasäule, z.B. bei einer Durchlauf- $\mu$ SLAN, das elektrotechnische Verhalten einer MWPQ maßgeblich beeinflussen, was insbesondere bei überkritischen Plasmen zutrifft. Daher soll in diesem Abschnitt das Plasmasäulenwachstum in einer Durchlauf- $\mu$ SLAN untersucht werden, das in Abhängigkeit der verfügbaren Leistung  $P_{verf}$  und dem Druck  $p$  variieren kann, sodass hier bei einseitig geringer Gasströmung von symmetrischem Wachstum gesprochen werden kann. Andererseits soll in diesem Zusammenhang auch der Versatz einer Plasmasäule, bedingt durch einseitig hohe Gasströmung durch die Quelle betrachtet werden, was hier als asymmetrischer Versatz aufgefasst werden soll. Um den Diskretisierungsaufwand in der Simulation begrenzen zu

<sup>1</sup>Für die Summation wurde speziell ein VBA-Macro angepasst, das ein Auslesen geometrieabhängiger Feldwerte ermöglicht, was im Anhang B beschrieben ist.

können, ist man stets am Modell bemüht, Symmetrieebenen des elektrischen bzw. magnetischen Feldes zu definieren. Bei einem symmetrischen Plasmasäulenwachstum kann dieses berücksichtigt werden, was jedoch bei asymmetrischen Konstellationen der Plasmasäule nicht mehr möglich ist, sodass der Diskretisierungsaufwand erheblich ansteigt. Daher soll die Untersuchung zeigen, ob eine vereinfachende Annahme der Symmetrie gegenüber der Asymmetrie nicht nur hinreichend genaue Ergebnisse liefert, sondern auch, ob Regeln zum Design einer MWPQ abgeleitet werden können. Um realitätsnahe Ergebnisse zu erzielen, wurden an einer nach den  $\mu$ SLAN-Prinzip arbeitenden MWPQ, deren Schlitze als Hornstrahler ausgelegt waren, Doppel-Langmuir-Sondenmessungen bei einem Druck von  $p = 5$  mbar durchgeführt. Um den Versatz d.h. die Asymmetrie der Plasmasäule zu begrenzen, wurden die Messungen bei einem geringen Gasfluss von 500 sccm und verschiedenen eingespeisten Leistungen  $P_{verf}$  an einem Sauerstoffplasma ( $O_2$ ) vorgenommen. Die Korrektur der Messwerte für die Elektronendichte  $n_e$  erfolgte gemäß den Erläuterungen nach Abschnitt 5.7.1.2. Die geometrische Begrenzung des Einblockmodells erfolgte nach Abschnitt 4.1. Für die axiale Länge der Plasmasäule wurde der Schwellwert der Elektronendichte  $n_{e,c}$  aus den korrigierten Doppel-Langmuir-Sondenmessungen herangezogen, sodass sich die Plasmasäulenlängen gemäß Tabelle 4.1 für den *Upstream* und *Downstream* für die Simulation ergaben. Darüber hinaus wurde die reflektierte Leistung  $P_{refl}$  zwischen MW-Generator und Quelleneingang (Referenzebene zum Simulationsmodell) mit einem Sechstor-Reflektometer erfasst bzw. kontrolliert. Eine Differenzierung zwischen der durch das Plasma absorbierten Leistung  $P_{abs,mess}$  und den Quellenverlusten  $P_{verl,mess}$  kann nicht erfolgen, sodass hier ausschließlich die Summe  $P_{in,mess}$  angegeben wird.

$P_{verf}$ [W]	$l_{p,max,upstream}$ [mm]	$l_{p,max,downstream}$ [mm]	$\sum l_p$ [mm]	$P_{refl,mess}$ [W]
600 [W]	60	91	151	34
800 [W]	96	130	226	36
1000 [W]	140	170	310	33

Tabelle 4.1: Messergebnisse für die Plasmasäulenlänge bei einem Gasfluss von 500 sccm und einem Druck von  $p = 5$  mbar für ein Sauerstoffplasma  $O_2$

Die für die Simulation notwendigen Plasmaparameter wurden durch das Einblockmodell nach dem beschriebenen Prinzip von Abschnitt 4.2 bei einer Eingangsleistung  $P_{verf}$  von 1000 W ermittelt, wobei die Bestimmung von Plasmasäulenlänge und Versatz nach den Messergebnissen erfolgte. Es ergab sich somit eine gemittelte Plasmakreisfrequenz von  $\omega_p = 95 \cdot 10^9$  rad/s und eine Stoßfrequenz von  $\nu_p = 9 \cdot 10^9$  1/s. Sicherlich wird durch die Variation der Leistungszufuhr der gemittelte Wert der Plasmakreisfrequenz variieren, jedoch kann dieser hier unberücksichtigt bleiben, da das Plasma bereits stark überkritisch ist. Dass ausschließlich die Länge der Plasmasäule variiert, geht aus den Messergebnissen hervor. Die sich in jedem Leistungsfall einstellenden Feldverteilungen in der Quelle sind

in Abbildung 4.2 dargestellt, die zusätzlich durch die Auswertung der Leistungsbilanz (Abschnitt 4.3) nach Tabelle 4.2 erklärt werden. Es zeigt sich, dass die Leistungsbilanz für eine eingespeiste Leistung von  $P_{verf} = 600$  W für zwei Frequenzen vorliegt. Dieses ergab sich dadurch, dass die reflektierte Leistung  $P_{refl,sym}$  und  $P_{refl,asym}$  in der Simulation bei 2,45 GHz wesentlich von der gemessenen Leistung  $P_{refl,mes}$  abwich. Auffällig war jedoch in der Simulation, dass eine ausreichende Absorption der Leistung bei einer Frequenz von 2,47 GHz vorlag, sodass hier ebenfalls eine Auswertung erfolgte. Anschließende Labormessungen bestätigten diesen Frequenzversatz zu 2,47 GHz. Diese Differenz kann durch die Frequenz- und Phaseninstabilität des Mikrowellengenerators erklärt werden, die bei niedrigen zugeführten Leistungen (Min. 600 W / Mikrowellengenerator abhängig) entstehen können. Da dieses mehr der Realität entsprach, sind die elektrischen Feldbilder in Abbildung 4.2 für eine symmetrische Plasmasäule in a) und für einen asymmetrischen Versatz der Plasmasäule in b) für eine zugeführte Leistung von  $P_{verf} = 600$  W bei einer Frequenz von 2,47 GHz dargestellt. Aus den Leistungswerten nach Tabelle 4.2 ist ersichtlich, dass im symmetrischen Fall die reflektierte Leistung  $P_{refl,sym} < P_{refl,asym}$  ist, wobei die Differenz in den Quellenverlusten  $P_{verl.}$  wiederzufinden ist. Die absorbierten Leistungen durch das Plasma sind quasi identisch  $P_{abs,sym} \approx P_{abs,asym}$ . Eine Betrachtung der Feldverteilungen zeigt keine wesentlichen Unterschiede sowie Beeinflussung durch die MW-Dichtungen<sup>2</sup>, die eine sehr niedrige Konduktivität besitzen, auf, sodass die Quellenverluste im symmetrischen Fall durch die Symmetriebedingungen in der Simulation entstehen. D.h. es liegen symmetrische Oberflächenströme auf der Quellenkonstruktion vor, was bei einer asymmetrischen Betrachtung nicht der Fall ist und somit zur Reduktion der Verluste führen kann. Ein der Realität näheres Ergebnis liefert die asymmetrische Betrachtung.

Der Fall einer eingespeisten Leistung von  $P_{verf} = 800$  W zeigt, dass die reflektierte Leistung  $P_{refl,sym} \gg P_{refl,asym}$  ist, sodass die absorbierte Leistung des Plasmas  $P_{abs,sym} < P_{abs,asym}$  vorliegt. Die geringeren Quellenverluste im symmetrischen Fall  $P_{verl.}$  entstehen ebenfalls durch die Symmetrieebenenbedingung in der Simulation, bedingt durch die reduzierte Leistungseinkopplung und die damit verbundenen Oberflächenströme auf der Quellenkonstruktion. Die höhere reflektierte Leistung im symmetrischen Fall kann durch eine Fehlanpassung des Anpassungsnetzwerkes ausgeschlossen werden, da die Leistungswerte im asymmetrischen Fall dicht mit den Messungen korrelieren. Die Feldbilder in Abbildung 4.2 c) und d) zeigen Unterschiede zwischen dem symmetrischen und asymmetrischen Versatz der Plasmasäule auf. Im symmetrischen Fall sind die Feldwerte entlang der Plasmasäule gering, aber es entstehen leichte Feldkonzentrationen zwischen Plasmasäulenende und den Stirnseiten (MW-Dichtungen). Diese Feldkonzentrationen verstärken sich einseitig bei asymmetrischem Versatz der Plasmasäule, sodass hohe Feldkonzentrationen im linken Teil der Quelle resultieren, was dadurch verstärkt wird, dass die Konzentrationen auf der rechten Seite der Quelle abnehmen. Die hohen Feldwerte können somit den Unterschied in der absorbierten Leistung des Plasmas  $P_{abs,asym} > P_{abs,sym}$  erklären. Eine Frequenzdifferenz zwischen den Messungen und der Simulation konnte nicht festgestellt werden, sodass eine Betrachtung bei 2,45 GHz erfolgt.

<sup>2</sup>MW-Dichtungen sind an den Stirnseiten einer Durchlauf-MWPQ vorzusehen, um die Abstrahlung von Mikrowellen in den Raum zu vermeiden.



$P_{verf}$ [W]	600	600	800	1000
$f$ [GHz]	2,45	2,47	2,45	2,45
Messungen				
$P_{refl,mess}$ [W]	34	34	35,5	33
$P_{in,mess}$ [W]	566	566	764,5	967
Simulation symmetrisch				
$P_{refl,sym}$	390	13,8	302,4	32
$P_{abs,sym}$		525,6	441,6	700,8
$P_{verl.}$		60,6	56	267,2
Simulation asymmetrisch				
$P_{refl,asym}$	333,6	34,2	85,6	20
$P_{abs,asym}$		522,6	628,8	696,8
$P_{verl.}$		43,2	85,6	283,2

Tabelle 4.2: Mess- und Simulationsergebnisse zum Plasmasäulenwachstum und Versatz in einer Durchlauf-MWPQ bei einem Gasfluss von 500 sccm und einem Druck von  $p = 5$  mbar für ein Sauerstoffplasma  $O_2$

Für eine eingespeiste Leistung von  $P_{verf} = 1000$  W kann aus den ermittelten Leistungswerten nach Tabelle 4.2 im Vergleich Nachfolgendes abgelesen werden. Die reflektierte Leistung im symmetrischen Fall ist größer als im asymmetrischen Fall mit  $P_{refl,sym} > P_{refl,asym}$ , wobei die Differenz bei den Quellenverlusten  $P_{verl.}$  wiederzufinden ist. Eine klare Abgrenzung zwischen beiden Fällen kann anhand der Leistungswerte nicht erfolgen. Betrachtet man die Feldbilder in Abbildung 4.2 e) und f), so erkennt man, dass im symmetrischen Fall Feldkonzentrationen an den Enden der Plasmasäule entstehen, die sich bereits unterhalb der MW-Dichtungen befinden. Im asymmetrischen Fall befindet sich das linke Ende der Plasmasäule unterhalb der MW-Dichtung, sodass auch hier Feldkonzentrationen vorliegen. Auf der linken Seite jedoch befindet sich das Ende der Plasmasäule noch vor der MW-Dichtung, sodass an dieser Stelle die Feldkonzentrationen viel ausgeprägter sind und somit, wie bei einer eingespeisten Leistung von  $P_{verf} = 800$  W, die resultie-

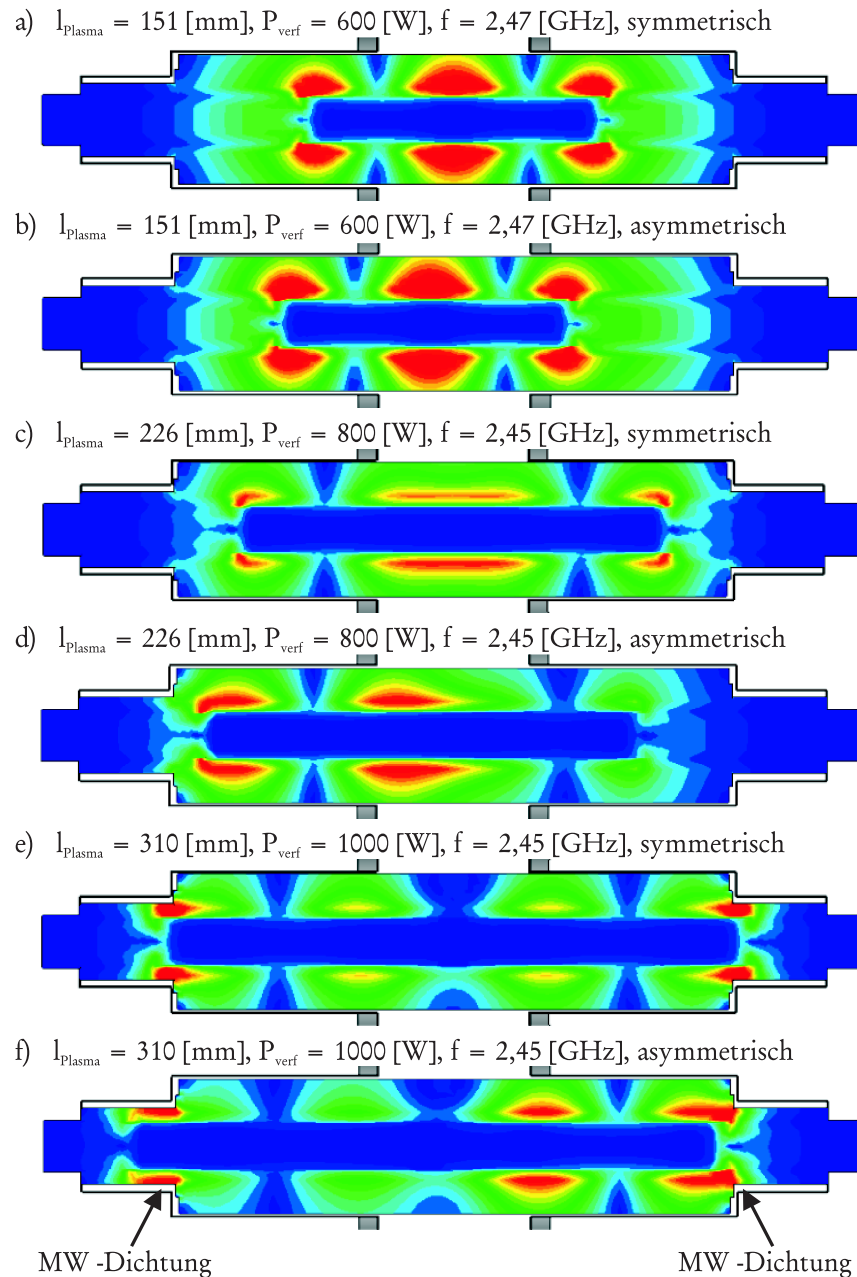


Abbildung 4.2: Feldverteilung innerhalb einer MWPQ für verschiedene Leistungen für einen Plasmasäulenversatz in symmetrischer und asymmetrischer Form

renden Feldkonzentrationen sich in die rechte Quellenseite verschieben. Die wesentlich gestiegenen Quellenverluste  $P_{\text{verl}}$  im Vergleich zu den niedrigeren Leistungen sind durch die gestiegene Wechselwirkung des elektrischen Feldes und die daraus resultierenden Oberflächenströme auf den MW-Dichtungen, die eine sehr niedrige Konduktivität auf-

weisen, entstanden. Der entstandene Frequenzversatz in der Simulation sowie in den Messungen konnte vernachlässigt werden. Auch nach Betrachtung der Feldverteilungen ist eine klare Abgrenzung zwischen beiden Fällen schwierig. Die asymmetrische Betrachtung bei niedrigeren Leistungen zeigte jedoch die besseren Ergebnisse, sodass auch hier der asymmetrische Fall zu bevorzugen ist.

Aus diesen Untersuchungen sollen somit nachfolgende Designkriterien für Durchlauf-MWPQ in ihrer Auslegung der Quellengeometrie festgehalten werden. Die Kriterien können separiert auf stationäre und gepulste Plasmen Anwendung finden.

- Die axiale Länge der Quelle (Rezipient) sollte so bemessen werden, dass für die zugrunde liegenden Plasmaparameter keine Feldkonzentrationen zwischen Plasmasäulenende und Stirnseiten (MW-Dichtungen) entstehen können, um eine einseitige Feldkonzentration in der Quelle zu vermeiden.
- Andererseits kann die Quelle (Rezipient) so ausgelegt werden, dass bei der zu verwendenden minimalen eingespeisten Leistung der Rezipient vollständig ausgefüllt ist. Dieses sollte eine einseitige Feldkonzentration innerhalb des Rezipienten vermeiden.
- Entsteht dennoch die Forderung oder Beurteilung einer Plasmasäule, die einen Versatz aufweist, so sollte grundsätzlich keine Symmetrieebene in der Simulation definiert werden, da dieses die Feldverteilungen erheblich beeinflussen kann.

## 4.5 Stationäre und gepulste Plasmen

MWPQ lassen sich auf zwei Arten betreiben, indem sie stationär oder gepulst vom Mikrowellengenerator gespeist werden. Es soll in diesem Abschnitt ein Ansatz dargestellt werden, wie das Einblockmodell auf den gepulsten Betrieb übertragen werden kann, um auch hier einen besseren Einblick in das elektromagnetische Verhalten einer MWPQ zu erhalten. Dabei geht es insbesondere auch darum, den simulationstechnischen Mehraufwand im Vergleich zum stationären Betrieb abzuwägen. Die Erzeugung eines stationären Plasmas bedeutet, dass dieses die Zünd-, Ausbildungs-, thermische-, und die Plasmaphase, in der sie dann für einen längeren Zeitraum betrieben wird, durchläuft. Eine Optimierung der elektromagnetischen Felder für die Zünd- und Plasmaphase kann mit Hilfe des Einblockmodells erreicht werden, da eine Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und Stoßfrequenz  $\nu_p$  für die Plasmaphase definiert bzw. vorgegeben werden kann. Der simulationstechnische Aufwand beschränkt sich somit auf diese beiden Betriebsphasen. Im Vergleich dazu durchläuft eine gepulste MWPQ die Betriebsphasen kontinuierlich. Bei gepulsten Plasmen ist weiterhin zwischen MW-Puls *an* und MW-Puls *aus* zu unterscheiden, wobei aus beiden Zeitgrößen das Tastverhältnis resultiert. Die MW-Puls-*aus*-Phase ist für das elektromagnetische Verhalten der MWPQ redundant, jedoch muss für die MW-Puls-*an*-Phase weiter differenziert

werden. In [44], [43], [45], [46] wurden die Auswirkungen bzw. Abhängigkeiten der Elektronentemperatur  $T_e(t)$  und Elektronendichte  $n_e(t)$  an einer gepulsten SLAN I untersucht. Es zeigt sich, dass durch die schnelle Anstiegs- und Abfallzeit der Elektronentemperatur  $T_e(t)$  im Vergleich zur Elektronendichte  $n_e(t)$  die Gleichgewichtsphase wesentlich früher erreicht wird. Während der MW-Puls *an* Phase nimmt die Elektronentemperatur  $T_e(t)$  den Wert eines stationären Plasmas an bzw. schwingt bei hohen Pulsfrequenzen um diesen Wert. Basierend auf diesen Ergebnissen kann eine geschätzte Elektronentemperatur  $T_e$  von stationären Plasmen zur Berechnung der Stoßfrequenz  $\nu_p$  herangezogen werden. Da die Anstiegs- und Abfallszeiten der Elektronendichte wesentlich langsamer verlaufen, kann die Elektronendichte  $n_e(t)$  der Pulsmodulation weniger schnell folgen, sodass innerhalb einer MW-Puls-*an*-Phase unterschiedliche Elektronendichten resultieren, die von Pulsfrequenz, Tastverhältnis, Druck, Leistung und der Gasart abhängen. Für die Simulation bedeutet dieses, dass eine Variation der Elektronendichte  $n_e$  bzw. der daraus folgenden Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  bei konstanter Stoßfrequenz  $\nu_p$  notwendig ist, um einen Eindruck in der MW-Puls-*an*-Phase zu den sich ändernden elektromagnetischen Feldverteilungen zu erhalten. Es zeigt sich somit, dass bereits unter diesen rudimentären Vereinfachungen der Simulationsaufwand erheblich ansteigt und dadurch eine Analyse bzw. Optimierung der MWPQ wesentlich erschwert wird.

## 4.6 Frequenz- und Druckbereiche

Da in der vorliegenden Arbeit das Einblockmodell überwiegend bei einer Frequenz von 2,45 GHz untersucht wurde, stellt sich die Frage, ob sich die Ergebnisse auch auf andere Frequenzbereiche übertragen lassen. Daher soll hier eine Möglichkeit aufgezeigt werden, wie diese Übertragbarkeit auf andere Frequenzbereiche denkbar wäre. Beachtet man die Abhängigkeiten aus Abschnitt 4.2, so kann die absorbierte Leistung des Plasmas durch den Reflexionsfaktor  $S_{11}$ , der über die Frequenz aufgetragen ist, in Abhängigkeit von der Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und der Stoßfrequenz  $\nu_p$  beobachtet werden. Diese einfache Beobachtbarkeit ist gegeben, solange das Verhältnis  $\nu_p/\omega < 1$  vorliegt. Das Anheben der Anregungsfrequenz größer 2,45 GHz sorgt dafür, dass bei konstanter Stoßfrequenz  $\nu_p$  das Verhältnis  $\nu_p/\omega \ll 1$  wird und somit die Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  erhalten bleibt. In diesem Zusammenhang kann auch die Stoßfrequenz  $\nu_p$  so lange angehoben werden, was durch einen höheren Druck  $p$  möglich ist, wie das Verhältnis  $\nu_p/\omega < 1$  vorliegt. Das Absenken der Anregungsfrequenz unterhalb von 2,45 GHz zeigt jedoch, dass das Verhältnis von Stoßfrequenz  $\nu_p$  zur Kreisfrequenz  $\omega$  ansteigt und somit schnell  $\nu_p/\omega \geq 1$  werden kann. Die einfache Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  ist nicht mehr gegeben, es sei denn, man reduziert die Stoßfrequenz  $\nu_p$  derart, was durch den Druck  $p$  möglich ist, sodass ein Verhältnis von  $\nu_p/\omega < 1$  folgt. Beachtet man diese Zusammenhänge, so sollte das Einblockmodell auch auf andere Frequenzbereiche sowie Druckbereiche beschränkt übertragbar sein.

# Kapitel 5

## MWPQ für Hochtemperatur-Anwendungen

### 5.1 Übersicht

In dem vorliegenden Kapitel wird die sukzessive numerische Entwicklung einer Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquelle für Prozesstemperaturen oberhalb von 1000°C beschrieben, indem die systematische Anwendung von Designregeln beachtet und die Verwendung des Einblockmodells zur Berücksichtigung des Plasmas in der Simulation Anwendung findet [73](gemäß Abbildung 1.1). Eine auf empirischer Basis entwickelte Quelle 1 wird analysiert und zu einer Quelle 2 weiterentwickelt. Dabei sollte die Integration der Quelle 2 in ein bestehendes Anlagenkonzept (Ofen<sup>1</sup>) ermöglicht werden. Erst die spätere Überarbeitung des Ofens erforderte ein nochmals erweitertes Quellendesign, sodass die positiven Eigenschaften der Quelle 1 (breitbandiges Anpassungsnetzwerk) und die der Quelle 2 (Plasmadichten, Homogenitäten, Unterbindung plastischer Verformungen des Substrates (Quarzglas)) in einer neuen Quelle 3 vereint werden konnten. Die Verifizierung des numerischen Modells erfolgt durch das Plasmabild selbst und durch Messungen an diesem [74] [63].

### 5.2 Eigenschaften des Prozesses

Zur Erzeugung dielektrischer Filme auf dielektrischen Rohren werden PCVD-Verfahren (Plasma chemical vapor deposition) eingesetzt [68] [69] [70] [72], die sich insbesondere bei Mikrowellen-angeregten Plasmaquellen durch die erreichbare Filmqualität, aber auch durch die Möglichkeit der Prozessskalierung auszeichnen. Die Filmqualität sowie die Depositionsraten können durch Prozesstemperaturen oberhalb von 1000°C maßgeblich

---

<sup>1</sup>Der Ofen ist zur Homogenisierung und Aufrechterhaltung des thermischen Profils entlang des Substrates (Quarzglas) außerhalb der Quelle notwendig.

verbessert werden. Es können jedoch Asymmetrien in der axialen Temperaturverteilung entstehen, die die Filmqualität wiederum reduzieren und außerdem zu Prozessinstabilitäten in einer MWPQ (Modensprünge) führen [70]. Darüber hinaus stehen sich bei der Entwicklung einerseits die Realisierung des Prozesses, aber andererseits auch die Skalierbarkeit als entscheidender Faktor zur industriellen Umsetzung gegenüber. Das SLAN-Prinzip zeichnet sich durch seine Skalierbarkeit aus [71] [62], sodass dieses hier angewendet wurde. Die Homogenität der dielektrischen Filme und die Prozessstabilität der MWPQ sind ausschließlich durch optimale elektrische Feldverteilung erreichbar, sodass das Quellendesign vom Prinzip und dessen geometrische Abmessungen eine entscheidende Schlüsselfunktion beinhaltet.

### Prozessparameter und Spezifikationen

Damit eine zielgerichtete Entwicklung vollzogen werden kann, muss im Vorfeld der Parameterbereich des zu realisierenden Plasmaprozesses spezifiziert werden. Diese Prozessdaten sind für ein stationäres Plasma in Tabelle 5.1 angegeben.

Gas	Druck [mbar]	Prozesstemperatur [°C]	Leistung [kW]
O <sub>2</sub>	< 20	> 1000	1 - 6

Tabelle 5.1: Parameterbereich des zu realisierenden Plasmaprozesses

Da der Prozess sowie die Quelle nicht unter Realbedingungen auf Laborebene getestet werden kann, sind Zielgrößen aus dem Parameterbereich in einen äquivalenten Laborprozess zu überführen, die in Tabelle 5.2 angegeben sind.

Gas	Druck [mbar]	Prozesstemp. [°C]	Leistung [kW]	Elektronendichte [m <sup>-3</sup> ]	Elektronentemp. [eV]
O <sub>2</sub>	10	≈ 300	1	≈ 2 · 10 <sup>18</sup>	≈ 5

Tabelle 5.2: Parameterbereich des zu realisierenden äquivalenten Laborprozesses

Aus diesem äquivalenten Laborprozess sind dann die für das Quellendesign notwendigen numerischen Simulationsparameter nach Gl. 2.1, 2.3, 2.4 und 2.5 abgeleitet worden, die in Tabelle 5.3 aufgelistet sind.

Plasmakreisfrequenz	Stoßfrequenz
[rad/s]	[1/s]
$80 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^9$

Tabelle 5.3: Ermittelte Simulationsparameter des äquivalenten Laborprozesses

Darüber hinaus sollte die neu zu entwickelnde Quelle, hier als Quelle 2 bezeichnet (Abb. 5.3 (a)), über eine einfache und gut abstimmbare Zündung verfügen, d. h. der Zündpunkt ist breitbandig und die benötigte Zündleistung niedrig. Außerdem soll die Plasmahomogenität zur Erzielung homogener Filmdepositionen und die Leistungseinkopplung effizient ausgelegt sein (Wirkungsgrad). Eine weitere Forderung bestand darin, das Koppelloch, das den Rechteckhohlleiter und den Ringresonator im SLAN-Prinzip (Abb. 3.1) verbindet, durch einen Koppelschlitz zu ersetzen. Weiterhin sollte eine kurze Bauform des Rezipienten erreicht werden. Die Quelle 2 steht dabei im direkten Vergleich mit der auf empirischer Basis entwickelten Quelle 1 (Abb. 5.3 (b)), die eine Weiterentwicklung der  $\mu$ SLAN ist. Die Quelle 1 unterscheidet sich insoweit, dass die Koppelslitze eine Hornstruktur bei reduziertem Rezipientendurchmesser aufweisen. Diese Maßnahme sollte eine einfachere Initialzündung der Quelle im Zentrum gewährleisten, wobei gleichzeitig der entstehende Freiraum zwischen Ringresonator und Rezipienten für Kühlelemente genutzt werden sollte. Da die Quelle 1 die Prozesseigenschaften nicht erfüllen konnte, wurde eine numerische Analyse vorgenommen, um signifikante Unterschiede in den Quelleneigenschaften hervorheben zu können.

### 5.3 Vorüberlegungen für Quelle 2

Die für die Simulation ermittelten Plasmaparameter nach Tabelle 5.3 zeigen, dass sich ein Verhältnis von Plasmakreisfrequenz und anregender Kreisfrequenz in der Größe von  $\omega_p/\omega \approx 5,2$  einstellt, was als stark überkritisch bezeichnet werden kann. Außerdem liegt ein Verhältnis von Stoßfrequenz und anregender Kreisfrequenz im Bereich von  $\nu_p/\omega \approx 0,58$  vor, sodass insgesamt eine systematische Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$ , der über die Frequenz aufgetragen wird, gegeben sein sollte (siehe Abschnitt 4.2). Dadurch, dass das Plasma stark überkritisch ist, entsteht eine hohe Feldverdrängung, sodass die Eindringtiefe des elektrischen Feldes minimal wird, wodurch eine Koaxialstruktur aus Plasma und Rezipient vereinfacht angenommen werden kann (siehe Abschnitt 3.3.2). Dies ermöglicht somit, ein optimales Radienverhältnis für den Rezipientendurchmesser in Abhängigkeit des Plasmadurchmessers nach Gl. 3.3 zu ermitteln. Eine weitere Vereinfachung besteht darin, dass die angestrebte Prozessleistung hoch und die Forderung nach einem kurzen Rezipienten bestand, sodass davon ausgegangen werden kann, dass der Rezipient bereits bei der niedrigsten Leistungsstufe und dem zugrundeliegenden

Prozessdruck vollständig vom Plasma gefüllt sein wird. Der mit Plasma gefüllte Rezipient hat jedoch zur Konsequenz, dass in der Plasmaphase stirnseitige Reflexionen am Ende des Rezipienten entstehen. Es kann unter Beachtung des Skalierungsfaktors  $\xi(\sigma')$  für den vorliegenden Plasmaprozess somit eine Optimierung für die Zünd- und Plasmaphase erfolgen, wie es im Abschnitt 3.3.3 beschrieben ist. Eine effiziente Art der Einkopplung sowie ein homogenes Feldprofil im Zentrum der MWPQ wird durch das 2-Schlitz-Design (siehe Abschnitt 3.3.1) mit gegenphasiger Kopplung der Schlitze erreicht, sodass sechs Halbwellen im Ringresonator realisiert werden müssen. Dies führt jedoch dazu, dass unter Beibehaltung der optimalen Abmessungen des Rezipienten der Ringresonator eine elliptische Form erhalten muss [75]. Da jedoch die Integration der MWPQ in einen bestehenden Ofen mit dem Ziel der Homogenisierung des thermischen Prozessprofils gefordert war, mussten zylindrische Geometrien erreicht werden. Daher musste der Ringresonator von der elliptischen in eine zylindrische Form überführt werden. Diese Überführung ist nur durch eine Anpassung des Rezipienten und des Ringresonator, abweichend von den optimalen Abmessungen, möglich. Das Ziel der Optimierung für beide Betriebsphasen bei dieser Hochleistungsplasmaquelle konnte somit nur noch auf numerischem Weg durch das Einblockmodell vorgenommen werden.

## 5.4 Numerisches Iterationsverfahren für Quelle 2

In diesem Abschnitt soll die numerische Vorgehensweise zur Optimierung der Quelle 2 beschrieben werden. Mit der Forderung zur Anpassung der Quelle 2 an die notwendigen thermischen Eigenschaften konnten die aus den analytischen Ergebnissen abgeleiteten Abmessungen als Startwerte für die Simulation verwendet werden. Bedingt dadurch, dass eine azimutale Symmetrie geschaffen werden musste, war es notwendig, einen Kompromiss zwischen der Zünd- und Plasmaphase zu erhalten, um die geforderten Spezifikationen zu erfüllen. Weiter einschränkend war, dass die Abmessungen des zu beschichtenden Quarzglas sowie die festgelegte minimale Zündfeldstärke im Zentrum (absolute Feldstärke) eingehalten werden mussten. Dabei zeigten sich nachfolgende Vorgehensweisen ab.

- Die ersten analytisch ermittelten Abmessungen wurden als Startwerte verwendet (elliptische Geometrie). Eine erste Abstimmung durch Variation der Kurzschluss-Schieber-Position ermöglichte die Beurteilung für die Zünd- und Plasmaphase, ob die Spezifikationen erreicht werden konnten.
- Es folgte die iterative Anpassung des Rezipientendurchmessers, sodass eine azimutale symmetrische Form des Ringresonators erreicht wurde. Hierbei wurde immer wieder eine Variation der Kurzschluss-Schieber-Position vorgenommen, um zu erkennen, ob die Spezifikationen erfüllt werden konnten. Hierbei ist festzuhalten, dass mit zunehmendem Durchmesser des Rezipienten die maximale Feldstärke (Gl. 3.3) auf der Oberfläche des Plasmas reduziert wird, sodass sich die maximal einkopplbare Leistung verringern kann (Gl. 2.17). Entgegenwirken kann man durch die



Rezipientenlänge, was jedoch auch das Zündverhalten beeinflusst (Gl. 3.7). Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Koppelschlitztiefe zu variieren, jedoch werden hierdurch die Strahlungsintensitäten in den Rezipienten reduziert.

- Die gegenphasige Kopplung der  $TE_{11n}$ -Mode im Ringresonator zu den Koppelschlitzten wurde durch die Anpassung der Ringresonatortiefe erreicht. Die Einhaltung der Spezifikationen wurde zwischendurch immer wieder durch Variation der Kurzschluss-Schieber-Positionen überprüft.
- Es stellte sich nach Einfügen der Schlitzkopplung zwischen Rechteckhohlleiter und Ringresonator heraus, dass die Koppelschlitzte in ihrer azimuthalen Position gedreht werden mussten, um ein Optimum für die Zünd- und Plasmaphase zu erhalten.

Die vorstehenden Variationen wurden solange durchgeführt, bis ein optimaler Kompromiss zwischen Zünd- und Plasmaphase erreicht wurde, der die Spezifikationen erfüllte. Die auf diesem Wege ermittelten geometrischen Abmessungen für die gefertigte Quelle 2, sollen mit der auf empirischer Basis konstruierten Quelle 1 im nachfolgenden Abschnitt in den betrachteten Betriebsphasen gegenüber gestellt werden.

## 5.5 Vergleich Zündphase: Quelle 1 und 2

Die Quelle 1 ist eine empirische Weiterentwicklung der Standard  $\mu$ SLAN, bei der die Koppelschlitzte in Hornstrukturen geändert wurden, sodass ein reduzierter Rezipientendurchmesser entstand. Mit dieser Änderung wollte man eine höhere Feldkonzentration im Rezipienten erhalten, um die Initialzündung des Plasmas auch bei höheren Drücken sicherstellen zu können. Um dies zu untersuchen, wurden beide Quellen im Labor aufgebaut, mit der Absicht die Zündleistungen zu ermitteln. Die experimentell aufgenommenen Werte sind in Abbildung 5.1 a) für die Quellen 1 und 2 über einen Druckbereich von 3 bis 20 mbar dargestellt. Es zeigt sich, dass oberhalb von 15 mbar die Quelle 1 keine Initialzündung des Plasmas mehr ermöglichte. Auffällig ist, dass die Paschenkurve bei Quelle 1 nicht eindeutig zu erkennen ist, was daran liegen kann, dass nur ein beschränkter Druckbereich aufgenommen wurde. Es bedeutet aber auch, dass kein Resonanzverhalten zur Erzeugung von Feldüberhöhungen im Rezipienten vorliegt, obwohl die Hornstruktur eine Feldkonzentration hätte begünstigen sollen. Somit sind Leistungen von 2000 W notwendig, um die Initialzündung des Plasmas einzuleiten. Mit der Quelle 2 konnte eine Initialzündung des Plasmas mit Leistungen von 600 W bis 660 W über den untersuchten Druckbereich erreicht werden. Dass die Paschenkurve hier nicht klar zu erkennen ist, liegt daran, dass der MW-Generator eine Mindestleistung von 600 W abgibt und somit keine niedrigeren Leistungen eingestellt werden konnten. Dennoch erkennt man einen Leistungsanstieg von ca. 60 W zu höheren Drücken. Betrachtet man noch das Verhältnis der Zündleistung von Quelle 1 zu Quelle 2, so ist eine Leistungssteigerung mit einem Faktor von 3,1 bis 3,3 erzielt worden.

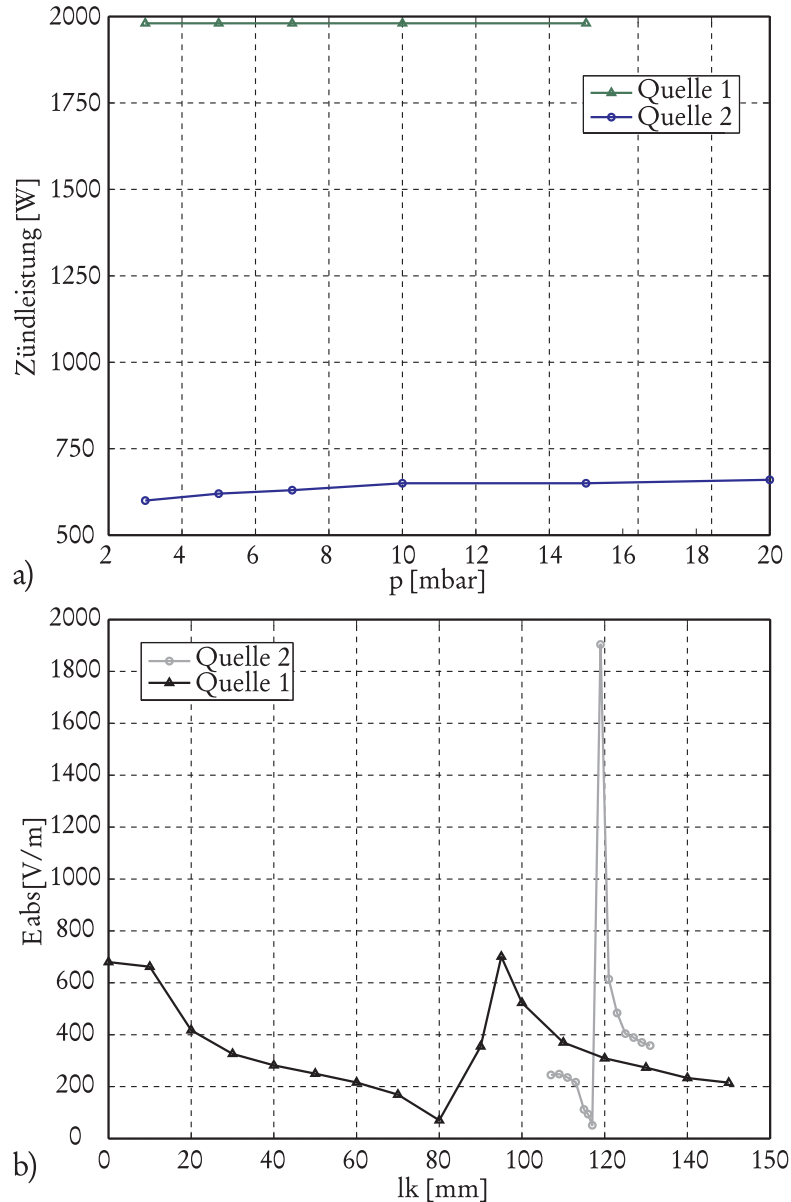


Abbildung 5.1: a) Experimentell ermittelte Zündleistungen in Abhängigkeit des Druckes für die Quelle 1 und 2 um 2,45 GHz, b) Absolutwerte des elektrischen Feldes im Zentrum der Quellen als Funktion der Kurzschluss-Schieberposition bei einer Frequenz von 2,45 GHz

Damit im Zentrum der Quelle eine Initialzündung des Plasmas erfolgen kann, sind Feldüberhöhungen notwendig, die mit Anpassung der Quelle an den MW-Generator durch die Kurzschluss-Schieberposition erreicht werden. Um die Laborergebnisse besser verstehen zu können, sind die Quellen hinsichtlich ihres Abstimmverhaltens in der Simulation untersucht worden. Dazu sind die Absolutwerte des elektrischen Feldes bei einer Frequenz von 2,45 GHz im Zentrum des Rezipienten von Quelle 1 und 2 über die Kurzschluss-Schieber-Position in Abbildung 5.1 b) aufgetragen. Für die Quelle 1 erkennt

man, dass sich zwei Feldmaxima im Abstand von einer halben Hohlleiterwellenlänge  $\lambda_g/2$  einstellen, die sich jedoch in ihren Absolutwerten von ca. 700 V/m kaum unterscheiden. Mit den Feldwerten der Quelle 2 zeigt sich, dass ein Maximalwert bei 2,45 GHz von ca. 1900 V/m vorliegt, sodass eine wesentlich bessere Initialzündung des Plasmas erreicht wird. Auch hier ist eine Periodizität des maximalen Feldwertes mit einer halben Hohlleiterwellenlänge zu erwarten, jedoch ist die Sensitivität der Quelle sehr hoch, so dass nur ein Detailbereich untersucht wurde. Lässt man noch eine Betrachtung innerhalb einer Bandbreite von 20 MHz um 2,45 GHz zu, so können die maximalen Feldwerte bei Quelle 2 von ca. 1900 V/m bis ca. 2450 V/m schwanken, was bei den Feldwerten von Quelle 1 von ca. 700 V/m nicht der Fall ist. Bildet man nun das Verhältnis der maximalen Feldwerte von Quelle 2 zur Quelle 1, so ergibt sich ein Faktor zwischen 2,7 bis 3,5. Die ermittelten Faktoren aus der Simulation und dem Experiment sind vergleichbar, sodass einerseits offensichtlich wird, dass das Resonanzverhalten des Rezipienten der Quelle 1 schlecht ist und dass andererseits der ermittelte Faktor aus der Simulation auf die Initialzündung des Plasmas direkt übertragbar ist. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Quelle 1 bei einem niedrigeren Feldwert breitbandiger ist, als die Quelle 2, die sehr schmalbandig ausfällt. Dieses Verhalten konnte auch im Experiment beobachtet werden, sodass die Abstimmung der Kurzschluss-Schieber-Position viel schwieriger/sensitiver war, als die der Quelle 1. Der entscheidende Unterschied im Anpassungsnetzwerk von Quelle 1 und 2 ist, dass die Pilzstruktur, Koppelantenne und das Koppelloch durch einen Koppelschlitz ersetzt worden sind. Dass durch die Pilzstruktur eine bessere Bandbreite erzielt wird, geht aus den Arbeiten [59] [60] [61] hervor (siehe auch Abschnitt 3.4.1). Es sei darauf hingewiesen, dass die den Quellen zugrundeliegenden Konduktivitäten in der Simulation berücksichtigt worden sind. Dabei hatte die Quelle 1 eine schlechtere Konduktivität als die Quelle 2, was nicht der Hauptgrund für die hohen Zündleistungen sein kann. Der Grund für die höhere Konduktivität der Quelle 2 war eine Vorgabe, um eine verbesserte Wärmeleitung zur Kühlung der Quelle 2 zu erhalten, da die Freiräume im Vergleich zur Quelle 1 entfallen sind.

## 5.6 Vergleich Plasmaphase: Quelle 1 und 2

Ein weiterer Gedanke der Hornstruktur war, dass durch die Feldkonzentrationen im Zentrum der Quelle 1 die notwendigen Leistungsdichten bereits bei niedrigen Leistungen erzielt werden, um die benötigten Elektronendichten für den Plasmaprozess zu erhalten. Im ersten Schritt sollen dazu die Reflexionsfaktoren  $S_{11}$  der Quellen 1 und 2 unter Berücksichtigung der Plasmaparameter nach Tabelle 5.3 über die Frequenz aufgetragen werden.

Es zeigt sich nach Abbildung 5.2, dass die Quelle 1 im Vergleich mit der Quelle 2 ein wesentlich besseres Absorptionsverhalten aufweist. Betrachtet man die Frequenz 2,45 GHz, so liegt die Quelle 1 bei -12,5 dB (ca. 5,6%) und die Quelle 2 bei -8,2 dB (ca. 15,1%) in der Absorption, sodass man denken könnte, dass die Quelle 1 effizienter ist. Berechnet man weiterhin die 3dB-Bandbreite (50% Leistungsabsorption) der Quellen, so liegt

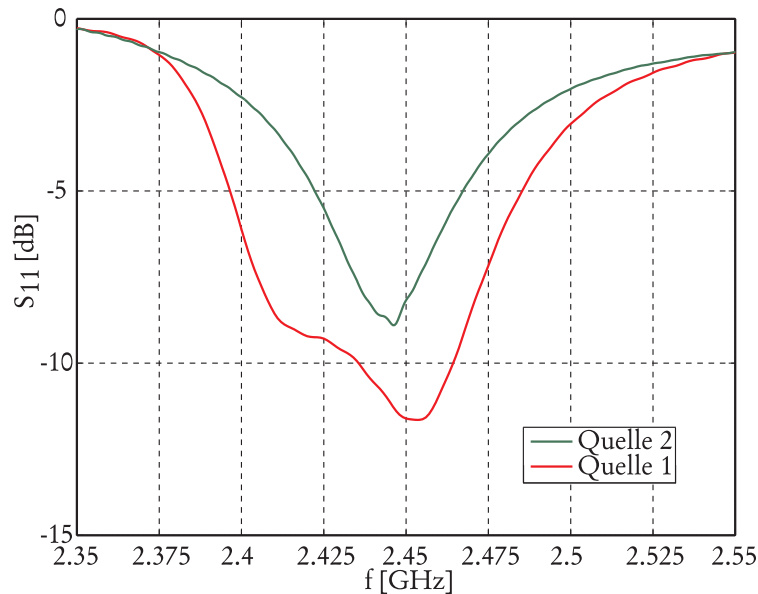


Abbildung 5.2: Simulationsvergleich des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz zwischen der Quelle 1 und Quelle 2 bei gleichen Plasmamparametern

Quelle 1 bei 110 MHz im Vergleich zur Quelle 2 mit 75 MHz. Dieser Unterschied wird durch die geringere Konduktivität des Materials von Quelle 1 zur Quelle 2 hervorgerufen, was aber nicht der einzige Grund ist. Auch das breitbandigere Anpassungsnetzwerk aus Pilzstruktur, Koppelantenne und Koppelloch verursacht Verluste, die an diesen Komponenten in Wärme umgesetzt werden. Erfolgt eine Auswertung der Leistungsbilanz nach Abschnitt 4.3, so ergibt sich, dass in Quelle 1 das Plasma 74% und in Quelle 2 sogar 78% der eingespeisten Leistung aufnimmt. Dieses bedeutet, dass die Quelle 2 eine höhere Leistungsdichte aufweisen sollte. Die Reflexionen für Quelle 1 liegen bei 6% und die der Quelle 2 bei 15%, sodass 20% der eingespeisten Leistung bei Quelle 1 und nur 7% bei Quelle 2 in Wärme umgesetzt werden. Dieses bedeutet aber auch, dass die Quelle 2 effizienter ausgelegt ist. Da gegenwärtig aus dem Reflexionsfaktor  $S_{11}$  keine eindeutigen Aussagen bezüglich der Leistungsdichten / Effizienz getroffen werden können, sind Doppel-Langmuir-Sondenmessungen an den Quellen durchgeführt worden, die im Abschnitt 5.7.1.2 beschrieben sind. Die aus der Simulation resultierenden elektrischen Feldverteilungen unter Beachtung der Plasmamparameter sind in der Abbildung 5.3 im Volumenschnitt dargestellt.

Die Quelle 1 (Abb. 5.3 b)) zeigt die für eine SLAN typischen elektrischen Feldverteilungen. Es ist eine  $TE_{105(f)}$ -Mode im Ringresonator zu erkennen mit einer gegenphasigen Kopplung der Hornstrukturen, was im Rezipienten somit zur Anregung einer  $TE_{11n}$ -Mode führt. Weiterhin bilden sich starke elektrische Felder zwischen Koppelantennenende und gegenüberliegender Ringresonatorwand aus, die insbesondere bei der Initialzündung eines Plasmas bei höheren Drücken zu elektrischen Durchschlägen führt. Zur Quelle 2 (Abb. 5.3 a)) ist zu bemerken, dass der getaperte Rechteckhohlleiter nur zur Notwendigkeit der

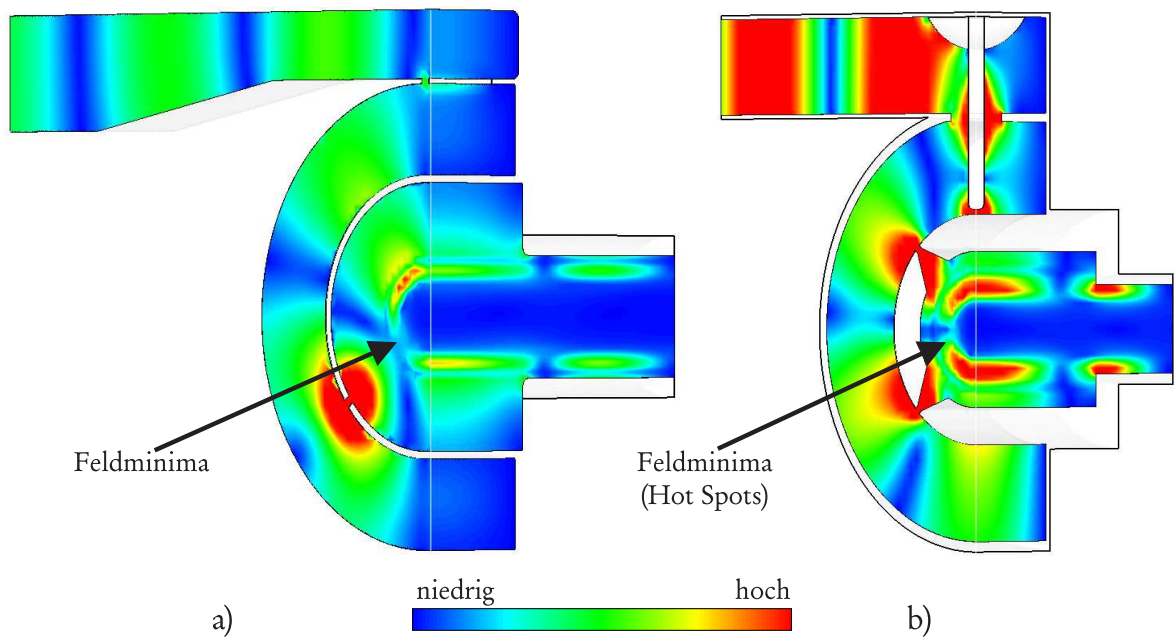


Abbildung 5.3: Elektrische Feldverteilung in der Quelle 2 (a) und der Quelle 1 (b) als Volumen-ausschnitt unter Beachtung der Plasmaparameter

Integration in ein bestehendes Anlagenkonzept vorgesehen wurde. Dadurch, dass die horizontale Positionierung der Koppelslitze zum Rezipienten nicht möglich war, sondern vielmehr die azimutale Positionierung dieser Slitze ein Optimum für die Zünd- und Plasmaphase darstellt, sind die Feldintensitäten in den dargestellten Schnittebenen geringer als bei Quelle 1. Der Vergleich der resultierenden Feldverteilungen zeigt, dass in der Quelle 1 Feldmaxima am Ende des Rezipienten zur MW-Dichtung entstehen, die bei Quelle 2 nicht vorhanden sind, sondern sich unterhalb der MW-Dichtung befinden. Dieses kann insbesondere bei der Quelle 1 zu Wechselwirkungen bzw. Instabilitäten bei Variation von Leistung, Druck oder einseitiger Gasströmung führen, wie sie in Abschnitt 4.4 beschrieben sind, was für Quelle 2 derart nicht zutrifft. Mit der gegenphasigen Kopplung bei Quelle 1 entstehen auch lokale Feldminima (Abb. 5.4 d)) zwischen den Hornstrukturen, die auf dem Quarzglas zu sogenannten Hot Spots führen. Diese lokalen Feldminima sind auch bei Quelle 2 zu erkennen, jedoch schließen diese sich bei ansteigender Leistung (Abb. 5.4 b) und c)). Ein Querschnitt durch die Simulation von Quelle 2 im Vergleich mit CCD-Bildern von dem resultierenden Plasma ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Der Vergleich von Abb. 5.4 a) mit c) zeigt eine beeindruckende Übereinstimmung zwischen den Feldmaxima aus der Simulation und der entstehenden Intensität des Plasmas und stützt somit die Aussagekraft des Einblockmodell maßgeblich.

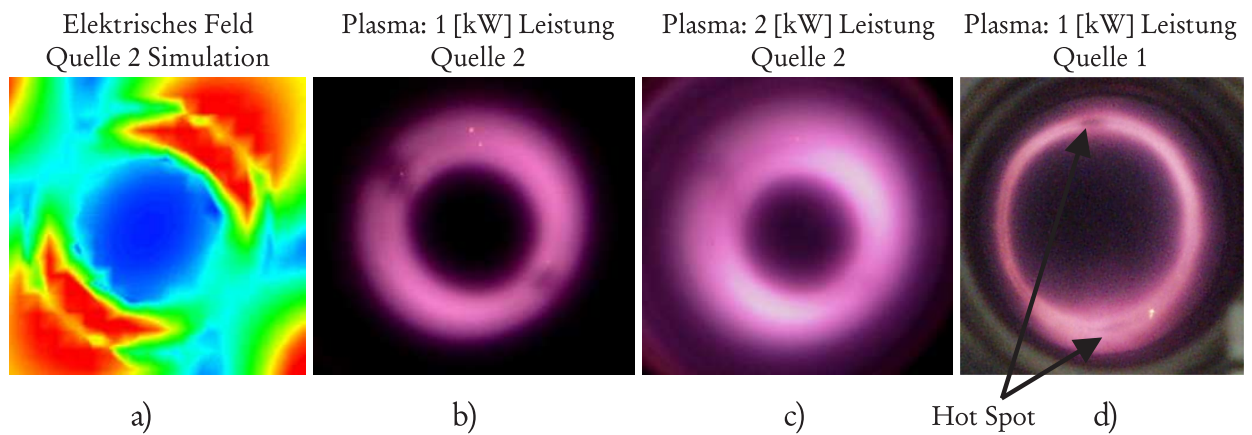


Abbildung 5.4: a) Felddbild der Quelle 2 und die Plasmabilder in b) und c) im Vergleich mit der Quelle 1 d)

Weiterhin führen die lokalen Hot Spots dazu, dass eine lokale Überhitzung des Quarzglas stattfindet, sodass eine plastische Verformung das Resultat ist. In Quelle 1 führt dieses bereits nach einigen Minuten zu einer kegelförmigen Zerstörung des Quarzglas (siehe Abb. 5.5), was jedoch bei der Quelle 2 nach mehreren Stunden nicht beobachtet werden konnte. Lediglich ein leichter azimuthal symmetrischer Schwund ist zu bemerken, der aber vernachlässigt werden kann. Dennoch ist zu zeigen, dass Quelle 2 höhere Leistungsdichten bei vergleichbarem Leistungseintrag liefert (siehe Abschnitt 5.7.1.2).

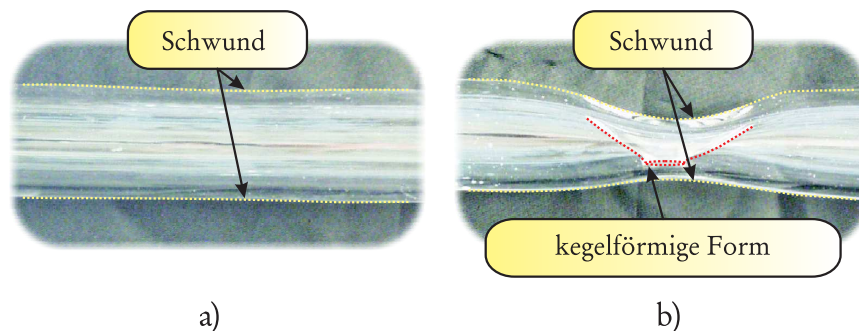


Abbildung 5.5: Plastische Verformung des zu beschichtenden Quarzglas im Dauerbetrieb. In a) leichte symmetrisch azimuthale plastische Verformung in Quelle 2. Für Quelle 1 Zerstörung durch plastische Verformung des Quarzglas (Hot Spots)

## 5.7 Messtechnische Charakterisierung der Quelle 2

### 5.7.1 Langmuir-Sondenmessungen

Zur Bestimmung der Plasmaparameter in einer MWPQ eignet sich die Langmuir-Sonden-technik [93] [95] in besonderem Maße, da mit ihr orts aufgelöste Messungen durchgeführt werden können. Die vorliegenden Messungen wurden mit einem kommerziell verfügbaren L2P-F Langmuirsondenmesssystem von der Firma JE PlasmaConsult aufgenommen, das als Einzel- und Doppelsondenmesssystem verwendet werden kann. Die Sonden bestehen dabei aus ein oder zwei Elektroden, die in das Plasma eingetaucht werden. Bei der Einzelsonde wird der aus dem Plasma über die Sonde fließende Strom als Funktion der Spannung zwischen der Elektrode und der Plasmakammerwand oder einer Referenzelektrode, bei der Doppelsonde als Funktion der Spannung zwischen den beiden Elektroden aufgezeichnet. Die durch das Messsystem aufgenommenen charakteristischen Messkurven für eine Einzelsonde sind in Abb. 5.6 a) und für die Doppelsonde in Abb. 5.6 b) dargestellt.

Mit beiden Messsonden können die positive Ionendichte  $n_+$  sowie die Elektronentemperatur  $T_e$  ermittelt werden. Weiterhin kann mit der Einzelsonde die Elektronendichte  $n_e$  direkt bestimmt werden, was für die Doppelsonde nicht zutrifft. Die Bestimmung der Elektronentemperatur  $T_e$  und positiven Ionendichte  $n_+$  geschieht bei der Doppelsonde durch iterative Anpassung der Messkurve an ein Modell der Sondencharakteristik von Laframboise [94]. Hierbei werden der Bereich der dünnen und dicken Plasmarandschichten und der Übergangsbereich berücksichtigt. Diese Berechnungen basieren jedoch auf der Voraussetzung, dass eine Maxwell-Boltzmannverteilung der Elektronen vorliegt. Um die Plasmaparameter aus der Einzelsondenkennlinie zu erhalten, wird die Druyvesteyn-Methode angewendet [96] [97] [99]. Für weitere Details zur Auswertung sei hier auf [100] [101] [43] verwiesen. Der Vorteil von Doppelsondenmessungen ist, dass sie in dielektrischen Plasmakammern verwendet werden können, der Nachteil ist die nicht direkte Bestimmung der Elektronendichte  $n_e$ . Dies ist für elektronegative Plasmen, wie z.B. Sauerstoffplasmen kritisch, da die positive Ionenkonzentration  $n_+$  um ein Vielfaches höher liegen kann als die Elektronendichte  $n_e$ , da ein Großteil der Elektronen zur Bildung von negativ geladenen Ionen gebunden wurden. Daher wurden im Vorfeld Einzelsondenmessungen an Quelle 1 durchgeführt, um die Elektronegativität des Sauerstoffplasmas bestimmen zu können. Diese Messungen konnten nur deshalb erfolgen, weil die Quelle 1 auch größere Quarzglasdurchmesser unterstützte, um eine Referenzelektrode einführen zu können. Der spätere Vergleich von Quelle 1 und 2 sollte mittels der Doppelsondenmessungen erfolgen, da hierdurch das Plasma bei kleinem Quarzglasdurchmesser weniger gestört wird.

#### 5.7.1.1 Einzel-Langmuir-Sondenmessungen

Da mit Einzelsondenmessungen die Plasmaparameter direkt bestimmt werden können, sollte eine genauere Untersuchung der Plasmasäulenstruktur durchgeführt werden. Da-

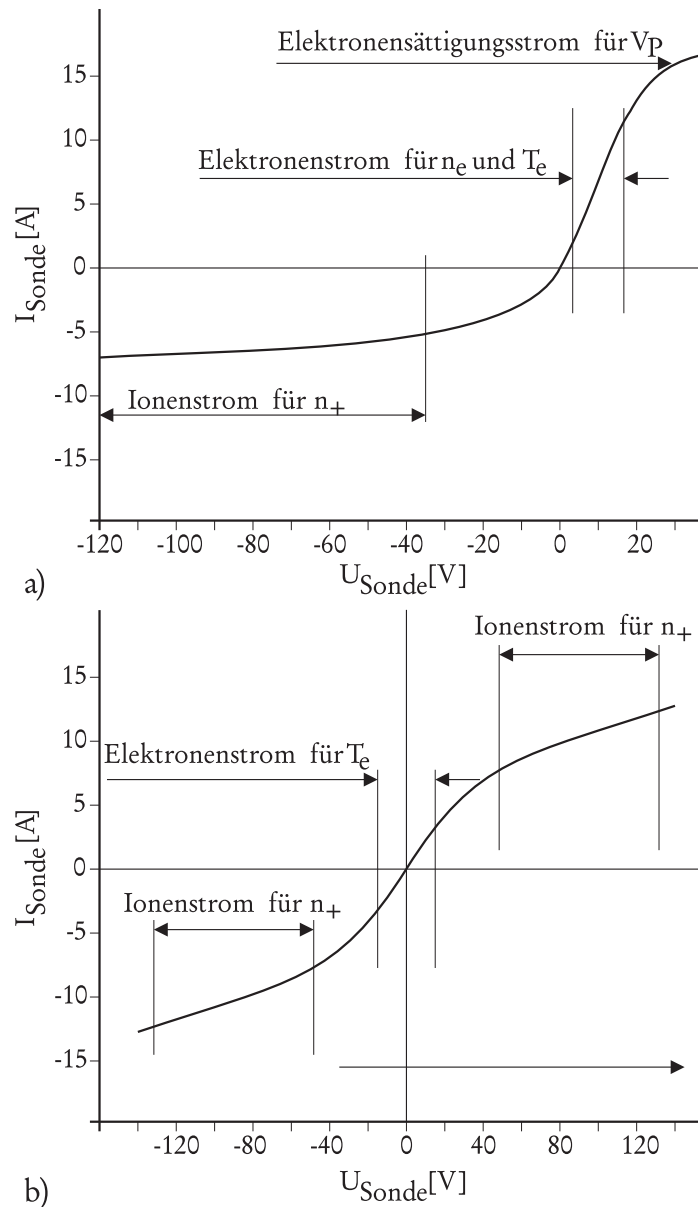


Abbildung 5.6: Charakteristische Einzelsondenkennlinie mit den Teilbereichen zur Bestimmung der Plasmaparameter in a) und die charakteristische Doppelsondenkennlinie mit den Teilbereichen zur Bestimmung der Plasmaparameter in b)

her sind im ersten Messzyklus die axialen Plasmaparameter entlang der MWPQ vermessen worden. Zur Durchführung dieser Messungen wurde eine Referenzelektrode im Downstream Bereich eingeführt, da hier das Plasma aus der MWPQ herausstrat und somit die Elektrode nicht in Wechselwirkung mit den elektromagnetischen Feldern innerhalb der MWPQ treten konnte (Abb. 5.7). Die Messungen sind für einen Druck von 1 mbar, einem Gasfluss von 500 sccm und Mikrowellenleistungen von 600 W bis 1200 W durchgeführt worden. Damit es nicht zu einer chemischen Reaktion zwischen Sondendraht aus



Wolfram und dem Sauerstoffplasma kam, wurde dieser durch Platin mit einer aktiven Sondenlänge von 0,8 mm und einem Durchmesser von 0,25 mm ersetzt [103].

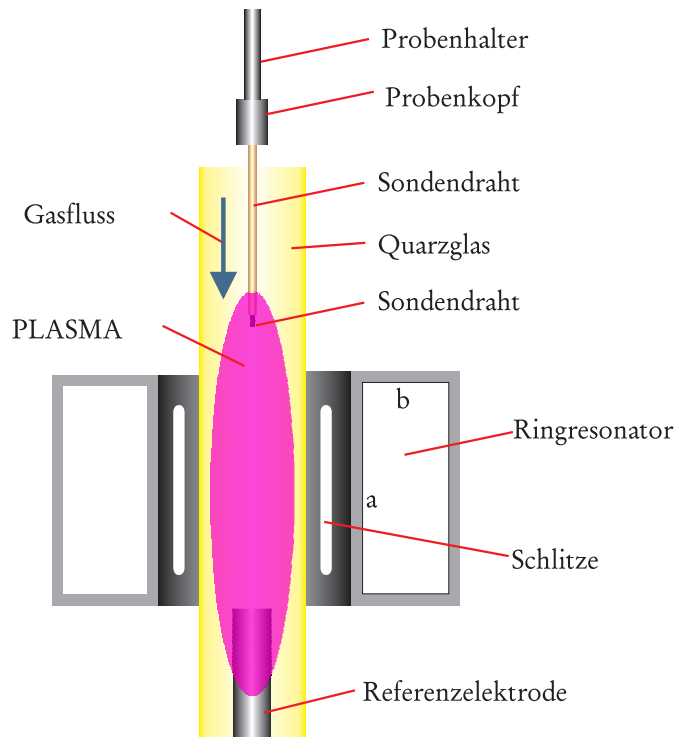


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Langmuir-Einzel-Sonde zur Erfassung der Plasmaparameter mit Referenzelektrode

Wie aus [62] hervorgeht, kann eine stehende Welle innerhalb einer SLAN-Quelle existieren, die durch ihre elektromagnetischen Feldstärken eine Verschiebung des Floating Potentials verursacht und somit Einfluss auf die U-I Charakteristik der Sondenkennlinie nimmt. Dennoch kann eine Auswertung der Messergebnisse unter Berücksichtigung des Versatzes vom Floating Potential, wie in [103] gezeigt, erfolgen, sodass die Profile der Elektronentemperatur  $T_e$  und Elektronendichte  $n_e$  nach Abb. 5.8 folgen.

Es zeigt sich, dass nach Abb. 5.8 a) die Elektronentemperatur  $T_e$  über der Achse als weitestgehend konstant und am Ende mit einem leichten Anstieg zum Plasmasäulenende, bedingt durch Mikrowelleneinstrahlung, gekennzeichnet ist. Die resultierende Elektronendichte  $n_e$  ist in Abb. 5.8 b) gezeigt und kann in drei Bereiche unterteilt werden. Der erste Bereich liegt direkt unterhalb der Schlitze des Ringresonators, an den sich der zweite Bereich anschließt, wo die Elektronendichte linear absinkt, was für Oberflächenwellen charakteristisch ist ( $n_e > n_{e,c(surf)}$ ). Im letzten Bereich liegt die Elektronendichte ( $n_e < n_{e,c(surf)}$ ) unterhalb der für Oberflächenwellen notwendigen Dichte, sodass Diffusionsprozesse zum Ende der Plasmasäule entstehen, was zum exponentiellen Abfall der Elektronendichte  $n_e$  führt. Die ermittelten Elektronendichten  $n_e$  auf der Achse liegen innerhalb der Quelle zwischen  $2,2$  und  $3,0 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  bei einer berücksichtigten Gastemperatur von ca. 800 K. Die Berechnung der Elektronegativität  $\alpha_p$  des Plasmas erfolgte nach [105],

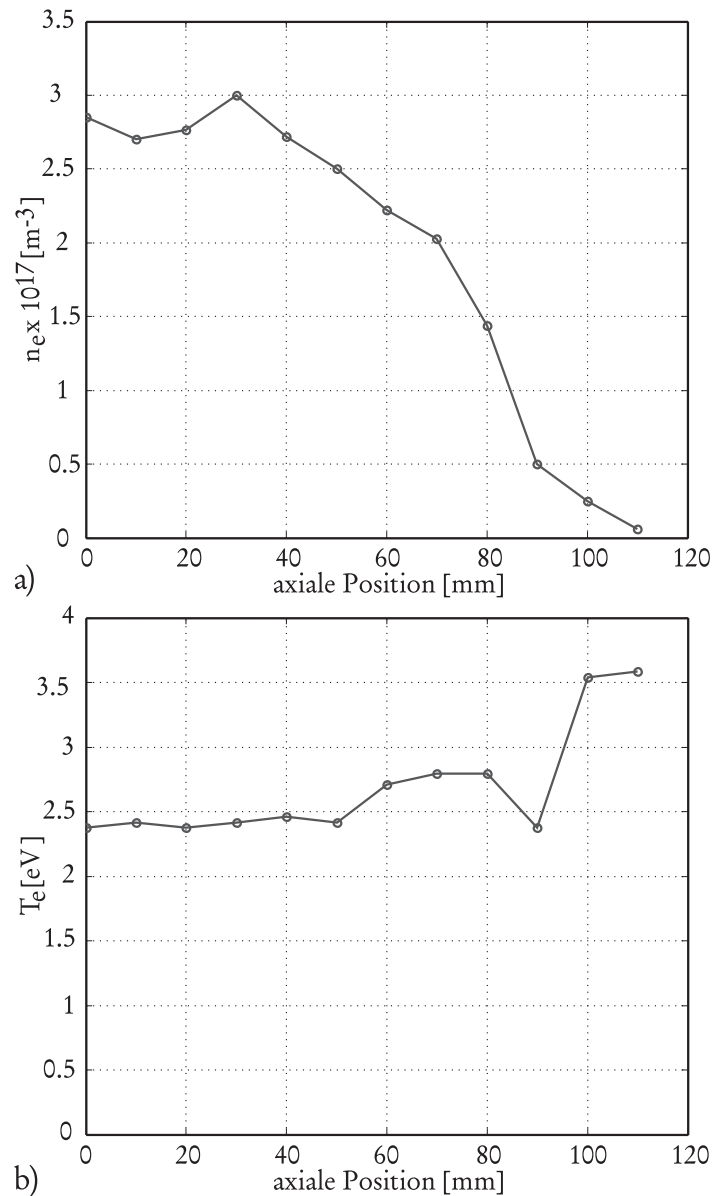


Abbildung 5.8: Ermittelte Elektronentemperatur aus den Einzelsondenmessungen des ersten Messzykluses in a) und in b) die resultierende Elektronentemperatur entlang der Achse der Quelle 1 bei einem Druck von 1 mbar und einer Mikrowellenleistung von 1000 W

wie es in [103] beschrieben ist, sodass sich das Profil nach Abb. 5.9 ergibt.

Bei diesen Auswertungen wurde für das Sauerstoffplasma eine Elektronegativität  $\alpha = 2 \pm 0,5$  entlang der Achse ermittelt, die für die Auswertung der Elektronendichte  $n_e$  bei den später folgenden Doppelsondenmessungen angesetzt werden soll. In [62] wurde nachgewiesen, dass mit steigendem Druck die Elektronentemperatur  $T_e$  und Elektronendichte  $n_e$  zum Quarzglasrand in radialer Richtung zunimmt, sodass im zweiten Messzyklus Untersuchungen zum radialen Profil notwendig waren. Da jedoch die elektromagnetische

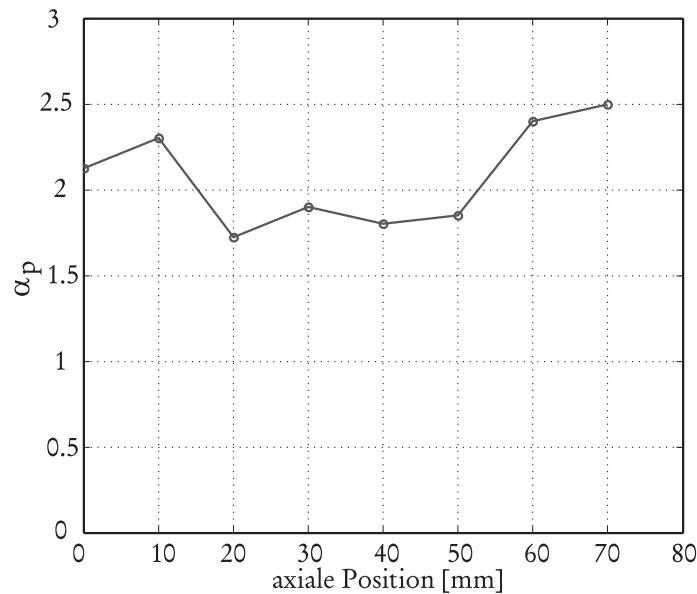


Abbildung 5.9: Ermittelte Elektronegativität aus den Einzelsondenmessungen entlang der Achse in Quelle 1 bei einem Druck von 1 mbar und einer Mikrowellenleistung von 1000 W

Feldstärke in radialer Richtung bedingt durch die Eindringtiefe  $\delta_p$  größer wird, ist von einem wachsenden Einfluss der elektrischen Feldstärke auf das Floating-Potential auszugehen. Um diesem entgegen zu wirken, sollte eine Bandsperre in das Trägerrohr, das den Sondenkopf und den Vakuumflansch trägt, integriert werden. Diese Bandsperre wird durch einen Kettenleiter realisiert, wodurch eine periodische Struktur entsteht. Bedingt durch die periodische Änderung der Ausbreitungseigenschaften werden Frequenzbereiche geschaffen, in denen eine Wellenausbreitung möglich bzw. unterdrückt wird. Ein Maximum in der Reflexion liegt dann vor, wenn die Bedingungen der sogenannten Bragg-Reflexion erfüllt werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Theorie ist in [28] zu finden. Die schematische Zeichnung der Sonde zeigt Abbildung 5.10.

Durch das Mikrowellendesign der Sonde in der Simulation konnte erkannt werden, dass die Lüsterklemme, die zum Anschluss der Probe vorgesehen war, mikrowellentechnisch ungeeignet ist. Aus diesem Grund wurde sie durch eine Anpassungsbuchse ersetzt, wobei der Sondendraht an den Innenleiter der Bandsperre durch eine Hartlötung erfolgen musste. Desweiteren fiel auf, dass eine Resonanz im Vakuumflansch vorliegt, die durch eine Verlötung bzw. ein Mikrowellendichtungsband beseitigt werden kann (Abbildung 5.10). Der Innenleiter mit einem Durchmesser von 1 mm wurde durch einen Draht hergestellt, der selbst mit einer Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Keramik umgeben war. Um eine bessere Außerbanddämpfung zu erhalten, wurden jeweils die Filterbuchsen 1 von innen nach außen linear abgestuft. Das sich für diese Struktur ergebende Spektrum der Langmuirsonde ist in Abbildung 5.11 gezeigt.

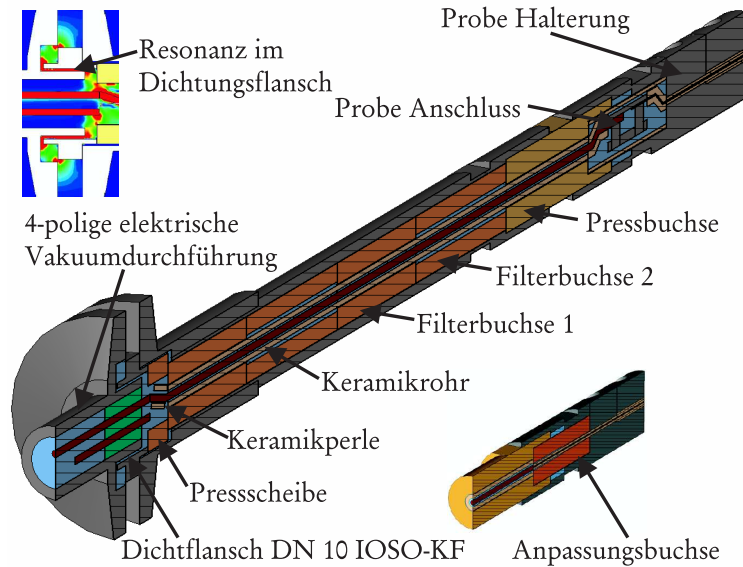


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der Langmuir-Einzel-Sonde, hier exemplarisch mit einer Anzahl von zwei Struktur-Perioden aus Übersichtlichkeitsgründen. Reell werden zwanzig Struktur-Perioden benötigt.

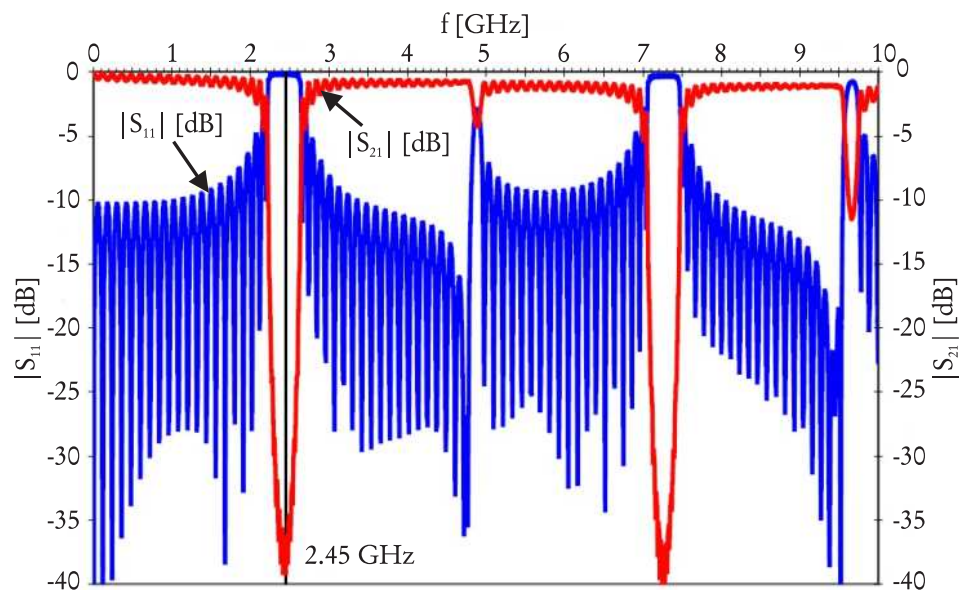


Abbildung 5.11: Spektrum der Langmuir-Sonde mit zwanzig Struktur-Perioden über einen Frequenzbereich von 0 - 10 GHz

Wie aus Abbildung 5.11 zu erkennen ist, liegt eine Bandsperrenfunktion vor. Die realisierte 3dB-Bandbreite liegt bei ca. 500 MHz bei einer Mittenfrequenz von ca. 2,45 GHz, wodurch die Unterdrückung der Grundfrequenz gewährleistet ist. Die Dämpfung von 35 dB der

Grundfrequenz ist hier durch Verwendung von zwanzig Struktur-Perioden erreicht worden, die für die Anwendung als ausreichend betrachtet werden soll. Die Ergebnisse der Grundfrequenz treffen auch für die zweite Harmonische zu, die bei einer Frequenz von 7,35 GHz liegt. Andererseits zeigt sich, dass die erste und dritte Harmonische (4,9 GHz und 9,8 GHz) nicht ausreichend gedämpft werden können. Trotz dieses Sachverhaltes ist, um den Einfluss auf die Sondencharakteristik zu reduzieren, eine Unterdrückung der Anregungsfrequenz von 2,45 GHz des Systems erreicht worden. Eine ausführliche Studie dieser Langmuirsonde kann der Arbeit [106] entnommen werden. Die Verifizierung der Sonde fand in einem Sauerstoffplasma  $O_2$  bei unterschiedlichen Drücken und Leistungen statt. Dabei wurde die Sonde in ihrer Filterwirkung im Spektrum über einen Frequenzbereich von 1 - 10 GHz mit einem Spektrum-Analyser vermessen. Diese Messungen sind ohne und mit Filter durchgeführt worden und in Abbildung 5.13 gegenüber gestellt. Es zeigt sich, dass die Amplitude der Grundfrequenz bei 2,45 GHz mit mehr als 35 dB gedämpft wird und dieses für einen weiten Druck und Leistungsbereich. Jedoch fällt auf, dass die Amplitude der ersten Harmonischen bei 4,9 GHz signifikanter ist als zuvor angenommen. Daher kann das Filter, das für diesen Bereich nicht optimiert wurde, diese Amplitude nicht ausreichend filtern. Die Unterdrückung wäre dennoch wünschenswert, wie es auch in RF-Plasmen erfolgt [98], wobei der Einfluss hier nicht so signifikant ist.

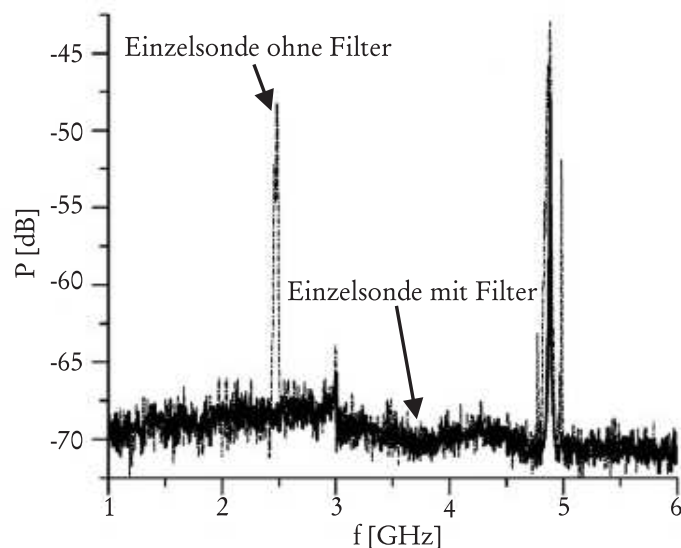


Abbildung 5.12: Dämpfung der elektrischen Feldstärke bei der Grundfrequenz von 2,45 GHz und der ersten harmonischen bei 4,9 GHz

Die mit der kompensierten Einzelsonde durchgeführten radialen Vermessungen der Plasmastruktur erfolgten an den axialen Stellen der Quelle 1 an den Positionen  $z = 0,5,7$  cm. Das Zentrum liegt bei  $z = 0$  cm, und die Position  $z = 7$  cm ist gekennzeichnet durch das Ende der für die Oberflächenwellen notwendigen Ausbreitungsbedingung. Die in diesen Messungen verwendeten Prozessparameter entsprachen denen aus dem axialen Experiment. Lediglich die Probenlänge wurde auf eine Länge von 0,2 mm reduziert, um

der thermischen Erhitzung durch die hohen Elektronendichten und dem vom Messsystem begrenzten Sättigungsstrom entgegenzuwirken. Es zeigt sich nach Abbildung 5.13, dass die Elektronentemperatur  $T_e$  über die axiale (siehe Abbildung 5.8) und radiale Richtung, mit der in diesem Experiment möglichen Genauigkeit als konstant angenommen werden kann. Die ermittelten Elektronentemperaturen liegen somit in einem Bereich von  $T_e = 2,8 \pm 0,5$  eV. In Abbildung 5.13 ist die radiale Elektronendichte  $n_e$  für die unterschiedlichen Messpositionen aufgetragen. Es ist gut zu erkennen, dass von der Achse aus in Richtung Außenwand die Elektronendichte  $n_e$  um das vierfache ansteigt. Die Werte liegen dabei stets oberhalb der kritischen Dichte von  $7,4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$  für Oberflächenwellen bei einer Anregungsfrequenz von 2,45 GHz. Der Verlauf ist das Ergebnis von radialen Diffusionen, die aber auch in diesem Druckbereich mit der Eindringtiefe des elektrischen Feldes korrelieren [103]. Die maximale Elektronendichte, die in der Nähe des Quarzglas ermittelt wurde, lag unter Berücksichtigung einer Gastemperatur von 800 – 1000 K bei  $n_e = 1,3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

Die mit den Einzelsonden ermittelten Plasmaparameter und auch deren vorliegender struktureller Aufbau sollen bei den nachfolgenden Doppelsondenmessungen zum Vergleich der Quelle 1 und Quelle 2 weiterverwendet werden.

### 5.7.1.2 Doppel-Langmuir-Sondenmessungen

Aus den vorangegangenen Simulationen wurde gezeigt, dass die Quelle 2 eine optimierte Feldverteilung besitzt und dass der Wirkungsgrad verbessert wurde. Daher sollen hier die Quelle 1 und Quelle 2 durch Doppelsondenmessungen miteinander verglichen werden, um die in der Simulation aufgezeigten Unterschiede hervorzuheben. Einzelsondenmessungen mit Einbringen einer Referenzelektrode sind bei den möglichen Quarzglasdurchmessern der Quelle 2 nicht möglich gewesen. Die für diese Messungen angesetzten Prozessparameter entsprechen denen der Tabelle 5.2, wobei ein Flussvolumen von 1000 sccm und ein Sondendraht aus Platin mit einem Durchmesser von 0,25 mm bei einer Länge von 0,6 mm verwendet wurde.

Die in der Auswertung durch iterative Anpassung des Modells an die aufgenommene U-I-Kennlinie ermittelten positiven Ionendichten  $n_+$  und Elektronentemperaturen  $T_e$  in axialer Richtung sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich die positive Ionendichte mit zunehmender Leistung von 700 W bis 1100 W in axialer Richtung in beiden Quellen ausdehnt, was für Oberflächenwellen kennzeichnend ist. Bezieht man sich auf eine Elektronentemperatur von  $T_e = 3 \pm 0,5$  eV, wie sie auch bei den Einzelsondenmessungen vorliegt, so kann an der axialen Position von 0,8 eine zweifach höhere positive Ionendichte  $n_+$  in der Quelle 2 im Vergleich zur Quelle 1 bei einer Leistung von 700 W festgestellt werden. Dieser Unterschied steigt sogar auf den vierfachen Wert bei Position 1 für 900 W an. Andererseits zeigt sich, dass an der Position 1,4 das Verhältnis der positiven Ionenkonzentration zwischen Quelle 1 und Quelle 2 stark sinkt, was dadurch entsteht, dass das axiale Ende des Rezipienten der Quelle 2 bei 0,9 und das der Quelle 1 bei 1,5 liegt. Hierdurch tritt bei Quelle 2 das Plasma aus dem Rezipienten heraus, sodass

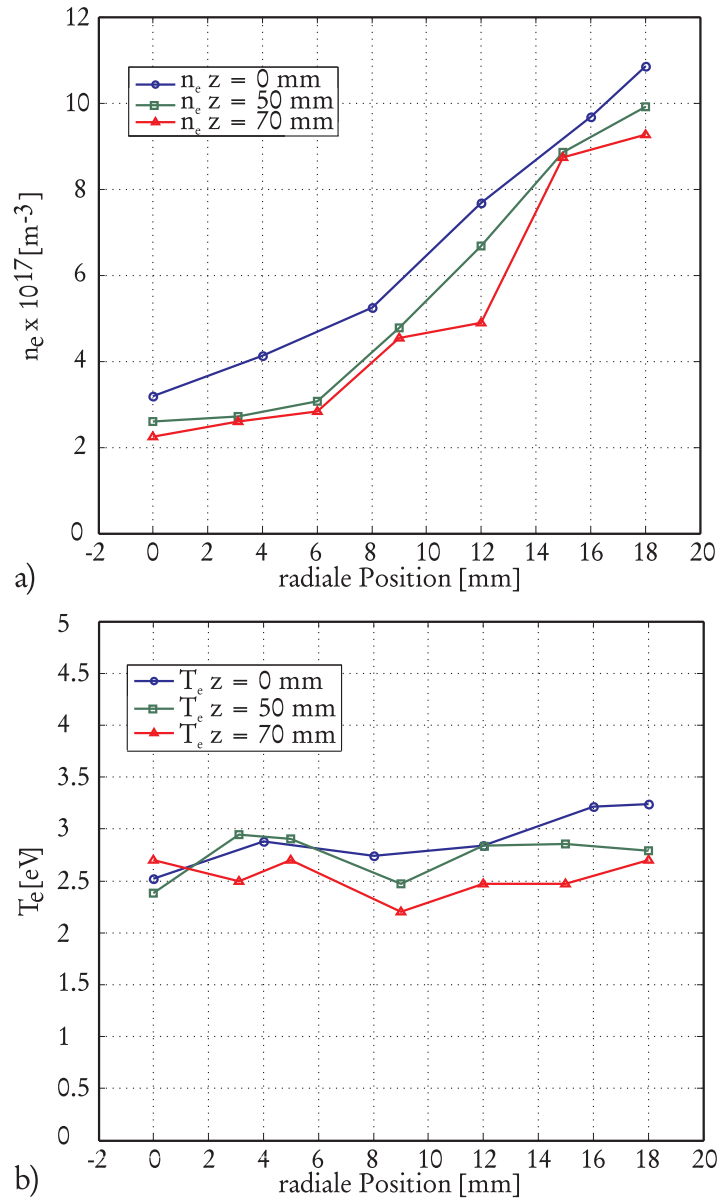


Abbildung 5.13: Radiale Elektronentemperatur und Elektronendichte in der Plasmaquelle mit kompensierter Langmuirsonde

ein großer Teil der Mikrowellenleistung in den Raum abgestrahlt wird. Ein Energieeintrag findet an dieser Stelle nicht mehr statt, und somit muss die Ionendichte sinken. Es wird offensichtlich, dass bei gleichwertigen Leistungseinträgen die Effizienz der Quelle 2 deutlich gesteigert werden konnte.

Um einen Bezug zu den in der Simulation angesetzten Parametern zu erhalten, muss ein Rückschluss von der positiven Ionendichte  $n_+$  auf die Elektronendichte  $n_e$  stattfinden. Da in dem hier vorliegenden Druckbereich die Annahme einer kollisionsfreien Plasmarandschicht um den Sondendraht nicht mehr vorliegt, kommt es zu einer Unterschätzung der

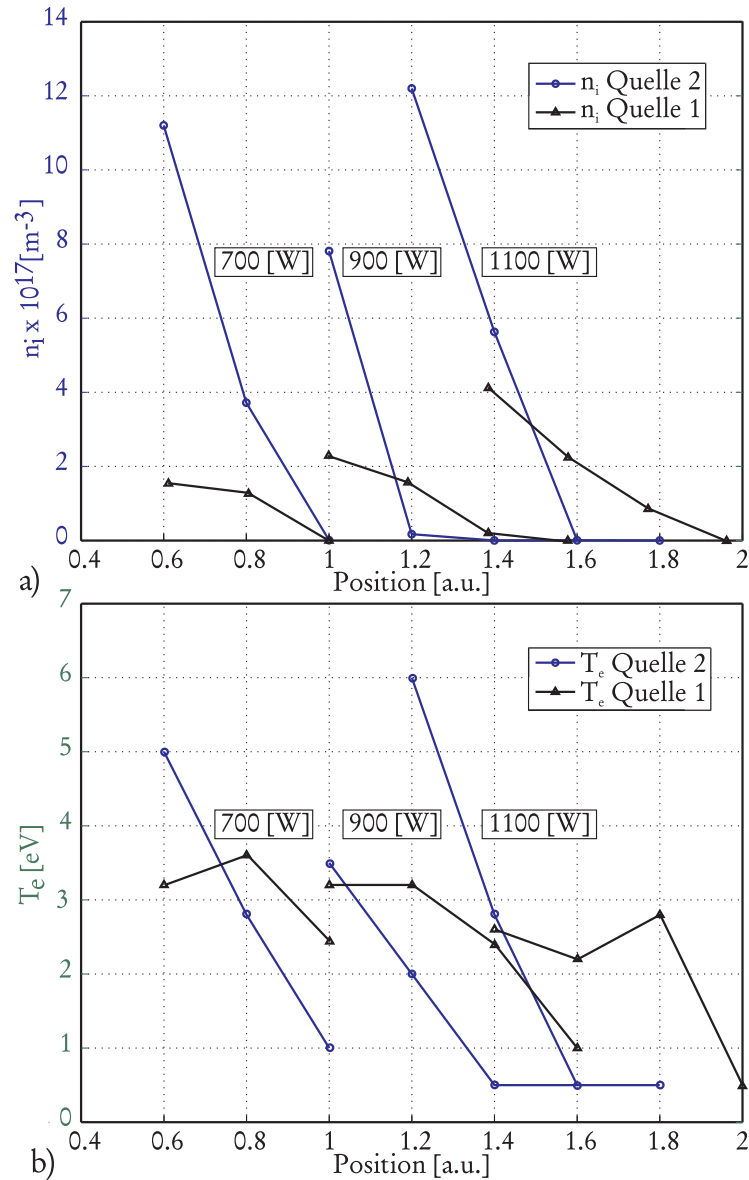


Abbildung 5.14: Gemessene positive axiale Ionendichten der Quelle 1 und 2 bei verschiedenen Leistungen a) und die resultierenden axiale Elektronentemperaturen b)

Ionendichte  $n_+$  [59], sodass Korrekturfaktoren [107] berücksichtigt werden müssen. Daher wird hier ein Korrekturfaktor von  $\delta_{\text{Fehler}} = 1,5$  auf die gemessene Ionendichte angesetzt. Die Elektronegativität des Sauerstoffplasmas geht mit  $\alpha_p = 2 \pm 0,5$ , wie sie Abschnitt 5.7.1.1 entnommen werden kann, mit in die Berechnung der Elektronendichte  $n_e$  ein.

$$n_e(\alpha_p) \approx \frac{\delta_{\text{Fehler}}}{1 + \alpha_p} n_+ \quad (5.1)$$



Damit wäre eine Berechnung der Elektronendichte  $n_e$  auf der Achse gegeben. Da aber in der Simulation immer die Plasmaparameter angesetzt sind, die am Quarzglas vorliegen, muss hier die radiale Abhängigkeit, die in diesem Druckbereich vorhanden ist, mit  $\delta_{radial} \approx 4$ , gemäß Abschnitt 5.7.1.1, berücksichtigt werden, sodass die Elektronendichte  $n_{e,Quarz}(\alpha_p)$  mit

$$n_{e,Sim} \approx n_{e,Quarz}(\alpha_p) \approx \frac{\delta_{Fehler}}{1 + \alpha_p} n_+ \delta_{radial} \quad (5.2)$$

in der Nähe des Quarzglases abgeschätzt werden kann.

Entnimmt man die positiven Ionendichten  $n_+$  nach Abbildung 5.14 für eine Leistung von 900 W und berechnet daraus die Elektronendichten  $n_{e,Quarz}(\alpha_p)$ , für unterschiedliche Elektronegativitäten, so ergeben sich die Werte nach Tabelle 5.4.

Leistung [W]	$T_e$ [eV]	$n_+$ [ $m^{-3}$ ]	$n_{e,Quarz}(\alpha_p = 1,5)$ [ $m^{-3}$ ]	$n_{e,Quarz}(\alpha_p = 2,5)$ [ $m^{-3}$ ]
900	3,5	$0,8 \cdot 10^{18}$	$1,92 \cdot 10^{18}$	$1,37 \cdot 10^{18}$

Tabelle 5.4: Ergebnisse der radialen Elektronendichte am Quarzglas in der Quelle 2 für eine eingespeiste Leistung von 900 W

Die in der Simulation angesetzte Elektronentemperatur mit  $T_e = 5$  eV weicht von der gemessenen mit  $T_e = 3,5$  eV ab. Mit einer Elektronendichte von  $T_e = 2 \cdot 10^{18} m^{-3}$  in der Simulation ist eine klare Übereinstimmung zu den Messergebnissen zu erkennen. Da jedoch keine Messungen im Zentrum erfolgen konnten, bedingt durch thermisches Schmelzen des Sondendrahtes, ist davon auszugehen, dass diese Werte im Mittel zu etwas höheren Dichten korrigiert werden müssen, sodass die Elektronendichte aus der Simulation auch überschritten werden kann. Weiterhin kann man festhalten, dass die aus den Einzelsondenmessungen maximal ermittelte Elektronendichte am Quarzglas von  $n_e = 1,3 \cdot 10^{18} m^{-3}$ , die im Zentrum der Quelle 1 bei einer Leistung von 1200 W ermittelt wurde, mit der Elektronendichte  $n_{e,Quarz}(\alpha_p = 2,5)$  aus Quelle 2 bei einer Leistung von 900 W und am Rezipientenende gemessen sehr gut übereinstimmt. Dieser Vergleich unterstützt nochmals die Effizienz der Quelle 2 gegenüber der Quelle 1, aber auch den Bezug der in der Simulation angesetzten Plasmaparameter, die durch das Einblockmodell repräsentiert werden.

## 5.7.2 Infrarotthermographie

Da die Quelle 2 in einen Ofen integriert werden sollte, um ein thermisch homogenes axiales Profil entlang des zu beschichtenden Quarzglases zu gewährleisten, wurden Thermographieaufnahmen der Quelle 1 bei Variation von Druck, Gasfluss und Leistung

Druck [mbar]	Flussvolumen [sccm]	Leistung [W]
5 - 10	500 - 1500	600 - 1400

Tabelle 5.5: *Verwendete Plasmaparameter: Druck, Leistung und Flussvolumen bei den durchgeführten Thermographieaufnahmen*

durchgeführt, um das durch das Plasma selbst entstehende thermische Profil zu erfassen. Darüber hinaus konnte eine Beurteilung darüber getroffen werden, wie lange eine Quelle benötigt, um das thermische Gleichgewicht zu erhalten (Thermische-Phase). Die verwendeten Plasmaparameter wurden wie in Tabelle 5.5 aufgeführt gewählt, damit die Mikrowellenstrahlung, bedingt durch die kurze Bauform, außerhalb der Quelle begrenzt werden konnte.

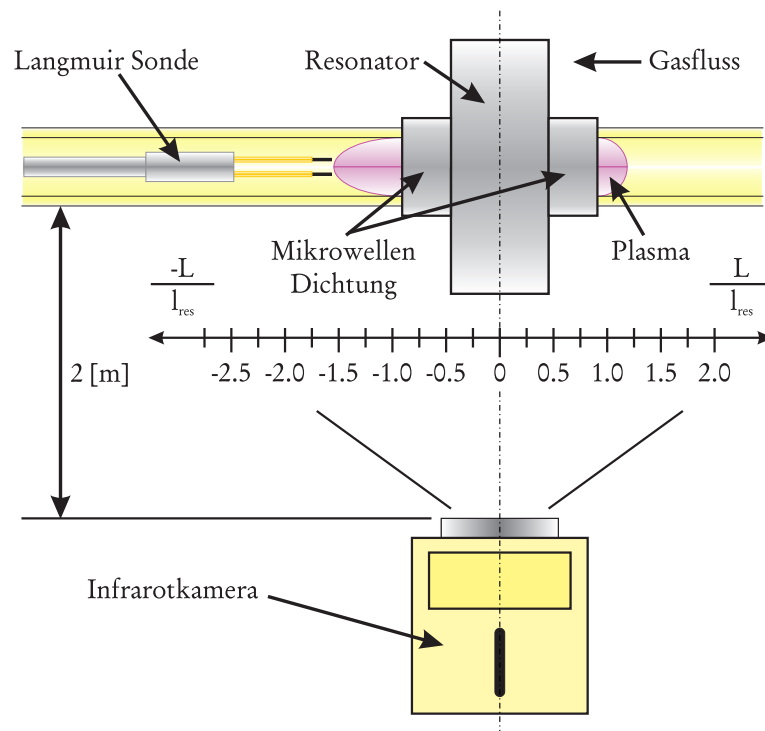


Abbildung 5.15: *Messtechnischer Aufbau zur Thermographie der Quelle 1 und zu den parallel durchgeführten Langmuir-Sondenmessungen. Die geometrischen Abmessungen sind auf die Resonatorlänge selbst normiert.*

Für die Thermographieaufnahmen wurde eine Varioscans 3022 der Firma Infratec GmbH verwendet, die in einem Spektralbereich von 2 bis 5  $\mu\text{m}$  arbeitet. Der messtechnische Aufbau ist in Abb. 5.15 gezeigt, die Grundlagen zur Pyrometrie sind [89], [90], [91] entnommen. Die gemittelten Werte des Quarzglases für diesen Spektralbereich ergaben sich

nach [86] für die Transmission  $\tau_Q = 0,65$  und für die Emission  $\varepsilon_Q = 0,35$  mit der Bedingung, dass die Reflexion  $\rho_Q = 0$  ist. Zusätzliche Details zum Quarzglas, auch als Kieselglas bezeichnet, können [88] entnommen werden. Die Berücksichtigung der Transmission für die Messstrecke kann nach [87] mit  $\tau_P = 1$  erfolgen. Desweiteren kann man voraussetzen, dass die durch das Plasma erzeugte Strahlung um ein Vielfaches kleiner ist als die vom Quarzglas verursachte Strahlung, sodass  $\phi(\vartheta_B) \approx 0$  gesetzt werden kann. Damit kann die vom Messobjekt ausgehende Strahlung wie folgt erfasst werden.

$$\phi_M = (1 - \tau_P) \phi(\vartheta_B) + \tau_P (\tau_Q \phi(\vartheta_B) + \rho_Q \phi(\vartheta_E) + \varepsilon_Q \phi(\vartheta_M)) \approx \varepsilon_Q \phi(\vartheta_M) \quad (5.3)$$

Nach Gleichung 5.3 ist ersichtlich, dass nur die Strahlung des Quarzglases thermographiert wird. Bedingt durch den radialen Temperaturgradienten über die Quarzglaswandstärke entstehen radial abhängige Wärmekapazitäten [85] und Wärmeleitwiderstände, die unterschiedliche Teilemissionen erzeugen. Dadurch ist es möglich, die heißesten Punkte am Quarzglas zu erkennen, was durch die Erstellung eines Differenzbildes gestützt werden kann. Das in Abb. 5.16 dargestellte Differenzbild zeigt den differenziellen Temperaturunterschied nach 9 s zwischen ein- und ausgeschalteter Quelle, was mit der zugehörigen optischen Aufnahme sehr gut korreliert. Dieses zeigt auf, dass die Differenztemperaturprofile für die Analyse des Leistungstransportes vom Plasma zur Innenseite des Quarzglases weiter verwendet werden können [63]. Weiterhin zeigt Abb. 5.17, dass die Gastemperatur des Plasmas nicht direkt thermographierbar ist, da sonst nach Abschaltung der Mikrowelle die Temperaturdifferenz entscheidend gravierender ausfallen müsste. Jedoch wurde das Quarzglas durch das Plasma geheizt, sodass indirekt die Gastemperatur erfassbar sein sollte.

Die aufgenommenen Temperaturprofile entlang des Quarzglases in axialer Richtung sind in Abb. 5.18 für unterschiedliche Drücke und Gasflüsse gezeigt. Alle Temperaturprofile sind nach 90 Min. aufgenommen worden, nachdem die Quelle im thermischen Gleichgewicht war. Der axiale Temperaturverlauf ist in drei Bereiche zu unterteilen. Die niedrigste Temperatur ist im Bereich des Resonators zu erkennen, da dieser nicht im unmittelbaren Kontakt mit dem Quarzglas steht. Direkt neben dem Resonator sind die MW-Dichtungen zu erkennen, die in einem höheren Temperaturbereich als der Resonator liegen, da hier einerseits Mikrowellenleistung absorbiert wird und andererseits direkte Wärmestrahlung durch das Quarzglas auf die MW-Dichtung mit einfließt. Der Ringresonator sowie die MW-Dichtungen sind für die Infrarotstrahlung des Quarzglases nicht transparent, sodass die meisten Informationen außerhalb dieses Bereiches, wo die Infrarotstrahlung des Quarzglases zu erkennen ist, folgen.

In allen Temperaturprofilen kann eine starke Asymmetrie beobachtet werden, was dazu führt, dass die Temperaturen auf der Downstream Seite grundsätzlich höher sind als auf der Upstream Seite, was durch den Gradienten der Neutralteilchendichte entlang des Quarzglases entsteht. Die Gastemperatur folgt somit der Temperatur auf dem Quarzglas, sodass auf der Downstream Seite die Temperatur ca. drei mal höher ist als auf der Upstream Seite und es somit auf der Downstream Seite zu einer ca. dreimal niedrigeren Neutralteilchendichte führt. Dieser Effekt kann bei Druckvariation Abb. 5.18 a) sowie

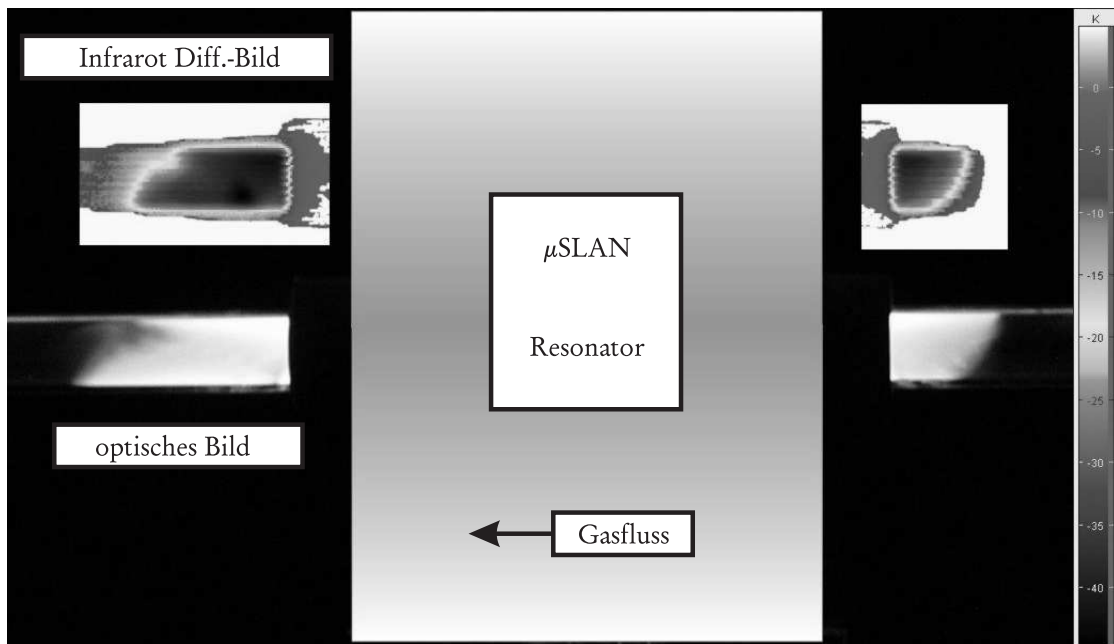


Abbildung 5.16: Gegenüberstellung des erzeugten Differenzbildes aus der Thermographie mit der zugehörigen optischen Aufnahme bei einer Leistung von 1800 W, einem Druck von 7 mbar und einem Flussvolumen von 1000 sccm

Gasflussvariation Abb. 5.18 b) beobachtet werden. Die dreifache Reduzierung der Neutralteilchendichte führt dazu, dass sich die freie Weglänge der Elektronen verdreifacht, sodass die Mobilität der Elektronen ansteigt und dieses zur Expansion der Plasmasäule führt. Dieser Effekt macht sich stärker bemerkbar als die Rekombinationen im Afterglow in einem Sauerstoffplasma, wie es in [76] [77] beschrieben ist. Es kann aber ein bedeutender Einfluss durch die Mikrowellen-Leistung auf die Plasmasäulenlänge und somit auf die Quarzglasstemperatur festgestellt werden, wie es in Abb. 5.19 für Leistungen von 600 W bis 1400 W gezeigt ist. Auch hier erkennt man, dass mit steigender Leistung das Maximum auf der Downstream Seite ansteigt, sodass die Expansion der Plasmasäule mit niedrigerer Neutralteilchendichte bei höherer Gastemperatur korreliert. Zum Vergleich wurden Doppel-Langmuir-Sondenmessungen (siehe Abschnitt 5.7.1.2) durchgeführt, die in Abb. 5.19 mit aufgetragen sind. Die Profile der Elektronendichte folgen dabei den gleichen Tendenzen wie die Temperaturen des Quarzglases, jedoch sind die der Elektronendichteprofile kürzer. Dieser Unterschied entsteht dadurch, dass das Plasma eine dreidimensionale konkave Struktur aufweist (siehe Abb. 5.16). Daraus folgt, dass die Elektronendichte am Quarzglas zum Ende der Plasmasäule höher ist als auf der Achse, wo die Sondenmessungen durchgeführt wurden. Die konkave Form entsteht durch die direkte Elektronenheizung am Quarzglas, bedingt durch Oberflächenwellen, die sich entlang der Plasmasäule, ausgehend von der MWPQ, ausbreiten. Durch die hohen Elektronendichten direkt am Quarzglas ist die Eindringtiefe der Mikrowelle begrenzt, sodass

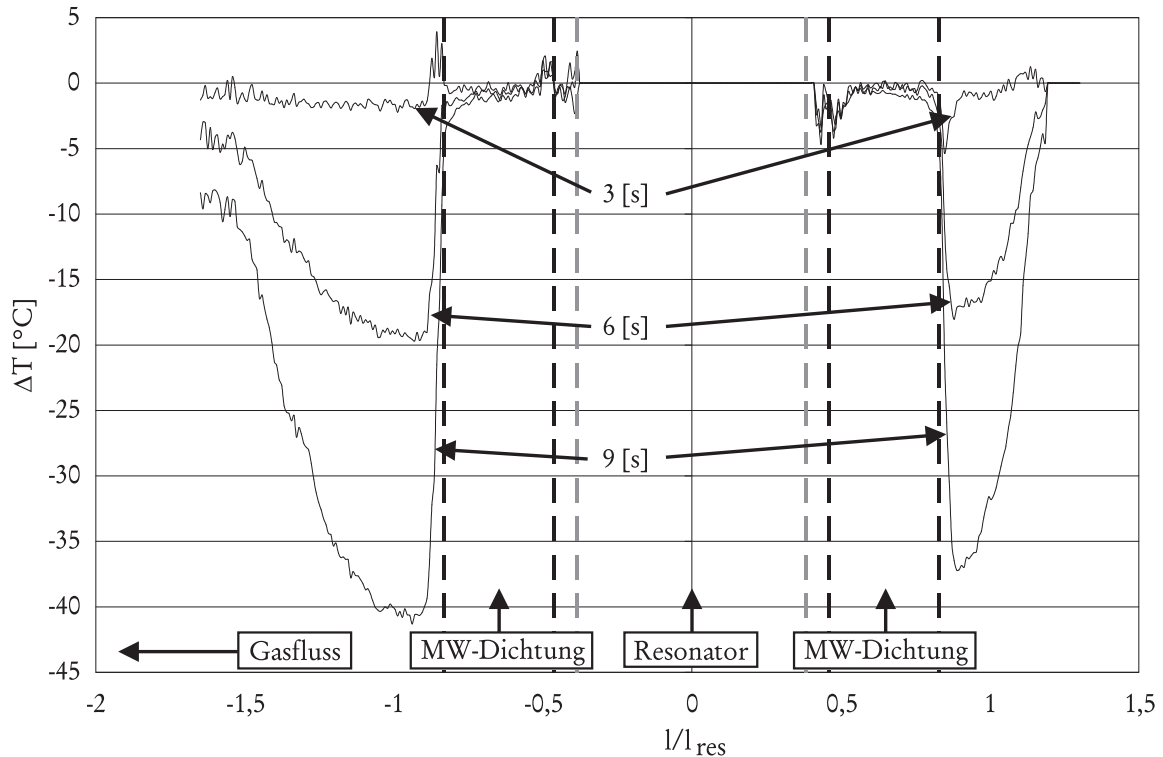


Abbildung 5.17: Gegenüberstellung der Differenztemperaturen aus der Thermographie nach Abschaltung der Mikrowelle bei einem Druck von 7 mbar und einem Gasfluss von 1000 sccm für unterschiedliche Zeitdifferenzen

eine direkte Elektronenheizung auf der Achse nicht stattfindet, was dazu führt, dass die vorliegenden Elektronendichten nur durch Diffusion von der Quarzoberfläche entstehen.

Die entstehende Plasmasäulenstruktur ist in starkem Maße von der elektromagnetischen Feldverteilung abhängig, sodass ein Vergleich zwischen einer optischen Aufnahme und einer sich durch die Simulation ergebenden Feldverteilung erfolgen soll. Dazu wurde die Simulation reversibel durchgeführt, d.h. durch Eingabe der geometrischen Struktur einschließlich der Abstimmeelemente wurden die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  sowie die Stoßfrequenz  $\nu_p$  solange variiert, bis die sich aus dem Reflexionsfaktor  $S_{11}$  ergebende reflektierte Leistung mit der gemessenen (Sechstorerfektometer) nahezu übereinstimmte. In Abbildung 5.20 sind die Simulationsergebnisse den optischen Aufnahmen gegenüber gestellt, wobei die Plasmasäulenlänge in der Simulation der optischen Länge entsprach. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen den elektromagnetischen Feldstärken und den Plasmadichten zu erkennen. Die in der Simulation auftretende Feldüberhöhung am Ende der Plasmasäule entsteht durch Reflexionen, die durch den abrupten Übergang hervorgerufen werden. Erfolgt nun eine reversible Betrachtung der Ergebnisse, so kann anhand der Feldverteilung in der Konstruktionsphase einer Quelle die Struktur der Plasmasäule sowie die thermische Belastung eines Quarzglases optimiert bzw. begrenzt vorhergesagt werden. Damit ein Vergleich zur Simulation erfolgen kann, müssen die Messwerte

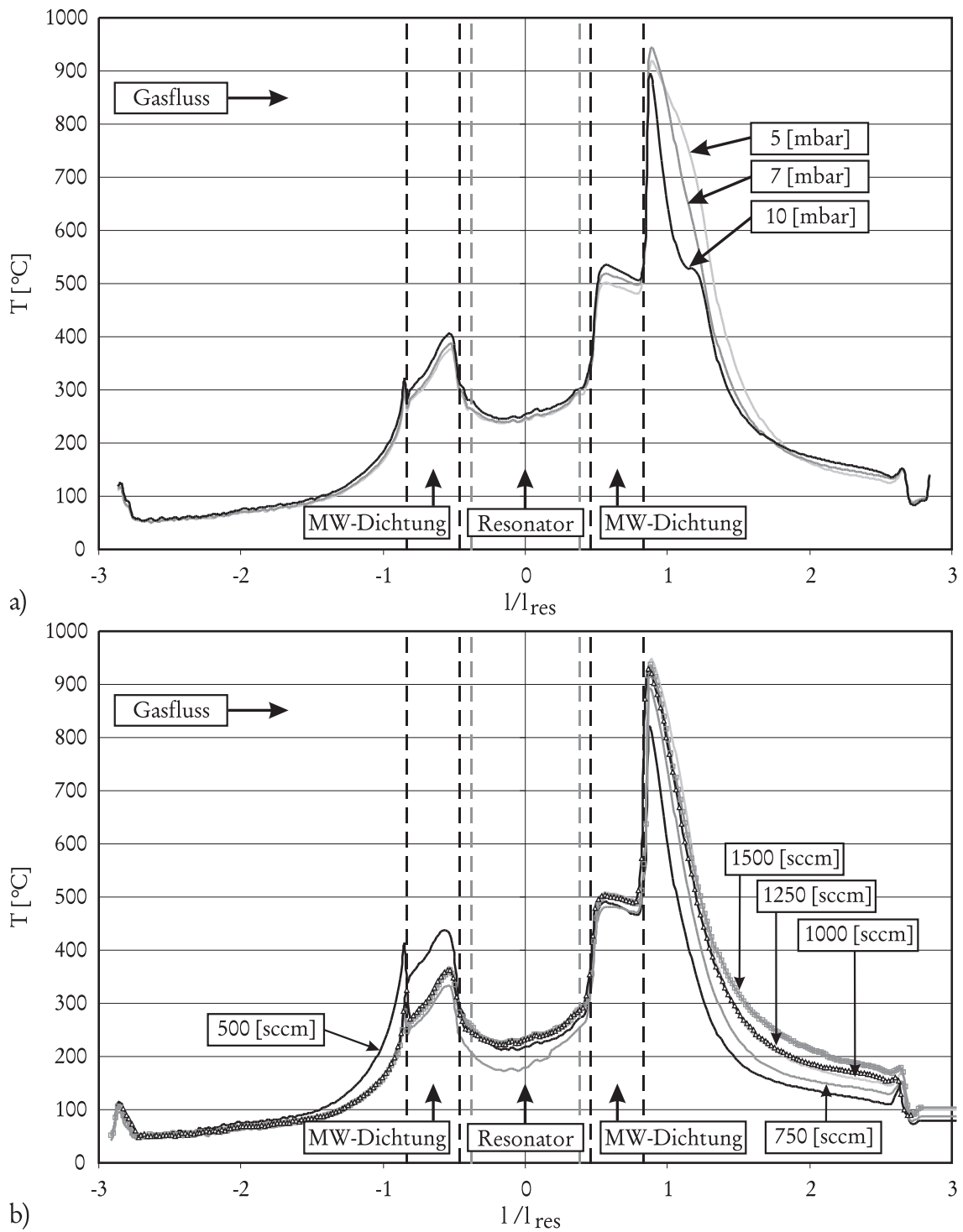


Abbildung 5.18: Einfluss des Druckes bei einem Gasfluss von 700 sccm a) und des Gasflusses bei einem Druck von 7 mbar b) auf das Temperaturprofil bei einer Mikrowellenleistung von 1000 W

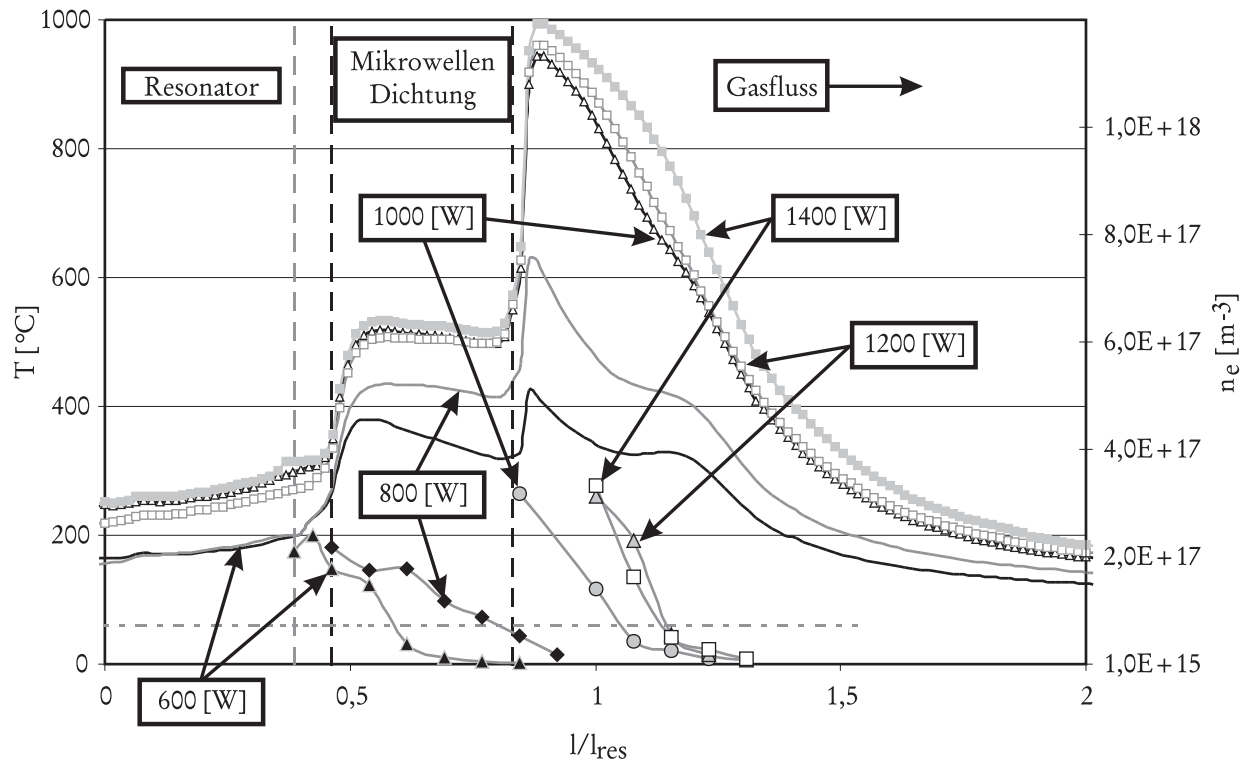


Abbildung 5.19: Temperaturprofil des Quarzglas für eine Leistungsvariation im Downstream Bereich im Vergleich mit Doppel-Langmuirsondenmessungen, bei einem Gasfluss von 1500 sccm und einem Druck von 7 mbar

der positiven Ionendichte  $n_+$  nach Gl. 5.2 umgerechnet werden. Hierfür wird ein Korrekturfaktor von  $\delta_{Fehler} = 1,5$  sowie eine Elektronegativität des Sauerstoffplasmas mit  $\alpha_p = 2 \pm 0,5$ , wie sie aus Abschnitt 5.7.1.1 entnommen werden kann, berücksichtigt. Die radiale Abhängigkeit wird mit  $\delta_{radial} \approx 4$  gemäß Abschnitt 5.7.1.1 angesetzt. Die inverse Berechnung mit der in der Simulation ermittelten Elektronendichte  $n_{e,Sim} = 9,5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  führt somit zu einer positiven Ionendichte von  $n_{e,Quarz}(\alpha_p=1,5) = 4,0 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  bzw. zu  $n_{e,Quarz}(\alpha_p=2,5) = 5,5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ , die den Messungen entsprechen. Die ermittelte Elektronentemperatur von  $T_e = 1,7 \text{ eV}$  ist realistisch. Auffällig ist jedoch, dass die thermographierten Temperaturen des Quarzglas mit den angesetzten Gastemperaturen, die bei der Auswertung der Einzelsondenmessungen mit 800 - 1000 K nach Abschnitt 5.7.1.1 berücksichtigt wurden, in Verbindung stehen.

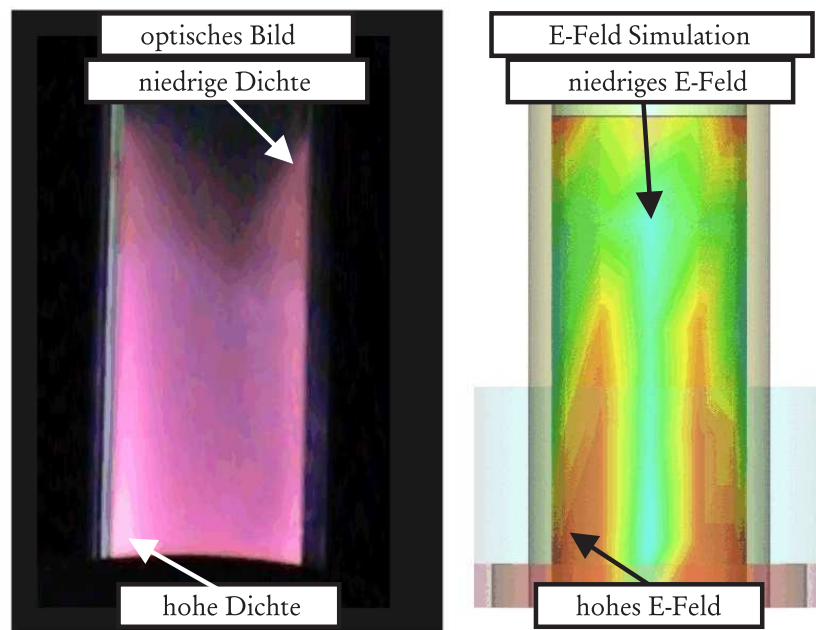


Abbildung 5.20: Vergleich der optischen Aufnahme mit der elektromagnetischen Feldverteilung in der Simulation

## 5.8 Optimierung der Quelle 2 zur Quelle 3

### 5.8.1 Analyse der Quelle 2

Die messtechnische Charakterisierung der Quelle 2 im Vergleich mit Quelle 1 zeigt, dass die Leistungsdichten sowie die Effizienz wesentlich verbessert wurden. Der gravierendste Unterschied besteht jedoch in der plastischen Verformung, die erst das Abscheiden von Schichten auf den Quarzgläsern ermöglichte. Es hat sich aber herausgestellt, dass der Kopfelschlitz zwischen Rechteckhohlleiter und Ringresonator die Sensitivität insbesondere für die Initialzündung des Plasmas erschwert hat. Dies zeigte, dass eine Automatisierung des Kurzschluss-Schiebers unter praxisnahen Bedingungen unmöglich war. Außerdem stellt sich heraus, dass die realisierbare Homogenität des thermischen Profils um die MWPQ durch den Rechteckhohlleiter und den Kurzschluss-Schieber beeinflusst wird. Das äußert sich dadurch, dass zu viel Energie durch die vorgesehenen Öffnungen im Ofen verloren ging, sodass der Ofen hinsichtlich seines Designs überarbeitet wurde, um die Öffnungen auf ein Minimum zu beschränken.



### 5.8.2 Vorgaben zur Quelle 3

Basierend auf den Nachteilen aus der Analyse der Quelle 2 sind nachfolgende Vorgaben zur Entwicklung der Quelle 3 entstanden. Dabei sollte die Quelle 3 die Simulationsergebnisse bezüglich Zündfeldstärke und Plasmaabsorption von Quelle 2 erreichen bzw. übertreffen, um gleichwertige Elektronendichten in der Plasmaphase zu erreichen.

- Die Plasmahomogenität sowie keine plastische Verformung ist an vorderster Stelle zu gewährleisten, sodass das 2 Schlitzdesign übernommen werden soll.
- Der Koppelschlitz zwischen Rechteckhohlleiter und Ringresonator soll durch die Pilzstruktur, Koppelantenne und Koppelloch ersetzt werden, um eine Automatisierbarkeit der Quelle zu ermöglichen.
- Damit die thermische Homogenität um die MWPQ verbessert werden kann, soll eine Entkopplung des Rechteckhohlleiters und des Ringresonators durch eine Koaxialstrecke erfolgen. Dies ermöglicht somit, dass sich Rechteckhohlleiter und Kurzschluss-Schieber außerhalb des Ofens befinden. Die zu realisierende Distanz sollte im Bereich von 500 mm liegen. Hierdurch musste nur noch eine Öffnung im Ofen berücksichtigt werden.
- Die Quelle 2 und Quelle 3 sollten in ihren Plasmastabilitäten bei fester Anpassung untersucht werden, um einen stabilen Betrieb bei Leistungsvariation gewährleisten zu können.
- Die Quelle 3 soll weitere Quarzgläser unterstützen, die hier in klein und groß unterschieden werden sollen.

### 5.8.3 Entkopplung von Ringresonator und Rechteckhohlleiter

Eine Optimierung bestand darin, die Quellenstruktur dem späteren Umgebungsfeld anzupassen, sodass eine Entkopplung von Ringresonator und Rechteckhohlleiter notwendig war. Damit das charakteristische Verhalten des Impedanzanpassungsnetzwerkes der  $\mu$ SLAN erhalten blieb, wurde eine Koaxialleitung verwendet, die den Reflexionsfaktor  $\Gamma_2$  am Ende der Koaxialleitung (Ringresonator) in einen Reflexionsfaktor  $\Gamma_1$  (Rechteckhohlleiter) am Eingang der Leitung mit

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 e^{-2\alpha_{koax} l_{koax}} e^{-j \frac{4\pi l_{koax}}{\lambda}} \quad (5.4)$$

bei einer variablen Länge von

$$l_{koax} = n_{koax} \cdot \frac{\lambda_0}{2} = n \cdot \frac{c_0}{2f} \quad (5.5)$$

transformiert [30]. Die Phase des Reflexionsfaktors  $\Gamma_2$  erfährt eine der Leitungslänge  $l_{koax}$  proportionale Phasendrehung. Weiterhin wird der Betrag des Reflexionsfaktors durch die Dämpfungskonstante  $\alpha_{koax}$  reduziert, was sich durch Verluste auf der Leitung bemerkbar macht. Damit die Quellenverluste minimal gehalten werden, muss die Dämpfungskonstante minimiert werden.

$$1 + \frac{1}{\alpha_{koax} x} - \ln(x) \quad \alpha_{koax} = \sqrt{\frac{\mu_{r,i} \cdot \rho_i}{\mu_{r,0} \cdot \rho_0}} \quad x = \frac{D_i}{d_0} \quad (5.6)$$

Mit Lösung der transzendenten Gleichung 5.6 kann ein optimales Radienverhältnis in Abhängigkeit der Materialparameter angegeben werden. Sollen lange Kopplungen realisiert werden, muss zur Stabilisierung der Koppelantenne innerhalb der Koaxialleitung eine dielektrische Stütze vorgesehen werden, mit einem Durchmesser von

$$D_{Halter} = d_0 \exp \sqrt{\frac{\epsilon_{r,Halter}}{\epsilon_{r,koax}}} \ln \left( \frac{D_i}{d_0} \right) \quad (5.7)$$

einen reflexionsfreien Übergang ermöglicht. Die Koaxialstrecke mit Koppelantenne und dem SLAN-Anpassungsnetzwerk wurde direkt mit dem Resonator der Quelle 2 verbunden. Es zeigt sich in Abb. 5.21 a), dass diese direkte Verbindung ein Minimum des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle verursacht, sodass eine Initialzündung des Plasmas nicht mehr gegeben ist. Erst die azimuthale Drehung der Koppelschlitze (Abb. 5.21 b)) bewirkt eine Feldintensität von ca 1487 V/m im Zentrum der Quelle, die jedoch unterhalb der Feldintensität der Quelle 2 liegt und somit der Zündleistung der Quelle 2 nicht entspricht. Basierend auf diesem Ergebnis musste die zu entwickelnde Quelle 3 in ihren geometrischen Abmessungen neu dimensioniert werden.

### 5.8.4 Vorüberlegungen Quelle 3

Prinzipiell können die Erkenntnisse sowie Betrachtungen aus Abschnitt 5.3 zur Quelle 2 übernommen werden. Es muss jedoch zur Auslegung der Quelle 3 nachfolgender technischer Zusammenhang beachtet werden. Die azimuthale Rotation des elektrischen Feldes (SLAN-Familie), wie es in [59] [60] [61] gezeigt wurde, hervorgerufen durch unsymmetrische Oberflächenströme auf der Koppelantenne, kann mit der koaxialen Verlängerung nicht mehr aufrecht erhalten bleiben. Dieses ist dadurch bedingt, dass gleichmäßige Oberflächenströme an der Koppelantenne vorliegen und somit gleichmäßig in den Ringresonator abstrahlen. Dieses erzeugt aber eine symmetrischere Feldverteilung im Ringresonator, sodass eine gleichmäßigere Kopplung der Schlitze zu erwarten ist. Ein Vorteil der Koaxialstrecke liegt darin, dass eine azimuthale Unabhängigkeit zwischen Ringresonator und Rechteckhohlleiter vorliegt, was für die SLAN-Familie nicht zutrifft [59] [60]. Es ist nun zu beachten, dass die Anregung der Koppelschlitze gleichphasig zu erfolgen hat, da das Prinzip zur Kopplung der Schlitze jetzt durch die justierbare Koppelantenne beeinflusst wird, wie es in Abschnitt 3.3.1 beschrieben wurde. Somit muss im Ringresonator eine

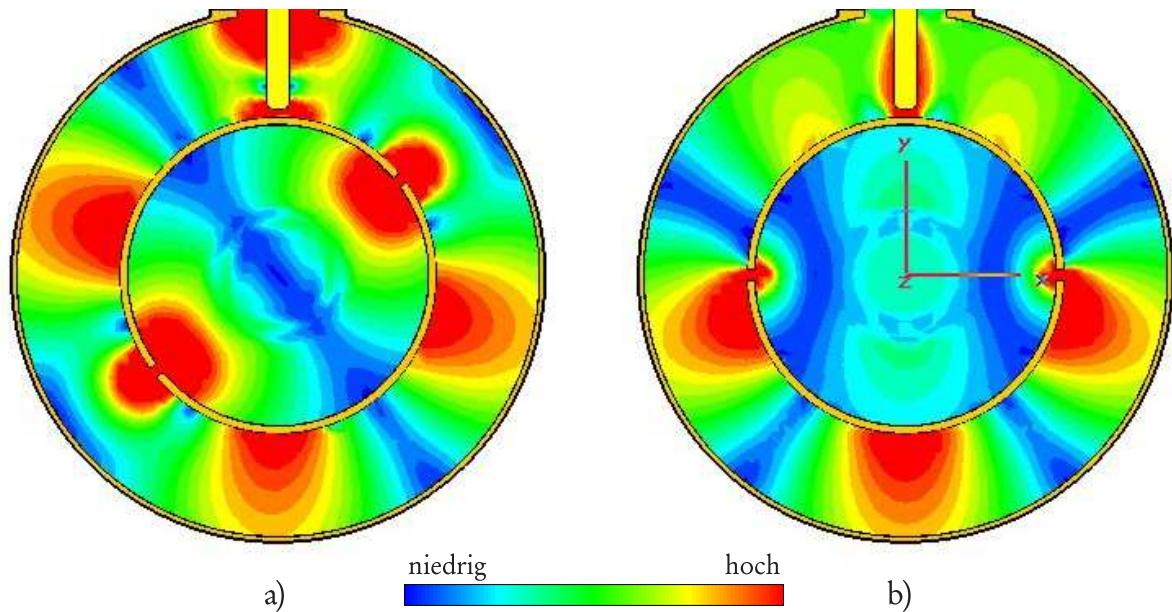


Abbildung 5.21: Elektromagnetische Feldverteilung bei direkter Kopplung der Koaxialstrecke mit der Quelle 2 in a), in b) Korrektur der Koppelschlitze zur Erzielung der Feldintensitäten im Zentrum der Quelle 2

$TE_{105(f)}$ -Mode angeregt werden, sodass eine ausreichende Anpassung durch die Koppelantenne erreicht wird. Die Erkenntnisse aus Abschnitt 3.4.1 zum Anpassungsnetzwerk der SLAN sollen in der Konstruktion der Quelle 3 ebenfalls Berücksichtigung finden. Insbesondere sollte darauf geachtet werden, dass ein ausreichender Abstand der Koppelantenne zur gegenüberliegenden Ringresonatorwand eingehalten wird, um elektrische Durchschläge, die bei der Initialzündung eines Plasmas insbesondere bei hohen Drücken entstehen können, zu vermeiden.

### 5.8.5 Numerisches Iterationsverfahren für Quelle 3

Als Ausgangspunkt wurden der Ringresonator der Quelle 2 und das Anpassungsnetzwerk der SLAN verwendet. Dabei ist eine Koaxialstrecke von ca. 500 mm zwischen Rechteckhohlleiter und Ringresonator angesetzt worden. Bei der weiteren Auslegung zeichnete sich nachfolgende Vorgehensweise ab.

- Die Koppelantennenposition sowie die Position der Koppelschlitze wurden festgelegt, sodass der Ringresonator in seinen Abmessungen variiert werden konnte, bis eine  $TE_{105(f)}$ -Mode vorlag. Damit ausreichende Feldwerte im Zentrum der Quelle

erreicht werden konnten, musste der Rezipient ebenfalls in seinen Abmessungen angepasst werden. Eine erste Abstimmung durch die Kurzschluss-Schieber-Position ermöglichte die Beurteilung, ob die Spezifikationen für die Zünd- und Plasmaphase erreicht werden konnten.

- Der Aufbau einer breitbandigen Anpassung wurde dadurch erreicht, dass die Pilzstruktur, die Koppellöcher sowie die Länge der Koaxialstrecke variiert wurden. Die Erfüllung der Spezifikationen für die Zünd- und Plasmaphase wurden immer wieder durch Variation der Kurzschluss-Schieber-Position überprüft.
- Die Quelle 3 sollte für einen kleinen Quarzglasdurchmesser dimensioniert werden, jedoch sollte überprüft werden, wie sie sich bei einem größeren Quarzglasdurchmesser verhält

Die vorstehenden Variationen wurden solange durchgeführt, bis die Spezifikationen für die Zünd- und Plasmaphase erreicht werden konnten. Die so ermittelten geometrischen Abmessungen der Quelle 3 sollten den Simulationsergebnissen zur Quelle 2 gegenüber gestellt werden, um eine Beurteilung der Leistungsperformance zu erhalten.

### 5.8.6 Vergleich Zündphase: Quelle 2 und Quelle 3

Der direkte Vergleich erfolgt über die erreichten Feldwerte im Zentrum einer jeden Quelle, sodass in Abb. 5.22 für die Quelle 2 und in Abb. 5.23 für Quelle 3 einerseits die maximalen elektrischen Feldintensitäten bei einer Frequenz von 2,45 GHz, sowie andererseits die absolut maximalen Feldintensitäten über die Frequenz um 2,45 GHz in Abhängigkeit der Kurzschluss-Schieber-Position aufgetragen sind. Die Betrachtung der Feldwerte um die Frequenz von 2,45 GHz ist notwendig, da die Mikrowellen-Generatoren mit einer Bandbreite von 20% streuen. Es ist in Abb. 5.22 a) zu erkennen, dass die Quelle 2 eine Sensitivität der Kurzschluss-Schieber-Position bei 2,45 GHz von ca. 2,5 mm für einen Referenzwert von 1000 V/m aufweist. Die Quelle 3 in Abb. 5.23 a) zeigt für den gleichen Referenzwert zwei Bereiche, in denen die Sensitivität auf 35,5 mm und 36,8 mm erweitert werden konnte. Außerdem sind die Feldmaxima von ca. 1900 V/m bei Quelle 2 auf ca. 2300 V/m bei Quelle 3 verbessert worden. Die beiden Abstimmbereiche über die Kurzschluss-Schieber-Position resultieren durch die Periodizität von  $\lambda_g/2$  bei Quelle 3, die auch für die Quelle 2 existieren, aber bedingt durch die Sensitivität nur für einen Bereich betrachtet wurden.

Ermittelt man noch die Bandbreiten für den Referenzwert von 1000 V/m, so ergibt sich für die Quelle 2 (Abb. 5.22 b)) ein Bereich mit 22 MHz um 2,45 GHz und ein Bereich von 13 MHz bei ca. 2,47 GHz, die sich bei Quelle 3 (Abb. 5.23 b)) mit 25 MHz und 32 MHz um 2,45 GHz ergeben. Hierdurch weist die Quelle 2 nur einen Bereich auf, der zur Anpassung um 2,45 GHz verwendet werden kann. Beschränkt man die Bandbreite jedoch auf 20 MHz, so wurde bei Quelle 2 ein maximaler Feldwert von ca. 2450 V/m im Zentrum der Quelle ermittelt, der aber bei Quelle 3 bei ca. 3500 V/m und 3900 V/m im Zentrum liegt. Es fällt weiter auf, dass die Quelle 2 linear um 2,45 GHz in der Frequenz durch den

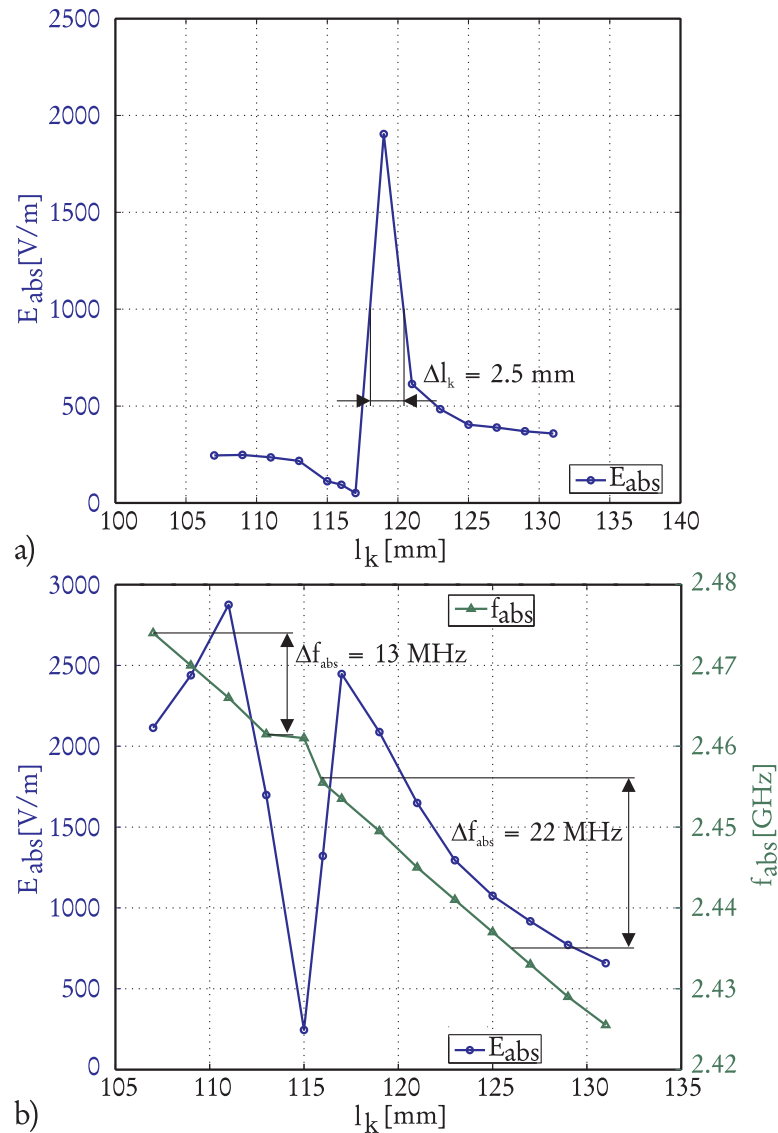


Abbildung 5.22: a) Maximale Feldstärke des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 2 bei einer Frequenz von 2,45 GHz als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position, b) absolutes Maximum und Frequenzversatz des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 2 als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position

Kurzschluss-Schieber angepasst werden kann, was bei der Quelle 3 durch einen exponentiellen Abfall gekennzeichnet ist. Dieses wird durch das SLAN-Anpassungsnetzwerk verursacht. Diese Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse zeigt, dass die Quelle 3 nicht nur um die Frequenz von 2,45 GHz breitbandiger ist, sondern dass auch die Sensitivität der Kurzschluss-Schieber-Position bei gesteigerten maximalen Feldwerten im Zentrum erreicht wurde. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Initialzündung des Plasmas bei Quelle 3 leichter und mit niedriger Leistung möglich ist.

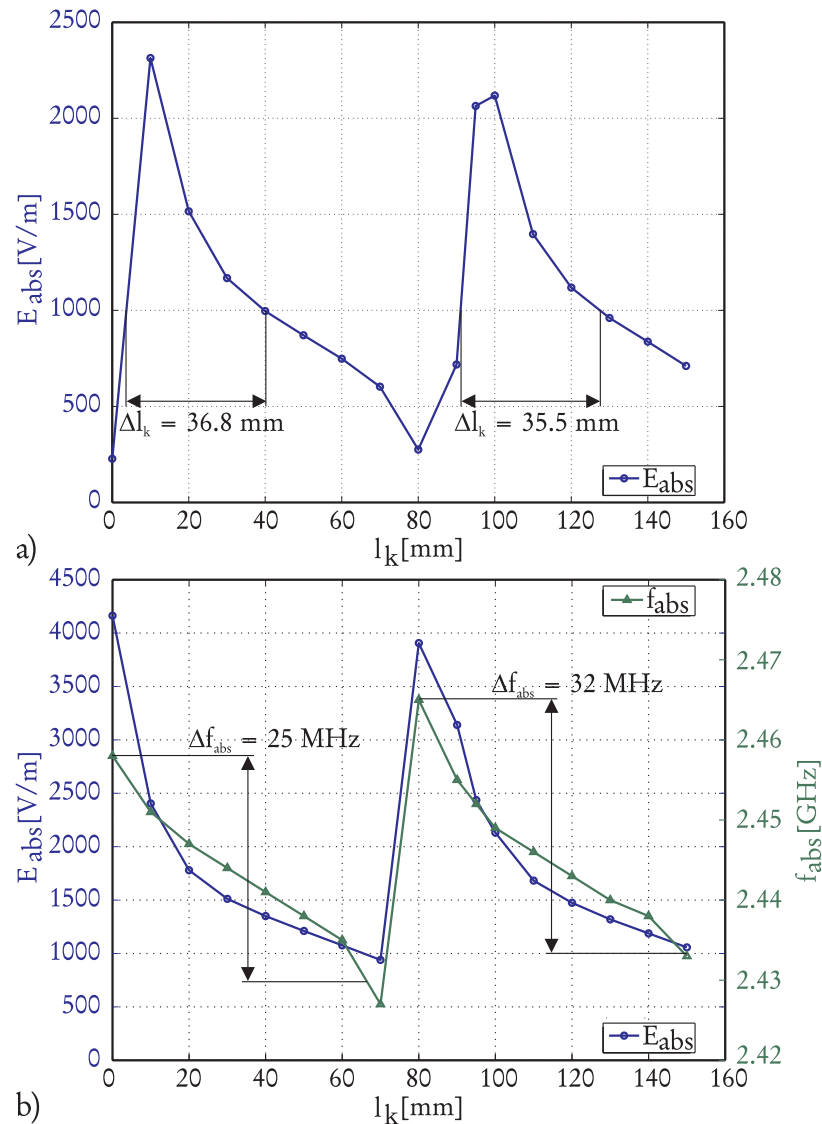


Abbildung 5.23: a) Maximale Feldstärke des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position, b) absolutes Maximum und Frequenzversatz des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position

Da bei Quelle 3 die Anregung der Koppelslitze gleichphasig erfolgt, wurde eine Variation der Koppelantenneneintauchtiefe bei fester Kurzschluss-Schieber-Position ( $l_k = 96$  mm) durchgeführt, um den Einfluss auf das Abstimmverhalten beurteilen zu können. In Abb. 5.24 a) kann gut erkannt werden, dass die Quelle 3 für einen Abstand der Koppelantenne zur gegenüberliegenden Ringresonatorwand von  $h = 12$  mm optimiert wurde und somit das Maximum des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle für eine Frequenz von 2,45 GHz erreicht. Andererseits nehmen die Feldwerte bei einer Frequenz von 2,45 GHz mit Variation der Koppelantenneneintauchtiefe um das Optimum ab, was jedoch

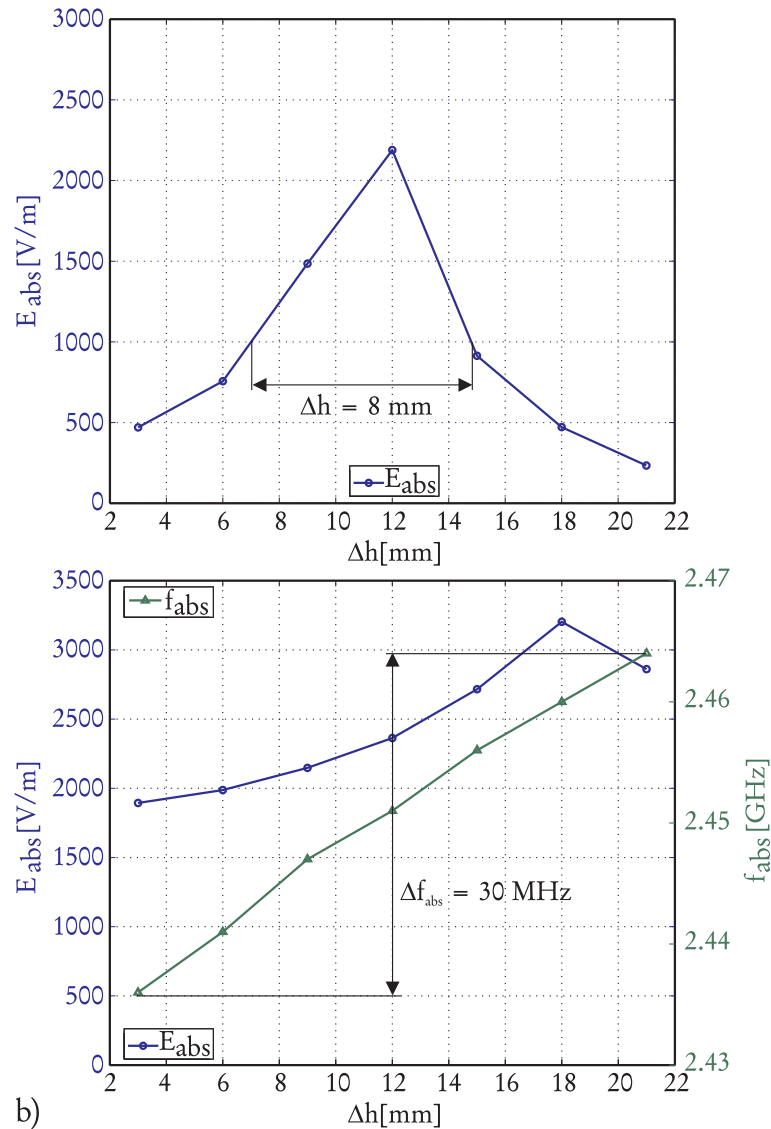


Abbildung 5.24: a) Maximale Feldstärke des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz als Funktion der justierbaren Koppelantennen-Position, b) absolutes Maximum und Frequenzversatz des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 als Funktion der justierbaren Koppelantennen-Position

eine lineare Frequenzabstimmung des Resonators ermöglicht (Abb. 5.24 b)). Zu beachten ist, dass die frequenzabhängigen Feldwerte über eine Bandbreite von 30 MHz die Zündfeldstärke von Quelle 2 mit 1900 V/m nicht unterschreitet. Die lineare Frequenzabhängigkeit wird durch die gleichphasige Anregung der Koppelschlitze durch die justierbare Koppelantenne erreicht, was somit die Umsetzung von Streckung und Stauchung der im Ringresonator befindlichen Mode, wie es in Abschnitt 3.3.1 beschrieben ist, verdeutlicht. Der typische Abstand von Koppelantenne zur Ringresonatorwand bei einer Standard SLAN bewegt sich zwischen 2-4 mm, um die Initialzündung eines Plasmas zu erreichen.

In der Quelle 3 sind hier 12 mm berücksichtigt worden, sodass die Wahrscheinlichkeit von elektrischen Durchschlägen um ein Vielfaches reduziert werden konnte. Hierdurch sollten auch Initialzündungen durch gesteigerte Leistung bei höheren Drücken ermöglicht werden.

Die Quelle 3 wurde für einen kleinen Durchmesser des Quarzglas es entwickelt, jedoch sollte der Einfluss eines Quarzglas es mit großem Durchmesser in Quelle 3 überprüft werden. Mit dem Einbringen des Quarzglas es entstand ein Frequenzversatz von 13 MHz, der durch Anpassung der Koppelantenne sowie des Kurzschluss-Schiebers korrigiert werden musste. Betrachtet man eine Bandbreite von 20 MHz um 2,45 GHz, so reduzierte sich die maximal erreichbare Feldintensität im Zentrum der Quelle von vorher 3900 V/m auf 2450 V/m. Dieses Verhalten entsteht dadurch, dass der Anteil dielektrischen Materials, aber auch dessen Positionierung innerhalb sowie die Notwendigkeit der vergrößerten Durchmesser der MW-Dichtungen, das Resonanzverhalten des Rezipienten entscheidend beeinflusst. Dennoch erreicht die Quelle 3 mit dem großen Quarzglasdurchmesser die Zündfeldstärke der Quelle 2 im Zentrum, sodass eine gleichwertige Initialzündung des Plasmas gegeben sein sollte.

### 5.8.7 Vergleich Plasmaphase: Quelle 2 und Quelle 3

Die Beurteilung der Quelle 3 in der Plasmaphase kann nur durch den Simulationsvergleich mit der Quelle 2 erfolgen. Ausgehend davon, dass die Stabilität eines Plasmaprozesses vom Anpassungsnetzwerk abhängt, soll hier durch Variation des Kurzschluss-Schiebers, bei konstanten Plasmaparametern, das Abstimmverhalten der Quellen untersucht werden. Dieses gibt einen Einblick in die Breitbandigkeit sowie Frequenzkompensation des Anpassungsnetzwerkes. Dazu wird der Reflexionsfaktor  $S_{11}$  bei 2,45 GHz und die Frequenzkompensation bei dem sich einstellenden maximalen Reflexionsfaktor  $S_{11}$  für die Quelle 2 (siehe Abb. 5.25) sowie Quelle 3 (siehe Abb. 5.26) gegenüber gestellt. Es kann erkannt werden, dass für beide Quellen die Periodizität des Abstimmverhaltens mit einer Hohlleiterwellenlänge von  $\lambda_g/2$  für den Reflexionsfaktor  $S_{11}$  bei 2,45 GHz sowie über die Frequenz vorliegt. Der Referenzwert soll hier bei einem Reflexionsfaktor  $S_{11} = -8,24$  dB liegen, was einer reflektierten Leistung von 15% entspricht. Die Quelle 2 ermöglicht über eine Kurzschluss-Schieberposition von 22 - 24 mm diesen Referenzwert, der bei Quelle 3 und fester Koppelantennenposition nur bei 13,5 mm liegt. Dieser Unterschied kann durch die gegenphasige Kopplung bei Quelle 2 und gleichphasige Kopplung bei Quelle 3 zur Anregung der Koppelschlitze zum Rezipienten resultieren, da der Kurzschluss-Schieber die gegenphasige Kopplung begünstigt (siehe Abschnitt 3.3.1). Der charakteristische Verlauf des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  bei Quelle 3 entsteht mit den äquidistanten Abständen der Kurzschluss-Schieber-Position, die zu einer nichtlinearen Abhängigkeit auf der Ortskurve im Polardiagramm führen (siehe Abschnitt 3.4.1), was auch für den Reflexionsfaktor  $S_{11}$  über die Frequenz zutrifft. Setzt man den Referenzwert auch für den maximalen Reflexionsfaktor  $S_{11}$  über die Frequenz an, so ergibt sich für Quelle 2 ein Bereich für die Kurzschluss-Schieber-Position von 33 mm, der sich bei Quelle 3 auf 39 mm beläuft. Dadurch kann eine Anpassung bei Quelle 2 im Bereich von 2,443 bis 2,472 GHz erreicht



werden, die jedoch unsymmetrisch um 2,45 GHz liegt. Die Quelle 3 zeigt hier einen größeren und symmetrischen Bereich auf, der von 2,40 bis 2,49 GHz geht. Die Anpassung in der Frequenz zeigt lineares Verhalten innerhalb des Referenzwertes bei beiden Quellen, der jedoch bei Quelle 2 unterhalb von 2,45 GHz exponentiell ausläuft. Durch die Linearität über den gesamten Kurzschluss-Schieber Bereich der Quelle 3 sollte eine einfachere Abstimbarkeit um 2,45 GHz ausschließlich durch den Kurzschluss-Schieber gegeben sein.

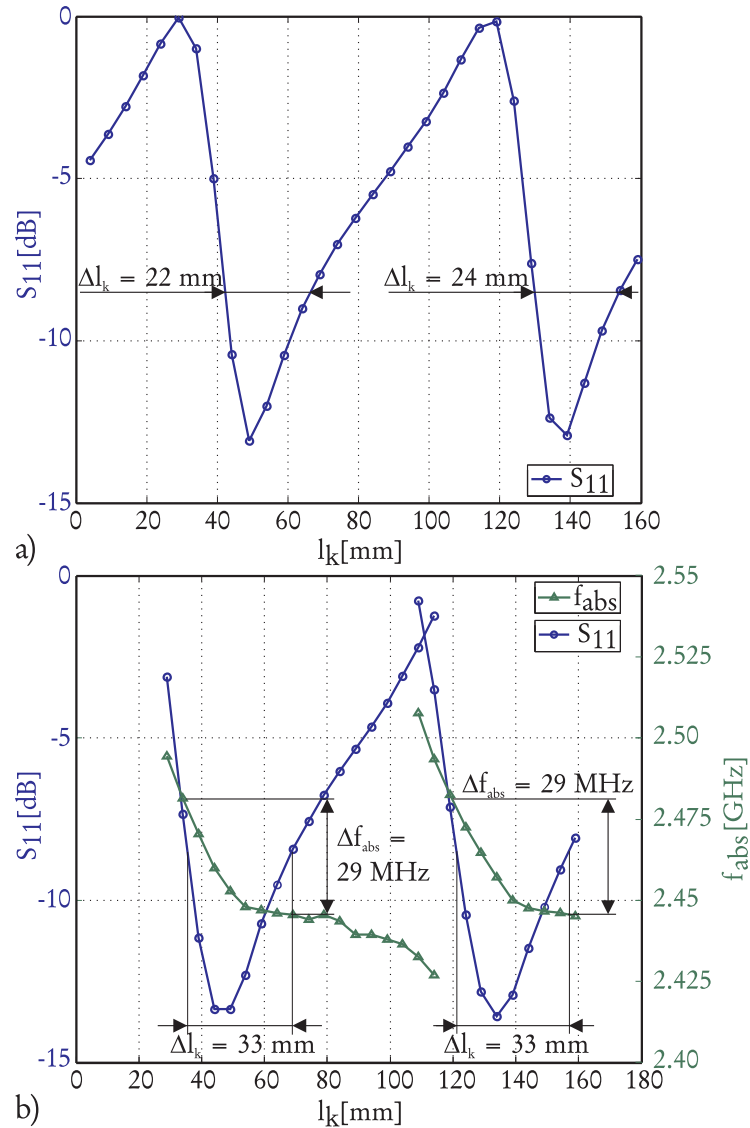


Abbildung 5.25: a) Maximale Absorption des Plasmas bei einer Frequenz von 2,45 GHz und in b) die Frequenzkompensation bei der sich maximal einstellenden Absorption des Plasmas in Abhängigkeit der Kurzschluss-Schieberposition für Quelle 2

Das Anpassungsnetzwerk der Quelle 3 verfügt zusätzlich zum Kurzschluss-Schieber noch über die einstellbare Koppelantenne, die in ihrem Abstimmverhalten, bei fester

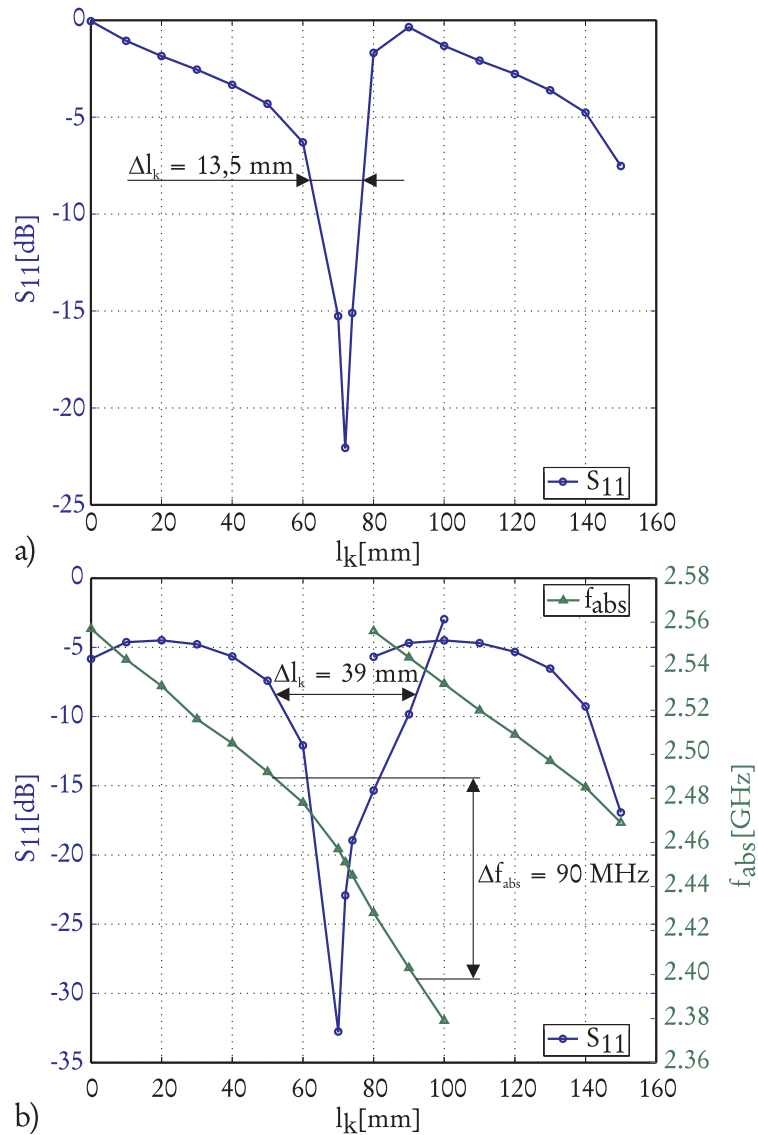


Abbildung 5.26: a) Maximale Absorption des Plasmas bei einer Frequenz von 2,45 GHz und in b) die Frequenzkompensation bei der sich maximal einstellenden Absorption des Plasmas in Abhängigkeit der Kurzschluss-Schieberposition für Quelle 3

Kurzschluss-Schieber-Position und Plasmaparametern, untersucht wurde. Der Reflexionsfaktor  $S_{11}$  bei einer Frequenz von 2,45 GHz ist in Abbildung 5.27 a) in Abhängigkeit der Koppelantennenposition gezeigt. Die Einhaltung des Referenzwertes kann hier über einen Einstellbereich von 15,6 mm erreicht werden, der bei der Koppelantenneneintauchtiefe von 15 mm ein Minimum aufweist. Die Frequenzanpassung und der Absolutwert des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  sind in Abb. 5.27 b) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss der Koppelantenneneintauchtiefe ausschließlich einen Frequenzversatz oberhalb von 2,45 GHz ermöglicht, sodass eine Kompensation im Frequenzbereich von 2,45 GHz bis 2,459 GHz resultiert. Für die Eintauchtiefe von 12 mm bis 15 mm kann kein Unter-

schied erkannt werden. Hierdurch kann in Verbindung mit der Zündphase, die ebenfalls ein Optimum bei einer Koppelantenneneintauchtiefe von 12 mm zeigte, die Koppelantennenposition für beide Betriebsphasen fixiert werden, sodass ausschließlich nur eine Anpassung durch den Kurzschluss-Schieber notwendig ist. Der entstehende Unterschied im Reflexionsfaktor  $S_{11}$  zwischen der Position 12 mm und 15 mm von ca. 3% reflektierter Leistung kann vernachlässigt werden.

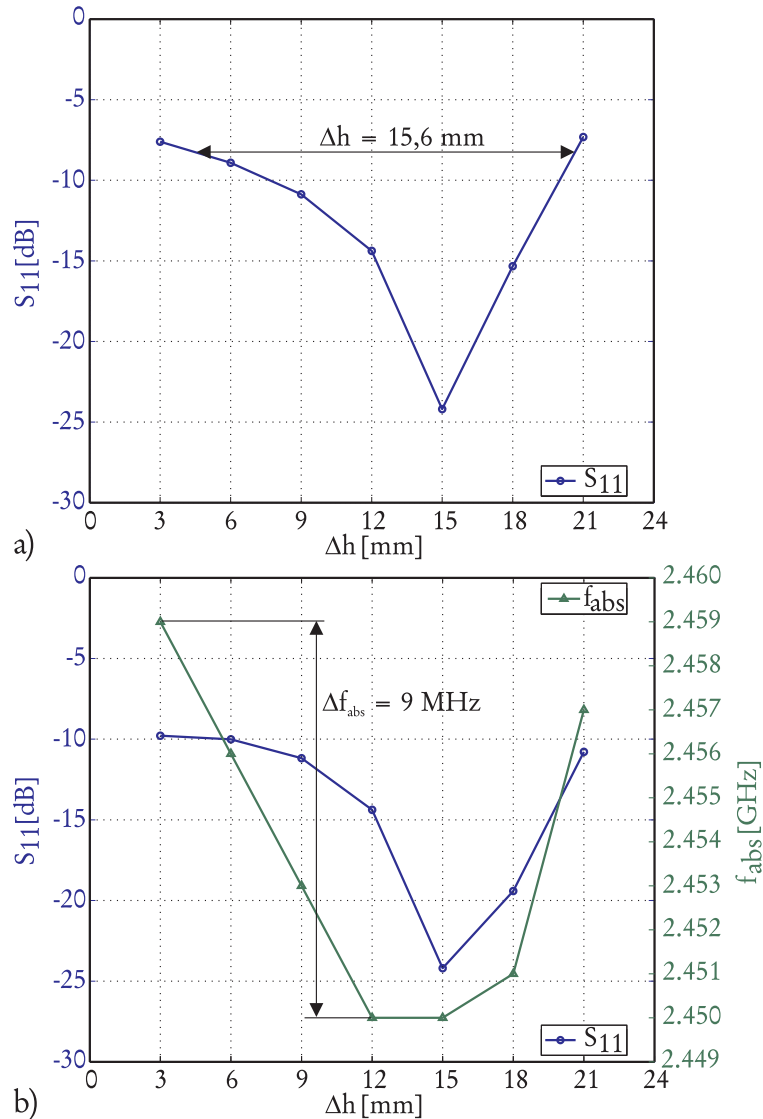


Abbildung 5.27: a) Maximale Absorption des Plasmas bei einer Frequenz von 2,45 GHz und in b) die maximale Absorption des Plasmas sowie die resultierende Frequenzverschiebung als Funktion der justierbaren Koppelantenneneintauchtiefe für Quelle 3

Da die Quelle 2 in den Experimenten einen stabilen Plasmabetrieb bei Leistungsvariation zeigte, sollte eine Variation der Elektronendichte  $n_e$  bzw. Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  in der Simulation Rückschlüsse auf die Prozessstabilität ermöglichen. Ausgangspunkt war dabei,

dass die Quellen auf den Standardprozess mit einer Elektronendichte von  $n_e = 20 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  abgestimmt wurden, um davon ausgehend die Variation durchzuführen.

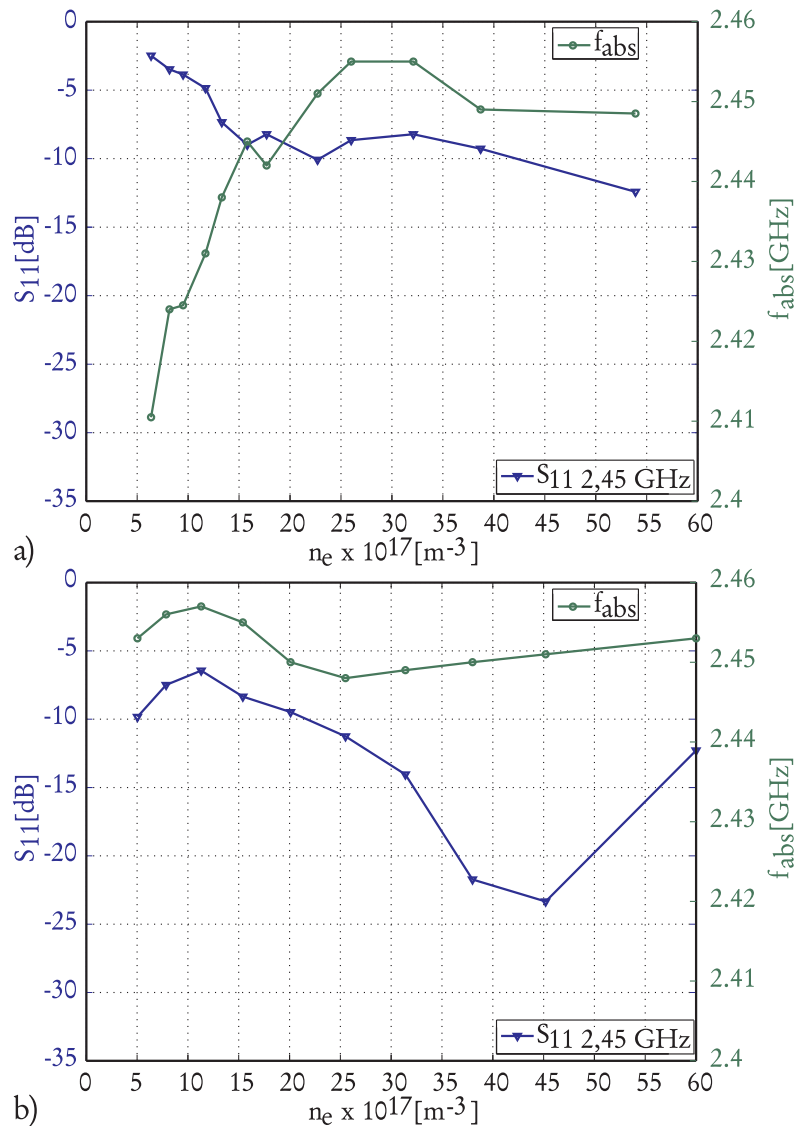


Abbildung 5.28: Absorptionsverhalten und Frequenzstabilität durch Variation der Elektronendichte bei fester Abstimmung des Anpassungsnetzwerkes für den Standardprozess bei Quelle 2 a) und Quelle 3 b)

Aus Abbildung 5.28 a) ist ersichtlich, dass in einem Elektronendichtebereich von  $n_e = 5 - 25 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  eine stetige Verschiebung des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz von 2,41 GHz bis 2,455 GHz zu beobachten ist. Im Bereich von  $n_e = 25 - 35 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  liegt ein Maximum der Frequenzverschiebung vor, das sich aber oberhalb dieser Dichten bei der Frequenz von 2,45 GHz stabilisiert. Die Quelle 3 zeigt in Abbildung 5.28 b) das gleiche charakteristische Verhalten wie Quelle 2, jedoch liegt der Überschwinger, der vorher bei  $n_e = 25 - 35 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  lag, jetzt in einem Dichtebereich von  $n_e = 5 - 20 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ , was durch

die Quellenabmessungen und das Anpassungsnetzwerk erreicht wurde. Der spezifizierte Referenzwert von  $-8,24$  dB kann bei beiden Quellen ab einer Dichte von  $n_e = 15 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  erkannt werden. Betrachtet man den Frequenzversatz um  $2,45$  GHz beider Quellen, so kann ein stabiles Plasma ab einer Elektronendichte von  $n_e = 23 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  für Quelle 2 und für Quelle 3 bereits ab einer Elektronendichte von  $n_e = 5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  entstehen. Hierdurch sollte die Quelle 3 einen gleichwertigen oder stabileren Betrieb in der Plasmaphase aufweisen. Der Einfluss eines größeren Quarzglas in der Quelle 3 für die Zündphase wurde bereits untersucht, sodass hier ebenfalls der Einfluss auf die Plasmaphase beschrieben werden soll. Eine detaillierte Ausführung, wie weiter oben, soll hier nicht erfolgen. In der Zündphase konnte ein Frequenzversatz von  $13$  MHz durch das größere Quarzglas ermittelt werden, der auch unter gleicher Anpassung in der Plasmaphase vorlag. Dieser Versatz konnte durch die Abstimmung mit dem Kurzschluss-Schieber behoben werden, da die Linearität des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz erhalten blieb. Hierdurch kann eine Anpassung im Frequenzbereich von  $2,43$  GHz bis  $2,466$  GHz unter Beachtung des Referenzwertes erfolgen. Die Einhaltung des Referenzwertes bei einer Frequenz von  $2,45$  GHz ist über eine Kurzschluss-Schieberposition von ca.  $6,5$  mm möglich. Es zeigt sich somit, dass die Quelle 3 mit größerem Quarzglas schmalbandiger in der Anpassung wird. Entscheidend ist jedoch das Felddbild, das im Rezipienten entsteht, sodass keine Hot-Spots und Plasmainhomogenitäten resultieren. Dazu sind die Feldbilder für das kleine Quarzglas in Abbildung 5.29 und für das große in Abbildung 5.30 gezeigt. Der Vergleich der azimuthalen Schnitte zeigt, dass bei dem großen Quarzglas die Feldintensitäten stärker sind als bei dem kleinen Quarzglas. Dieses kann durch das bessere Radienverhältnis aus Plasmasäulendurchmesser und Rezipientendurchmesser entstehen (siehe Abschnitt 3.3.2). Mit dem größeren Quarzglas wird eine deutlichere Wechselwirkung zu den Koppelschlitten verursacht, sodass dieses Einfluss auf die Feldverteilung innerhalb des Ringresonators hat, wodurch im Ansatz bei kleinem Quarzglas eine  $TE_{105(f)}$ -Mode und beim großem Quarzglas eher eine  $TE_{106}$ -Mode erkannt werden kann. Die axialen Feldverteilungen sind gleichwertig, ausgenommen der Intensitäten unterhalb der Mikrowellendichtungen. Es ist aber zu erkennen, dass die Breite des Feldmaximums im Rezipienten bei großem Quarzglas größer ist, als im Vergleich zum kleinen Quarzglas. Dieses deutet darauf hin, dass eine bessere Stabilisierung dieses Feldes möglich ist, was in der Plasmaphase zu einer besseren Betriebsstabilität führen könnte. Es kann somit festgehalten werden, dass auch mit einem großem Quarzglas die Plasmaeigenschaften und Funktionalitäten, wie sie bei kleinem Quarzglas vorliegen, erhalten bleiben.

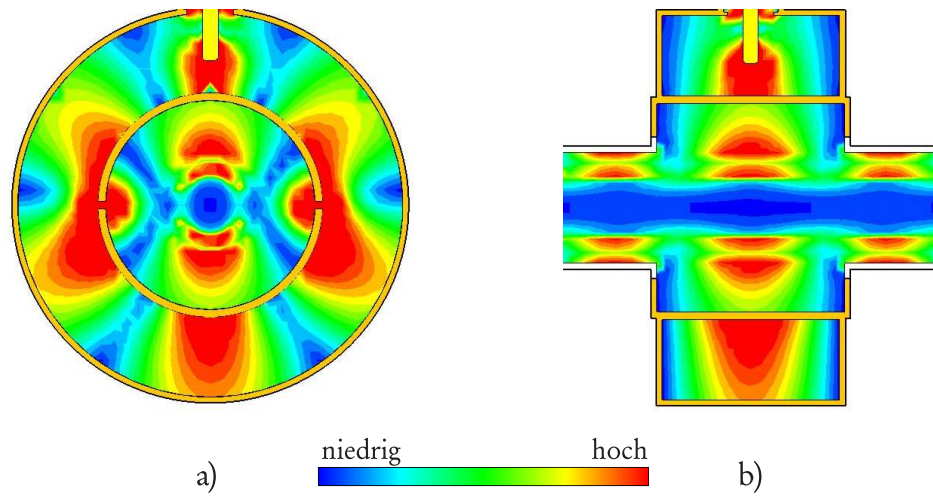


Abbildung 5.29: Verteilung des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz bei kleinem Quarzglasdurchmesser im Querschnitt a) und im axialen Schnitt b) unter Berücksichtigung der Plasmaparameter für den zugrundeliegenden Prozess

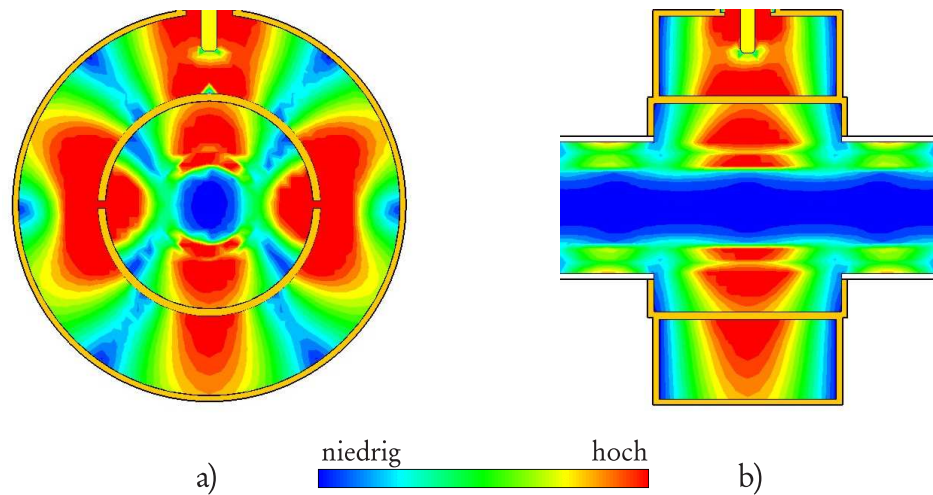


Abbildung 5.30: Verteilung des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz bei großem Quarzglasdurchmesser im Querschnitt a) und im axialen Schnitt b) unter Berücksichtigung der Plasmaparameter für den zugrundeliegenden Prozess

### 5.8.8 Automatisierbarkeit

Die Automatisierbarkeit der Quelle 3 war eine weitere wichtige Vorgabe. Mit der Sensitivität der Kurzschluss-Schieberposition in der Zündphase bei der Quelle 2 ( $< 2,5$  mm) konnte eine Automatisierung nur mit hohem mechanischem Aufwand umgesetzt werden. Durch die geometrische Optimierung und Beachtung dieser Forderung konnte die Sensitivität bei der Quelle 3 für die Zündphase reduziert werden. Darüber hinaus zeigte sich, dass die Koppelantennenposition in der Zünd- und Plasmaphase gleich sein können, sodass eine Fixierung der Position möglich ist. Aufgrund der erreichten Breitbandigkeit und des linearen Abstimmverhaltens in der Zünd- und Plasmaphase ist eine einfache Automatisierbarkeit nur durch den Kurzschluss-Schieber für die Quelle 3 gegeben.

## 5.9 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel untersuchte Quelle 1 war eine auf empirischer Basis weiter entwickelte  $\mu$ SLAN, die als Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquelle mit Prozesstemperaturen oberhalb von  $1000^\circ\text{C}$  für PCVD Prozesse eingesetzt werden sollte. Eine signifikante Steigerung der Initialzündung und Plasmadichten sollte mit dem Tausch der Koppelschlitze durch Hornstrukturen im Quellendesign erreicht werden. Diese Änderung führte jedoch in der Zündphase zu einer schlechten Initialzündung und in der Plasmaphase bei hohen Leistungsdichten sogar zu einer plastischen Verformungen des Quarzglas (Hot Spots). Erst durch die zielgerichtete Anwendung von Designregeln und dem ingenieurmäßigen Ansatz des Einblockmodells in der Simulation konnte die elektromagnetische Feldverteilung in der Quelle 2 optimiert werden. Dadurch war es möglich, die benötigte Zündleistung der Quelle 2 um den Faktor 3 zu reduzieren. Erst durch die Verwendung des Einblockmodells konnte die Feldverteilung um das Substrat homogen ausgelegt werden, sodass bei gleichzeitig höheren Plasmadichten eine plastische Verformung des Substrates unterbunden werden konnte. Dieser gravierende Unterschied ermöglichte mit Quelle 2 die ersten Prozessentwicklungen. Der geforderte Koppelschlitz zwischen Rechteckhohlleiter und Ringresonator sorgte für eine schmalbandige Zündfeldstärke der Quelle 2. Erst die Überarbeitung des Ofens ermöglichte die Entwicklung der Quelle 3. Dabei wurde das Anpassungsnetzwerk der SLAN geometrisch optimiert bei gleichzeitiger Entkopplung von Ringresonator und Rechteckhohlleiter durch eine Koaxialstrecke, sodass eine Anpassung auf den Ringresonator der Quelle 2 ermöglicht wurde. Jedoch konnte nur durch die numerische Simulation und das Einblockmodell der Ringresonator der Quelle 2 mit dem Anpassungsnetzwerk der SLAN durch Drehen der Koppelschlitze optimal verbunden werden. Wesentlich ist, dass das Anpassungsnetzwerk der Quelle 3 breitbandiges und lineares Verhalten in der Zünd- und Plasmaphase zeigt. Es konnte somit die Zündfeldstärke nochmals gesteigert und die Stabilität der Plasmaphase, im Vergleich zur Quelle 2, verbessert werden. Die Feldverteilung im Rezipienten konnte nur durch Berücksichtigung des Plasmas in Form des Einblockmodells erhalten bleiben, wodurch die Plasmahomogenität und Prozessstabilität gewährleistet werden konnte. Mit der

Möglichkeit zur Fixierung der Koppelantennenposition in der Zünd- und Plasmaphase ist die Anpassung ausschließlich durch den Kurzschluss-Schieber ebenso erreicht worden, sodass die Quelle 3 einfach automatisierbar ist.

Die Prozessparameter bei Hochtemperatur konnten auf einen äquivalenten Laborprozess überführt werden, sodass eine Elektronendichte und Elektronentemperatur vorlagen, die die Bestimmung der Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz für das Einblockmodell ermöglichten. Da das Einblockmodell grundsätzlich die Plasmaparameter am Quarzglas repräsentiert, konnte gezeigt werden, dass unter Beachtung der Elektronegativität sowie der axialen und radialen Abhängigkeiten die Modellparameter ( $n_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \text{ eV}$ ) dem Plasmaprozess ( $n_e \approx 1,37 - 1,97 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 3,5 \text{ eV}$ ) ausgesprochen gut entsprachen. Dadurch konnte eine hervorragende realitätsnahe Übereinstimmung der Feldverteilung mit CCD-Bildern des Plasmas und dessen Intensität erreicht werden, die darüber hinaus auch mit den Differenzbildern der Thermographie und den daraus entstehenden Temperaturprofilen im Einklang steht. Die Thermographie zeigte weiterhin, dass die verwendeten Gastemperaturen, die zur Auswertung der Einzelsondenmessungen angesetzt wurden, mit den thermographierten Absolutwerten der Quarzglastemperatur zusammenhängen.

Es kann somit gezeigt werden, dass durch das Einblockmodell die systematische Entwicklung von Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen für besondere Anforderungen, trotz des rudimentären Ansatzes, ermöglicht werden kann. Das Einblockmodell ermöglicht somit den gezielten Entwurf einer MWPQ und gibt darüber hinaus dem Betrachter einen entscheidenden Einblick in die technischen Zusammenhänge innerhalb einer MWPQ.



# Kapitel 6

## Analyse einer MW-Plasmaquelle für Ätzprozesse

### 6.1 Übersicht

In diesem Kapitel wird die Übertragbarkeit des Einblockmodells auf andere Quellentypen gezeigt, wie es aus dem Strukturdiagramm nach Abbildung 1.1 hervorgeht. Die hier analysierte Mikrowellenplasmaquelle und der dazugehörige Plasmaprozess sind in ihrer Anwendung auf das hoch selektive Ätzen von 200 mm Wafern optimiert worden. Die iterative Optimierung dieser Quelle basiert dabei auf der empirischen Weiterentwicklung, sodass nach dem „Trail and Error“ Prinzip vorgegangen wurde. Da Oberflächenwellen-angeregte Plasmaquellen sich insbesondere für das selektive Ätzen eignen [78], sollte das vorliegende Quellenkonzept analysiert und gegebenenfalls für 300 mm Wafer hochskaliert werden. Eine entscheidende Schlüsselfunktion für die Qualität eines solchen Prozesses hängt dabei maßgeblich von der azimutalen und auch radialen Plasmahomogenität ab, um über die Fläche gleichwertige Ätzraten zu erhalten. Um diesen Entwicklungsschritt systematisch vollziehen zu können, wurde eine Simulationsanalyse basierend auf dem Einblockmodell durchgeführt, die zusätzlich mit Einzel-Langmuirsonden- und Infrarotthermographie-Messungen unterstützt werden sollten.

### 6.2 Eigenschaften des Prozesses

#### Quellenkonzept

In Abbildung 6.1 ist das Quellenkonzept als Prinzip-Darstellung gezeigt. Die Beschreibung geht vom Plasma aus, das durch ein Quarzglas im Zentrum der Quelle begrenzt wird. Um dieses Quarzglas ist senkrecht dazu ein Rechteckhohlleiter azimutal angeordnet. Die Einstrahlung der Mikrowelle in den Rechteckhohlleiter erfolgt über einen Schlitz, dem ein schmaler Rechteckhohlleiter vorgeschaltet ist. Damit der Übergang auf einen

Standardrechteckhohlleiter erfolgen kann, befindet sich zwischen dem schmalen Rechteckhohlleiter und dem 3-Stab Tuner zur Anpassung ein trapezförmiger Übergang. Die Quelle selbst wird durch einen MW-Generator, der durch einen Zirkulator geschützt ist, um die von der Quelle reflektierte Leistung in ein Reservoir umzulenken, gespeist.

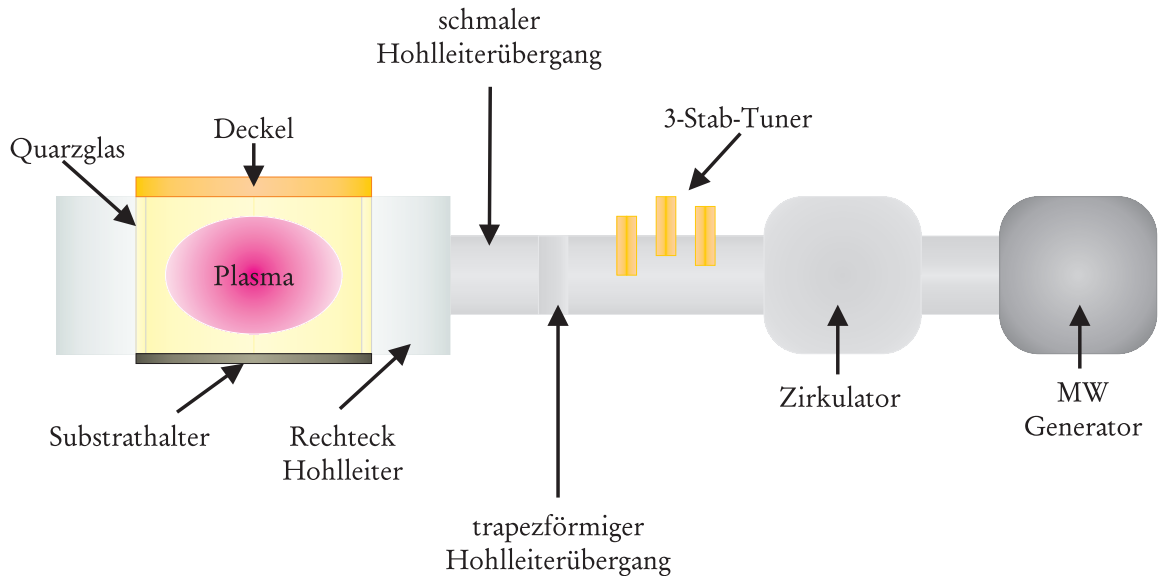


Abbildung 6.1: *Prinzipieller Aufbau der zu analysierenden MW-Plasmaquelle, die zur Ätzung von 200 mm Wafern empirisch entwickelt wurde, mit spezifischer Benennung der Bauteilgruppen*

### Prozessparameter

Der in diesen Untersuchungen verwendete Ätzprozess setzte sich aus den Gasen  $Ar$  (Argon),  $CHF_3$  (Trifluormethan) und  $O_2$  (Sauerstoff) zusammen, die in ihren Gasflussmengen in einem spezifizierten Verhältnis zueinander stehen mussten, um eine maximale Ätzrate zu erhalten. Der sich einstellende Prozessdruck lag dabei unterhalb von 0,5 mbar. Die eingespeiste Mikrowellenleistung betrug  $P_{verf} = 1800 \text{ W}$ , wobei eine Leistung von ca.  $P_{refl} \approx 150 - 250 \text{ W}$  von der Quelle reflektiert und über den Zirkulator in das Reservoir gelenkt wurde. Um eine einfachere Initialzündung des Plasmas zu erhalten, wurde das Bias über den Substrathalter unterstützend eingesetzt und nach Erreichen der Plasmaphase abgeschaltet, da das Plasma im CW-Betrieb gefahren wurde.

## 6.3 Messtechnische Charakterisierung der Quelle

### 6.3.1 Langmuir-Einzelsondenmessungen, axial und azimuthal

Um den Bezug in der Simulation zum Einblockmodell zu erhalten, ist die Ermittlung der Elektronendichte  $n_e$  und der Elektronentemperatur  $T_e$  am Quarzzyylinder notwendig.

Mit der Gegebenheit einer Diagnoseöffnung im Deckel der Quelle war es möglich, eine Einzel-Langmuirsonde, für axiale und azimutale Messungen in die Quelle einzubringen (siehe Abb. 6.2). Der Deckel der Quelle diente dabei als Referenzelektrode, die für die Einzelsondenmessung notwendig ist, da dieser im direkten Kontakt zum Plasma steht. Die Messungen wurden mit dem nach Abschnitt 5.7.1 beschriebenen Sondenmesssystem L2P-F durchgeführt. Als Probe kam ein Platindraht mit einem Durchmesser von 0,25 mm und einer aktiven Länge von 1,4 mm für die Messungen zur Verwendung, um eine chemische Reaktion im Vergleich zu Wolfram zu vermeiden. Die lokalen Positionen bei den axialen Messungen sind auf das Zentrum der Quelle bezogen, die auch bei den azimutalen Messungen eingehalten wurden, die zusätzlich durch die Winkelgrade ergänzt sind. Um den Einfluss des elektrischen Feldes auf die Probe auszuschließen, ist bei den azimutalen Messungen ein Sicherheitsabstand zwischen Probenspitze und Quarzzyylinder von 20 mm berücksichtigt worden.

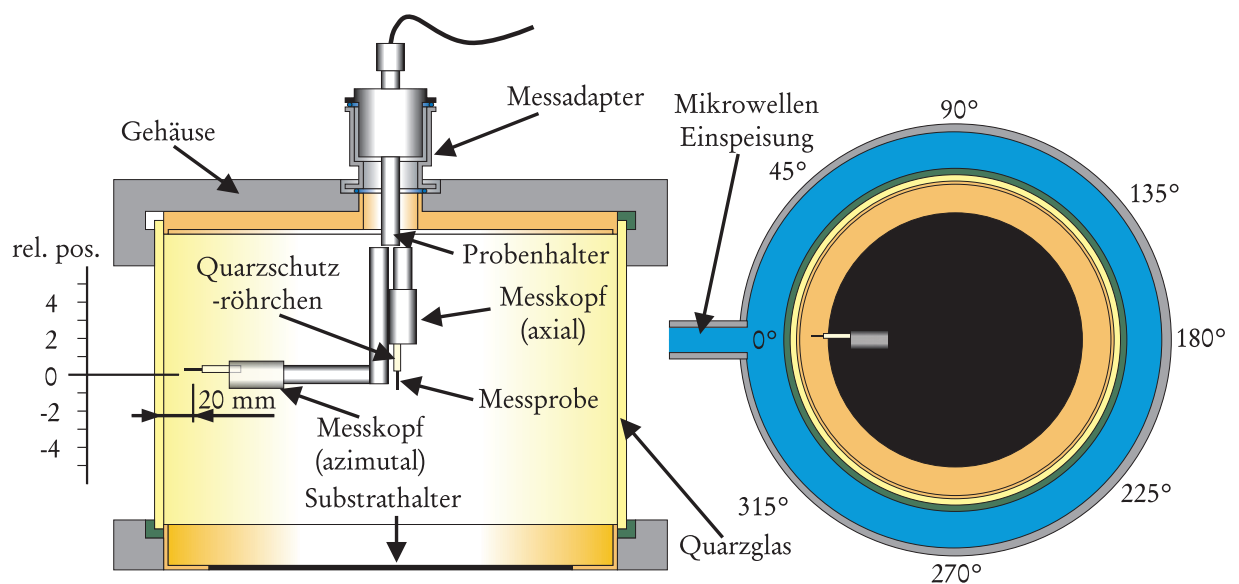


Abbildung 6.2: Aufbau der Messanordnung in der MW-Plasmaquelle für axiale und azimutale Einzelsondenmessungen für den zu untersuchenden Plasmaprozess

Die aus den Einzelsondenmessungen ermittelten Ergebnisse sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Es sind hier nur die für die Simulation notwendige Elektronentemperatur  $T_e$  und Elektronendichte  $n_e$  aufgetragen. Da es sich um ein elektronegatives Plasma handelt, konnte eine Elektronegativität  $\alpha_p \approx 2 - 3$  in Bezug zur positiven Ionendichte  $n_+$  ermittelt werden, was für solche Plasmen durchaus zutreffend ist. Die axialen Messungen zeigen, dass ausgehend vom Substrathalter (rel. Pos. -4) die Elektronendichte  $n_e$  stark ansteigt, bei Position 1 ihr Maximum erreicht und zum Deckel hin wieder abnimmt (rel. Pos. 4). Die Elektronentemperatur  $T_e$  schwankt entlang der Elektronendichte in einem Bereich von  $T_e = 4,3 - 4,9$  eV. Die höhere Elektronendichte und Elektronentemperatur am Deckel kann durch einen lokal niedrigeren Druck in diesem Bereich hervorgerufen werden, da der Deckel in der Plasmaphase gekühlt wird, was für den Substrathalter nicht zutrifft.

Andererseits können diese Unterschiede auch durch lokale Elektronenheizung entstehen, die durch Mikrowellenleckagen verursacht wird, welche vom Ringresonator über den Quarzzylinder entlang am Deckel in das Zentrum der Quelle gelangen. Solche Mikrowellenleckagen können am Substrathalter nicht entstehen, da dieser durch elektrische Unterbrechungen in Form von Luftspalten umgeben ist.

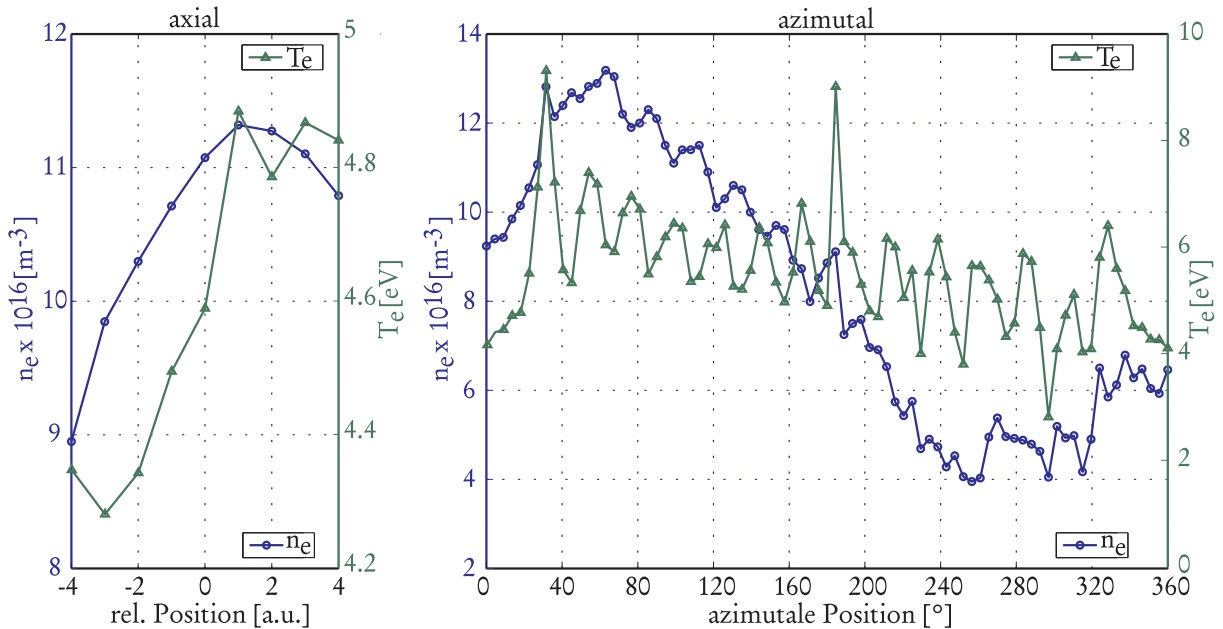


Abbildung 6.3: Ermittelte Elektronendichte  $n_e$  und Elektronentemperatur  $T_e$  axial und azimutal für den spezifizierten Plasmazprozess bei einer Leistung von 1800 W in der 200 mm Wafer Ätzquelle

Die Abbildung 6.3 zeigt auch die azimutalen Ergebnisse der Sondenmessungen für die Elektronendichte  $n_e$  und Elektronentemperatur  $T_e$  für die relative Position 0. Die Elektronendichte  $n_e$  zeigt in azimutaler Richtung globale und lokale Variationen auf. Die globale Verteilung der Elektronendichte zeigt bei einem Umlauf von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  die Charakteristik einer Sinusfunktion, mit einem Maximum von  $30^\circ$  bis  $90^\circ$  und einem Minimum von  $230^\circ$  bis  $320^\circ$  auf. Das Maximum ist dadurch gekennzeichnet, dass die Elektronendichte  $n_e > n_{e,c}$  ist und somit ein überkritisches Plasma vorliegt, sodass die Eindringtiefe des elektrischen Feldes begrenzt ist. Der Vergleich mit den Elektronendichten im Minimum zeigen, dass  $n_e < n_{e,c}$  ist und hierdurch das Plasma in den unterkritischen Bereich wechselt, sodass das elektrische Feld in das Plasma eindringen kann. Die Bedingung für Oberflächenwellen mit einer Elektronendichte von  $n_e > n_{e,c(surf)}$  liegt in keinem Bereich vor. Die Elektronentemperatur  $T_e$  zeigt zwei globale Maxima bei  $30^\circ$  und  $190^\circ$  auf. Die lokalen Minima und Maxima der Elektronentemperatur  $T_e$  wechseln sich in regelmäßigen Abständen ab. Diese Variationen in der Elektronentemperatur  $T_e$  können mit einer lokalen Elektronenheizung, die durch resonantes Heizen der Elektronen am Quarzzylinder entsteht, in Verbindung gebracht werden [79]. Solche Elektronen oszillieren senkrecht an Positionen, an denen das elektrische Feld orthogonal zur Quarzzylinderoberfläche steht. Der Vergleich der azimutalen Elektronendichte mit der Elektronentemperatur zeigt eine partielle systematische

Korrelation der lokalen Maxima der Elektronendichte, entweder mit den Minima oder Maxima der Elektronentemperatur. Dies schließt jedoch unterschiedliche Eindringtiefen der Mikrowellen mit hohen und niedrigen Elektronendichten, verursacht durch lokale Elektronenheizung, in das Plasma aus. Es scheint somit, dass die Elektronendichte dem Absolutwert des elektrischen Feldes und die Elektronentemperatur der orthogonalen Feldkomponente auf der Quarzzylinderoberfläche folgt. Da diese Messungen jedoch in einem Abstand zum Quarzzylinder von 20 mm durchgeführt wurden, müssen die Absolutwerte der Elektronendichte zum Quarzzylinder hin extrapoliert werden, sodass dort Elektronendichten mit  $n_e > n_{e,c}$  resultieren werden. Es sei noch festgehalten, dass ca. 16 Maxima für die Elektronendichte  $n_e$  und Elektronentemperatur  $T_e$  vorliegen.

### 6.3.2 Infrarotthermographie

Zusätzlich zu den Sondenmessungen wurden auch Infrarotaufnahmen der Quelle mit einer Varioscans 3022 der Firma Infratec GmbH aufgenommen, die in einem Spektralbereich von 2 bis 5  $\mu\text{m}$  arbeitet, um die thermischen Belastungen auf die Bauteile zu erhalten. Da die vom Plasma absorbierte Leistung in Wärme umgesetzt wird, führt dies zur Erwärmung der Quellenkomponenten. Dazu wurde eine Infrarotaufnahme in der Plasma-Phase bei abgeschalteter Kühlung von der Seite der Quelle aufgenommen, die in Abbildung 6.4 gezeigt ist.

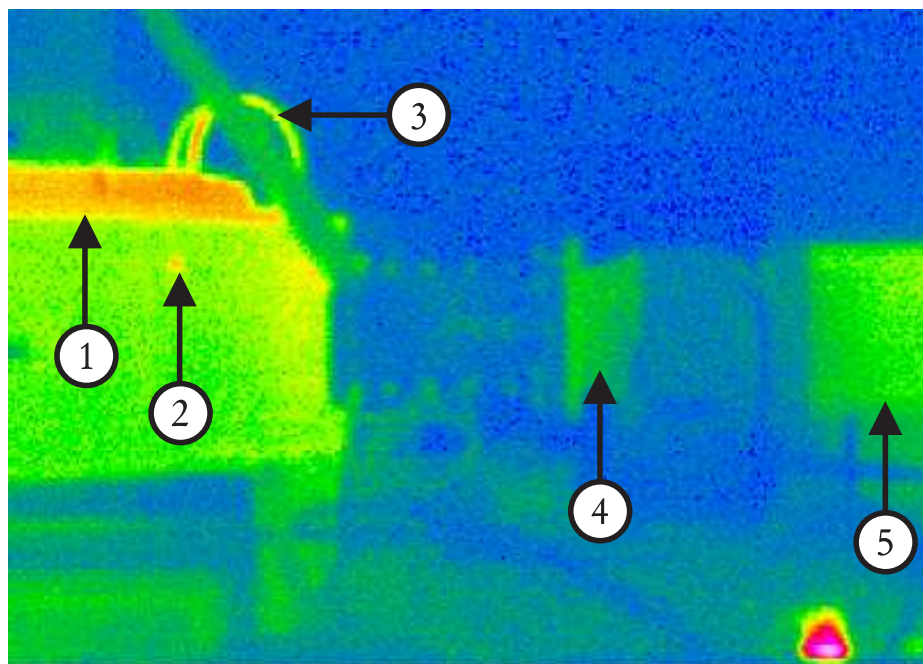


Abbildung 6.4: Entstehende Wärmestrahlung der MW-Plasmaquelle für den spezifizierten Plasmaprozess in der Plasmaphase bei ausgeschalteter Kühlung

Es ist zu erkennen, dass der Deckel eine intensivere Wärmestrahlung emittiert, als der Rechteckhohlleiter. Die entstehende Wärmestrahlung ist die Folge der am Quellendeckel entstehenden Rekombinationprozesse, die durch das Plasma (Pfeil 1) verursacht werden, da hier ein direkter Kontakt vorliegt. Dass diese Wärmestrahlung nicht durch Reflexionen aus der Umgebung hervorgerufen wird, kann an den Diagnoseöffnungen erkannt werden, die auch eine deutliche indirekte Wärmestrahlung aufweisen (Pfeil 2). Diese Strahlung, die durch die entstehenden Rekombinationsprozesse auf der Innenseite hervorgerufen wird, kommt vom Quarzzyylinder, da das Quarz im direkten Kontakt zum Plasma steht. Eine Wärmestrahlung, verursacht durch die Verschiebungsströme im Rechteckhohlleiter, kann nicht erkannt werden, da das Gehäusematerial eine hohe thermische Konduktivität besitzt und die Oberfläche einen schlechten Emissionsgrad aufweist, sodass die Wärmestrahlung hauptsächlich durch die Reflexionen der Umgebung entsteht. Gleiches gilt für die Wärmestrahlung der Schläuche der Gaszuführung (Pfeil 3), die durch die lokalen Reflexionen der Umgebung entsteht und somit keine Rückschlüsse zulässt. Im Gegensatz dazu ist beim Zirkulator (Pfeil 4) eine einseitige lokale Wärmestrahlung zu erkennen, die auf das lokale Heizen durch die elektromagnetischen Felder, bedingt durch die Reflexionen am 3-Stab-Tuner, zurückzuführen ist, da die Oberfläche des Zirkulators einen hohen Emissionsgrad besitzt (schwarzer matter Lack). Da der MW-Generator sich erwärmt (Pfeil 5) kann ebenso erkannt werden, da dieser auch einen hohen Emissionsgrad aufweist (schwarzer matter Lack), was aber auf die beinhaltenen Bauteile zurückzuführen ist. Es kann somit festgehalten werden, dass die entstehende Wärme innerhalb der Quelle durch Wärmekonvektion zum Deckel sowie zum Quarzzyylinder gelangt. Der Deckel ist aktiv gekühlt, sodass hier die Wärme abgeführt wird. Hierdurch wird auch der Quarzzyylinder im oberen Teil mitgekühlt, besitzt aber keine eigene aktive Kühlung. Diese Kühlung erzeugt nicht nur einen Temperaturgradienten am Quarzzyylinder, sondern auch innerhalb der Quelle, sodass inhomogene Temperaturprofile vorliegen und somit Prozessschwankungen in der thermischen- und Plasmaphase entstehen können.

## 6.4 Zündphase der Quelle

In der Zündphase ist es notwendig, hohe Feldstärken in dem Bereich zu erhalten, in dem die Initialzündung des Plasmas eingeleitet werden soll. Während der Sondenmessungen konnte beobachtet werden, dass zur Initialzündung des Plasmas immer wieder das Bias des Substrathalters unterstützend eingesetzt werden musste. Die Analyse zur Zündphase wurde durch eine Zeitbereichsberechnung mit den Einstellungen des Anpassungsnetzwerkes zur Initialzündung und eine Eigenmodenanalyse vorgenommen. Die aus diesen Berechnungen hervorgehenden Feldverteilungen sind in Abbildung 6.5 gezeigt. Es zeigt sich, dass bei der Zeitbereichsberechnung in Abb. 6.5 b) bei einer anregenden Frequenz von 2,45 GHz keine signifikante Feldüberhöhung innerhalb des Quarzzyinders erreicht wird. Auch kann keine eindeutige Resonanz erkannt bzw. identifiziert werden, wodurch eine Modenzuordnung nicht möglich ist. Erst die Eigenmodenanalyse, bestehend aus Quarzzyylinder, Rechteckhohlleiter und dem Luftraum im Quarzzyylinder zeigen Eigen-

moden, die bei einer Frequenz von 2,41 GHz (Abb. 6.5 a)) und 2,48 GHz (Abb. 6.5 c)) entstehen.

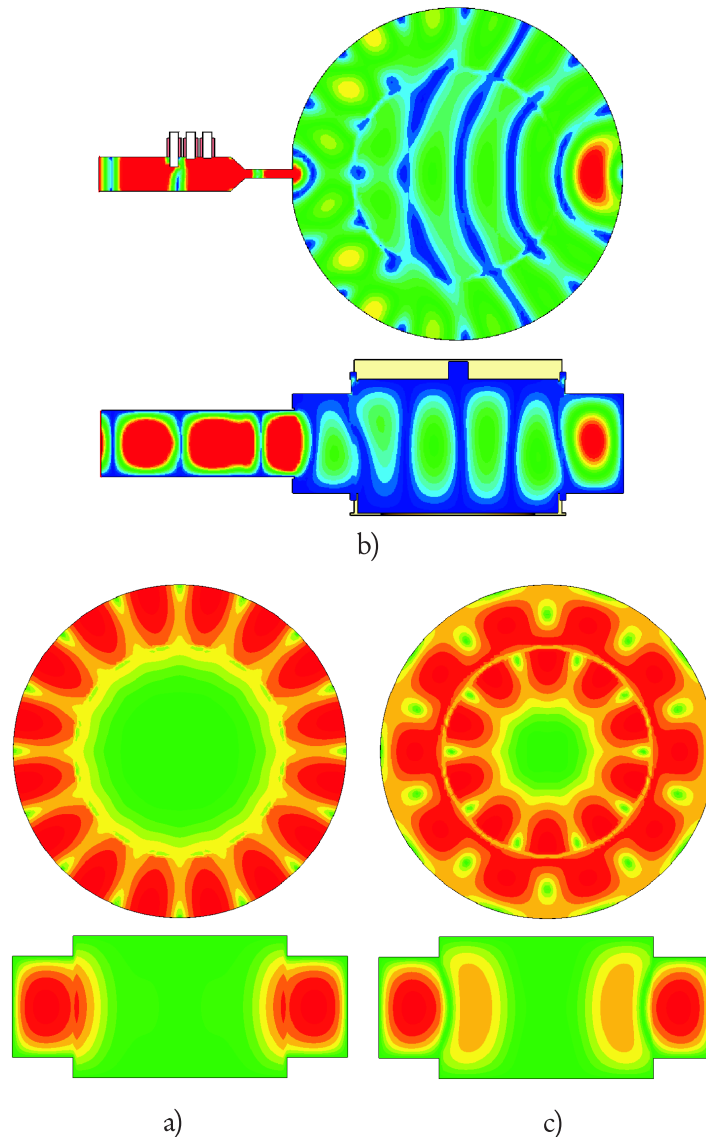


Abbildung 6.5: Verteilung des elektrischen Feldes in der Quelle für eine Frequenz von 2,45 GHz mit Berücksichtigung des Anpassungsnetzwerkes b) und den Eigenmoden für 2,41 GHz in a) und 2,48 GHz in c)

Die Eigenmode bei 2,41 GHz zeigt 16 Feldmaxima des elektrischen Feldes, die auch bei einer Frequenz von 2,45 GHz im Rechteckhohlleiter, ausgehend von der Anregung über den schmalen Hohlleiterübergang, azimuthal durch jeweils vier abklingende Feldmaxima in beide Richtungen erkannt werden können. Die berechnete Eigenmode bei 2,48 GHz zeigt zehn Feldmaxima innerhalb des Quarzzyllinders, die jedoch in dem Feldbild bei 2,45 GHz nicht im Ansatz zu erkennen sind. Der Haupteinfluss des Feldbildes bei

2,45 GHz ist somit durch die Eigenmode bei 2,41 GHz geprägt, da der schmale Hohlleiterübergang (Schlitzantenne) einen zusätzlichen Frequenzversatz zu 2,45 GHz verursacht, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben ist, der bei der Eigenmodeanalyse nicht berücksichtigt werden konnte. In der transienten Feldberechnung konnten die Absolutwerte der Feldmaxima über die Frequenz ausgelesen werden, sodass bei einer Frequenz von 2,45 GHz ein Wert von  $E_{abs} = 688$  V/m resultiert. Der Vergleich mit den verschobenen Eigenmoden ergibt Werte von  $E_{abs} = 2840$  V/m für 2,430 GHz und  $E_{abs} = 1496$  V/m für 2,495 GHz, die jedoch nicht im Zentrum, sondern dichter zum Quarzzylinder liegen. Dies wird durch die Querschnitte für die Eigenmoden offensichtlich. Es kann somit festgehalten werden, dass die Abmessungen des den Quarzzylinder umgebenden Rechteckhohlleiters nicht optimal dimensioniert sind, um eine einfache Initialzündung des Plasmas zu erhalten. Die gewünschte Eigenmode liegt somit etwas unterhalb der anregenden Frequenz von 2,45 GHz.

## 6.5 Prozessparameter in der Simulation

Mit den in Abschnitt 6.3.1 durchgeführten Sondenmessungen konnten die direkt am Quarzzylinder anliegende Elektronendichte und Elektronentemperatur nicht gemessen werden, die für das Einblockmodell notwendig sind. Andererseits wurde gezeigt, dass die Elektronendichte azimuthal modelliert ist, wodurch sich der mögliche Parameterbereich für das Einblockmodell vergrößert. Um diesen Bereich zu erfassen, sollten die ermittelten Elektronendichten und Elektronentemperaturen über die radiale Abhängigkeit der Messposition, bei der relativen Position 0, zum Quarzzylinder extrapoliert werden. Die Ausgangsparameter und die zugehörigen extrapolierten Werte sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

axial	azimutal	Quarzzylinder
$n_e = 1,10 \cdot 10^{17} \text{ [m}^{-3}\text{]}$	$n_{e,min} = 0,40 \cdot 10^{17} \text{ [m}^{-3}\text{]}$	$n_{e,min} = 0,27 \cdot 10^{17} \text{ [m}^{-3}\text{]}$
	$n_{e,max} = 1,32 \cdot 10^{17} \text{ [m}^{-3}\text{]}$	$n_{e,max} = 1,40 \cdot 10^{17} \text{ [m}^{-3}\text{]}$
$T_e = 4,6 \text{ [eV]}$	$T_{e,min} = 2,7 \text{ [eV]}$	$T_{e,min} = 2,5 \text{ [eV]}$
	$T_{e,max} = 9,0 \text{ [eV]}$	$T_{e,max} = 10,1 \text{ [eV]}$

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Sondenmessungen von axialer und azimuthaler Elektronendichte und Elektronentemperatur mit den extrapolierten Werten über die radialen Abhängigkeiten der Messpositionen am Quarzzylinder



Die resultierenden Ergebnisse am Quarzzylinder müssen für das Einblockmodell gemäß Absch. 2.1.1 in die Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz überführt werden, sodass sich die Bereiche für die Plasmaparameter gemäß Tabelle 6.2 ergeben.

Plasmakreisfrequenz [rad/s]	Stoßfrequenz [1/s]
$\omega_{p,min} = 11 \cdot 10^9$	$\nu_{p,min} = 18 \cdot 10^6$
$\omega_{p,max} = 21 \cdot 10^9$	$\nu_{p,min} = 164 \cdot 10^6$

Tabelle 6.2: Berechnete Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz aus den extrapolierten Plasmaparametern am Quarzzylinder zur Festlegung der Plasmaparameter in der Simulation

Da das Einblockmodell nur eine Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz unterstützt, muss eine Variation des Parameterbereichs nach Tabelle 6.2 in der Simulation unter Beachtung der Quellenabmessungen und des Anpassungsnetzwerkes erfolgen. Entscheidend ist, dass sich ein Reflexionsfaktor  $S_{11} \approx -8,5$  bis  $-11,0$  dB bei einer Frequenz um 2,45 GHz einstellen muss, der aus der eingespeisten und reflektierten Mikrowellenleistung hervorgeht. Der Reflexionsfaktor  $S_{11}$  ist dabei unabhängig von der Stoßfrequenz  $\nu_p$ , da das Verhältnis  $\nu_p/\omega_p \ll 1$  ist und somit die Frequenzabhängigkeit gemäß Absch. 4.2 nur durch die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  entsteht. In Abbildung 6.6 ist der Reflexionsfaktor  $S_{11}$  für einen Teil verschiedener Plasmakreisfrequenzen gezeigt, wobei für  $\omega_p < 20 \cdot 10^9$  rad/s keine Absorption in der Umgebung einer Frequenz von 2,45 GHz gegeben war. Erst bei einer Plasmakreisfrequenz von  $\omega_p = 23,4 \cdot 10^9$  rad/s stellt sich ein Reflexionsfaktor  $S_{11} \approx -9$  dB bei einer Frequenz von ca. 2,44 GHz ein, der mit den Prozessparametern korreliert.

Die Berechnungen zeigen jedoch, dass keine systematische Abhängigkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz beobachtet werden kann. Erst die äquivalente Mode die nur 14 anstatt 16 Feldmaxima im Ringresonator bei einer Frequenz von 2,26 GHz aufweist, zeigt die zu erwartende systematische Abhängigkeit. Dieses weist einerseits darauf hin, dass die geometrischen Abmessungen des Ringresonators nicht optimal ausgelegt sind. Andererseits zeigt sich, dass hohe Feldwerte (stehende Wellen) zwischen 3-Stab-Tuner und dem trapezförmigen Hohlleiterübergang sowie im schmalen Hohlleiter bei 2,45 GHz erkannt werden können, die bei 2,26 GHz nicht vorliegen (laufende Wellen). Dies resultiert dadurch, dass die geometrischen Abmessungen des Anpassungsnetzwerkes bei der Frequenz von 2,45 GHz in einem Bereich von  $\lambda_g/4$  liegen, was für 2,26 GHz nicht zutrifft und somit für das unsystematische Verhalten maßgebend sind.

Der somit in der Simulation repräsentative Prozess ergibt sich aus einer Plasmakreisfrequenz von  $\omega_p = 23,4 \cdot 10^9$  rad/s und einer Stoßfrequenz von  $\nu_p = 64 \cdot 10^6$  1/s, was einer Elektronendichte von  $n_e = 1,7 \cdot 10^{17}$  m<sup>-3</sup> und einer Elektronentemperatur von  $T_e = 4,5$  eV entspricht. Damit weicht die Elektronendichte  $n_e$  um ca. 22% von den extrapolierten maximalen Elektronendichten ab. Diese Abweichung kann durch die lineare Extrapolation

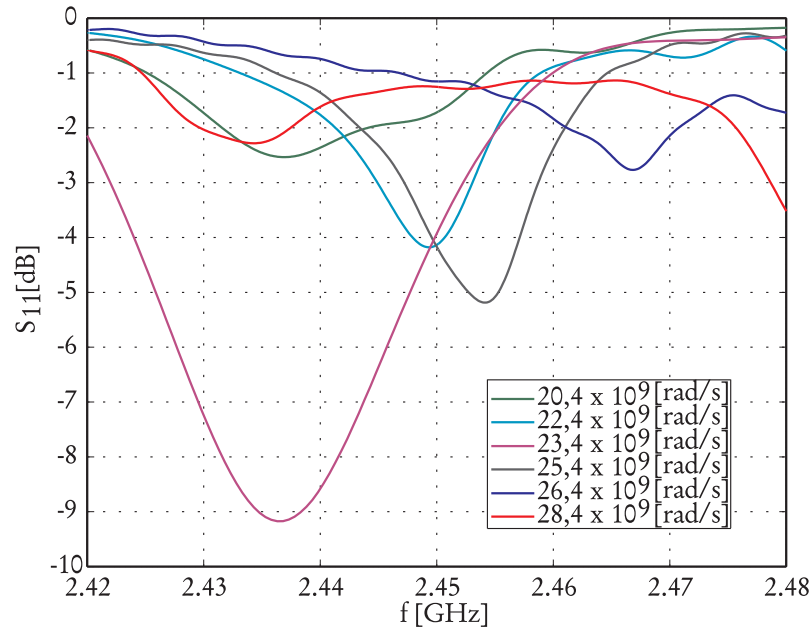


Abbildung 6.6: Berechnete Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  bei Variation der Plasmakreisfrequenz und fester Stoßfrequenz, in der Umgebung der Anregungsfrequenz von 2,45 GHz

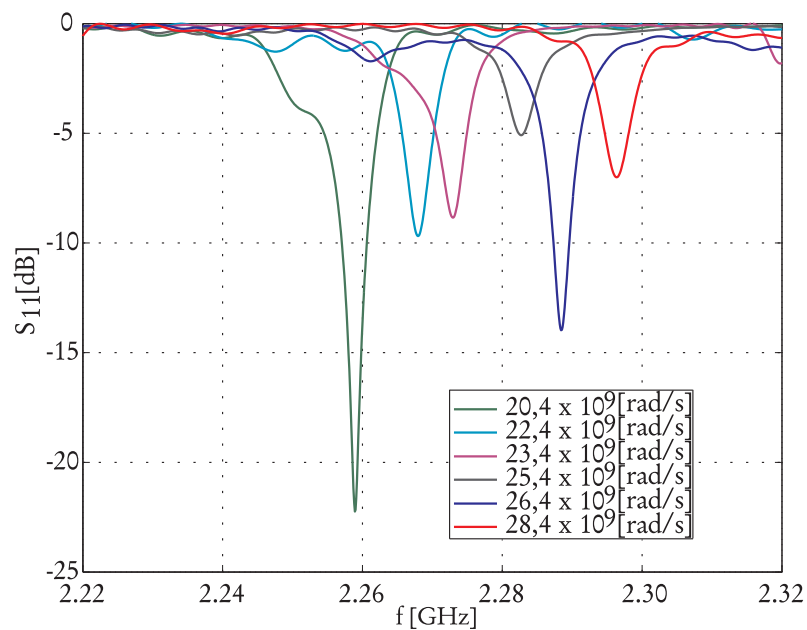


Abbildung 6.7: Systematische Abhängigkeit der äquivalenten Mode bei 2,26 GHz mit 14 anstatt 16 Feldmaxima im Ringresonator bei Variation der Plasmakreisfrequenz

entstanden sein, die eigentlich exponentiell hätte angesetzt werden müssen. Dafür wären aber mehrere radiale Stützstellen durch Langmuirsondenmessungen notwendig gewesen, die jedoch nicht ermöglicht werden konnten.

## 6.6 Plasmaphase der Quelle

Dass die Parameter aus dem repräsentativen Plasmaprozess in der Simulation dem zugrunde liegenden Prozess entsprechen, soll ein Vergleich der entstehenden Feldmuster auf der Quarzzylinderoberfläche zeigen, die in Abbildung 6.9 gegenüber gestellt sind. Die Feldmuster in Abb. 6.9 sind auf dem Quarzzylinder durch die Einzelsondenmessungen entstanden, da der Probenhalter aus V2A-Stahl durch den Plasmaprozess chemisch angegriffen worden ist und somit zur Abscheidung der Partikel auf der Quarzzylinderoberfläche geführt hat. Der Vergleich mit den entstehenden elektrischen Feldern auf der Quarzzylinderoberfläche (Abb. 6.9 b)) aus dem repräsentativen Plasmaprozess zeigt, dass sich die maximalen Feldintensitäten mit den weißen Bereichen der Quarzzylinderoberfläche gleichen und somit das Feldbild aus dem aktiven Prozess wiedergeben. Betrachtet man von der Mikrowelleneinspeisung ausgehend die Feldmuster, so nehmen diese in ihrer Größe entlang des Quarzzylinders zu, mit einem Maximum bei  $90^\circ$ , was in den Sondenmessungen  $270^\circ$  entspricht. Die Größe steht dabei in Verbindung mit der Eindringtiefe  $\delta_p$  der Mikrowelle, die wiederum von der Elektronendichte  $n_e$  abhängt. Hierdurch erkennt man, dass die Dichten an der Einspeisung höher sein müssen, als bei  $90^\circ$  ( $270^\circ$ ), sodass der Bezug zu den Sondenmessungen gegeben ist. Auf der gegenüberliegenden Seite konnten solche großen Feldmuster nicht erkannt werden. Die gleiche Anzahl (acht) von Feldmustern kann in beiden Abbildungen erkannt werden. Es fällt jedoch auf, dass eine Plasmahomogenität vorliegt, die durch das Einblockmodell nicht eindeutig wiedergegeben wird, was besonders im Bereich der Einspeisung auffällt.

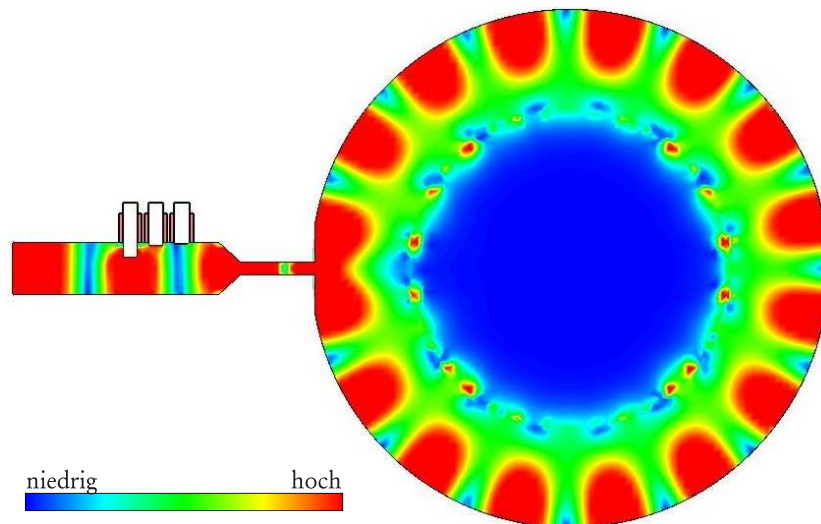


Abbildung 6.8: Darstellung der elektrischen Feldverteilung in der Quelle bei dem ermittelten repräsentativen Prozess

Es zeigt sich in Abb. 6.8, dass die Leistungseinkopplung in das Plasma durch eine Welle im Ringresonator mit 16 Feldmaxima erfolgt. Diese Anzahl Maxima korreliert mit den in

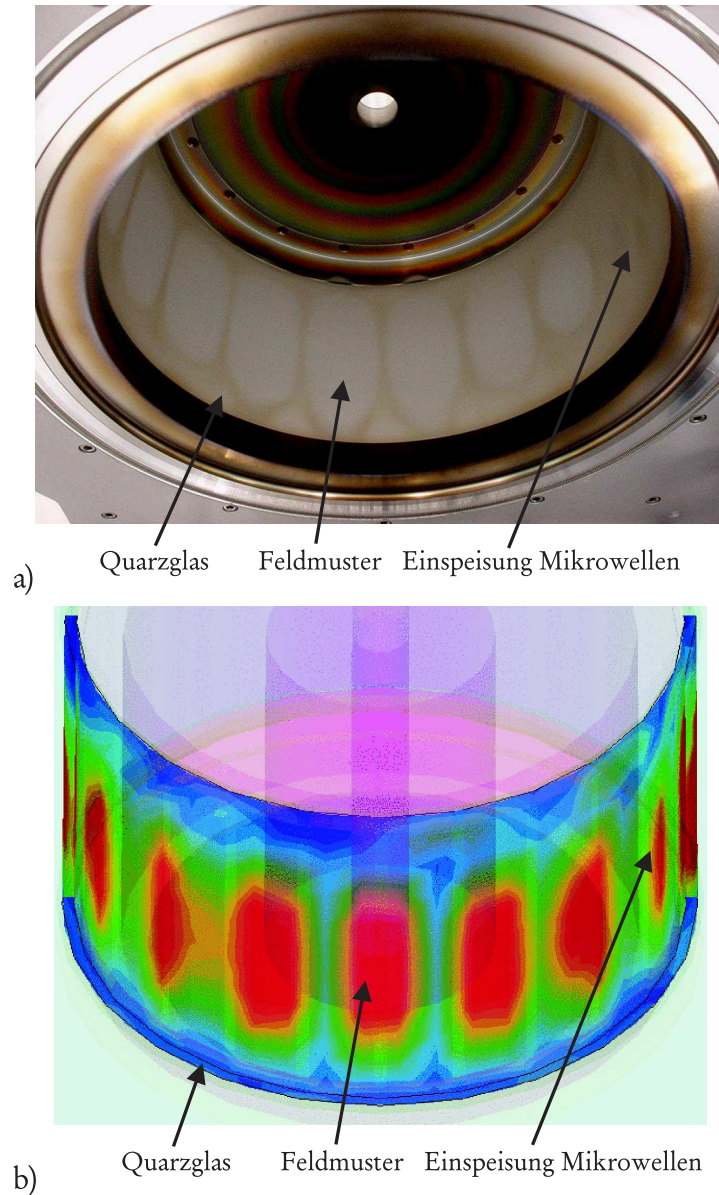


Abbildung 6.9: Vergleich der elektromagnetischen Feldmuster auf dem Quarzglas nach Beendigung der Messungen a), im Vergleich mit den resultierenden Feldmustern bei den ermittelten Prozessparameter in der Simulation b)

den Sondenmessungen ermittelten Maxima der Elektronendichte  $n_e$ , wie es in Abschnitt 6.3.1 beschrieben ist. Damit sollte durch Auslesen der elektrischen Feldkomponenten entlang der azimuthalen Messpositionen eine Verbindung zu den globalen und lokalen Profilverläufen der Elektronendichte  $n_e$  und Elektronentemperatur  $T_e$  gegeben sein.

Mit der Annahme aus Abschnitt 6.8, dass die Elektronendichte  $n_e$  mit den Absolutwerten  $E_{abs}$  und die Elektronentemperatur  $T_e$  mit den Normalkomponenten  $E_n$ , bezogen auf die

Quarzzylinderoberfläche des elektrischen Feldes korrelieren, wurden diese Feldkomponenten aus den kartesischen Feldwerten an den äquivalenten Messpositionen berechnet. Um die partielle Korrelation der maximalen Elektronendichte entweder mit dem Minimum oder Maximum der Elektronentemperatur zu erklären, ist eine Detailbetrachtung für diese Zusammenhänge bei den Winkelgraden  $120^\circ$  und  $210^\circ$  erfolgt, die in Abb. 6.10 dargestellt ist. Bei dem Winkelsegment von  $120^\circ$  liegt ein Maximum der Elektronendichte  $n_{e,max}$  mit einem Minimum  $T_{e,min}$  und zwei benachbarten Maxima  $T_{e,max}$  der Elektronentemperatur vor. Der Ausschnitt des zugehörigen Feldbildes zeigt, dass der Absolutwert des elektrischen Feldes  $E_{abs}$  zwischen zwei Normalkomponenten des elektrischen Feldes  $E_n$  liegt, sodass der Zusammenhang aus den Sondenmessungen gegeben ist. Auch kann ein Winkelsegment von  $210^\circ$ , in dem sich ein Maximum der Elektronendichte  $n_{e,max}$  mit einem Maximum der Elektronentemperatur  $T_{e,max}$  überlagert, erkannt werden, sodass die beschriebene Korrelation auch hier vorliegt. D.h. der Absolutwert  $E_{abs}$  und die Normalkomponente  $E_n$  des elektrischen Feldes überlagern sich im selben Punkt.

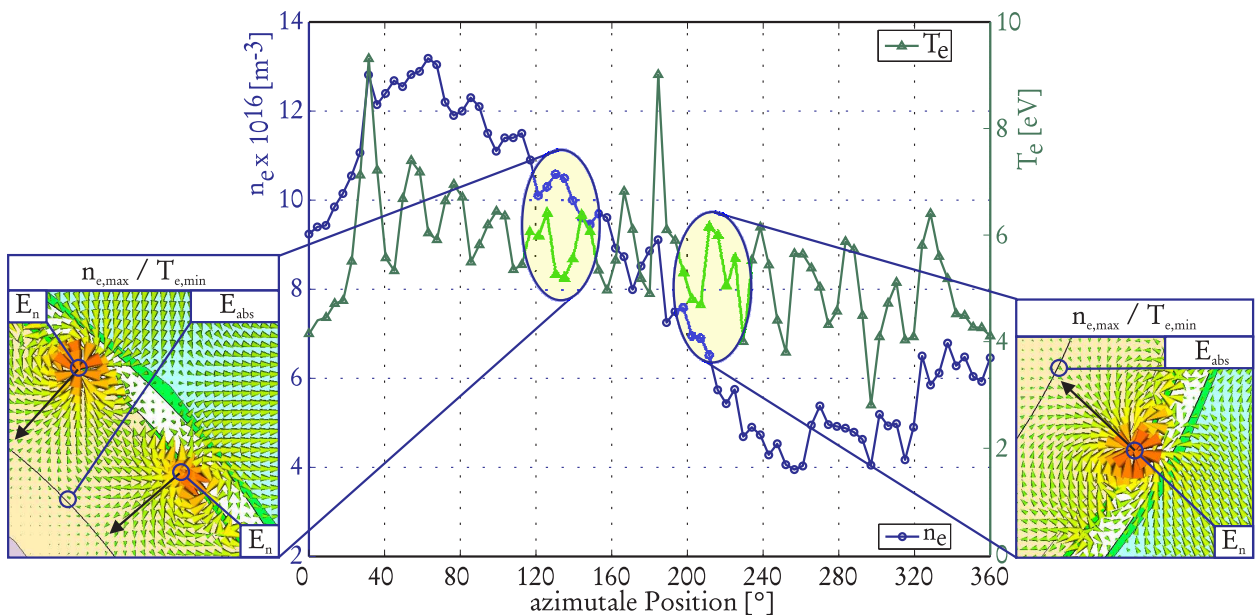


Abbildung 6.10: Korrelation der Sondenmessungen mit den spezifizierten Feldkomponenten aus der Simulation, zur Erklärung der partiellen systematischen Überlagerung der maximalen Elektronendichte entweder mit einem Minimum oder Maximum der Elektronentemperatur

Da die partielle systematische Korrelation zwischen der Elektronendichte und Elektronentemperatur im Ansatz bestätigt wurde, ist noch die Betrachtung der globalen Variationen notwendig. In Abb. 6.11 ist die azimuthale Elektronentemperatur  $T_e$  der Normalkomponente  $E_n$  des elektrischen Feldes gegenübergestellt, und es kann in einem Großteil der Bereiche die Korrelation erkannt werden. Auch für das Winkelsegment von  $75^\circ$  bis  $105^\circ$  überwiegt die Intensität der Normalkomponente  $E_n$  des elektrischen Feldes.

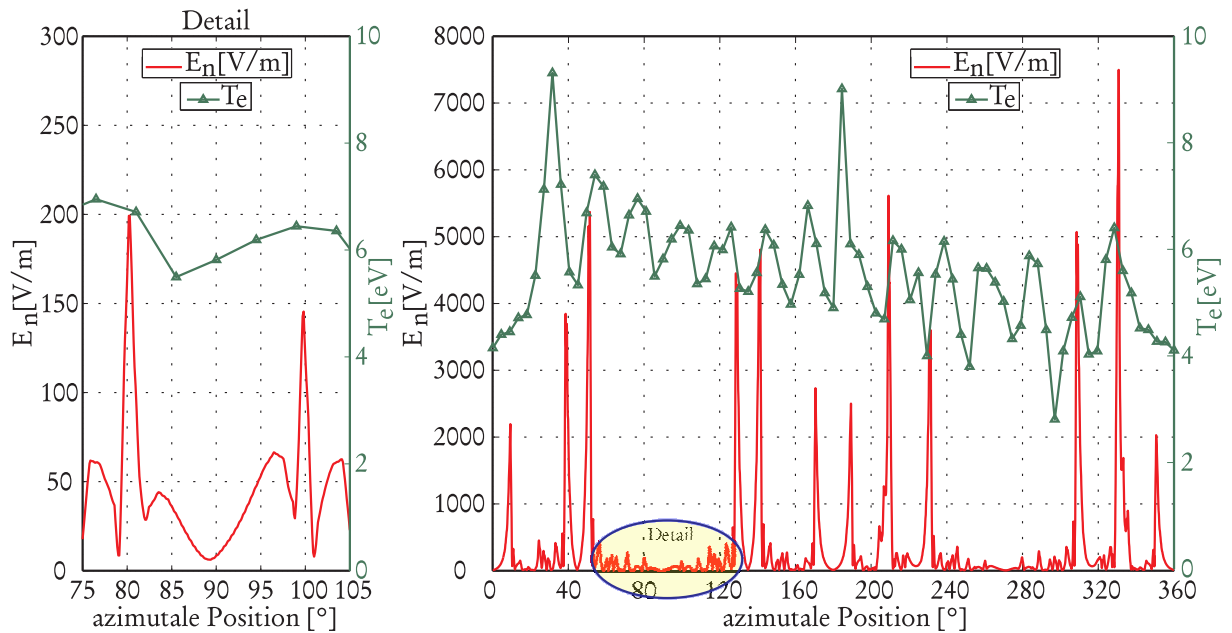


Abbildung 6.11: Globale Korrelation zwischen der Elektronentemperatur und der Normalkomponente des elektrischen Feldes zur Erklärung des resonanten Heizens der Elektronen

In Abb. 6.12 ist die Korrelation zwischen der Elektronendichte  $n_e$  und dem Absolutwert  $E_{abs}(0^\circ)$  des elektrischen Feldes aufgetragen, das unter symmetrischen Betrachtungen berechnet wurde. In einem Winkelbereich von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  kann eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Feldmaxima und den Maxima der Elektronendichte erkannt werden, die jedoch in ihren lokalen Intensitätsvariationen voneinander abweichen. Auch oberhalb von  $180^\circ$  kann diese Korrelation erkannt werden, die jedoch durch die sinusförmige Modulation der Elektronendichte in diesem Bereich erschwert wird. Die lokalen Intensitätsvariationen weichen auch hier voneinander ab. Es kann erkannt werden, dass der azimutale Feldverlauf im Bereich von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  mit dem Feldverlauf von  $180^\circ$  bis  $360^\circ$  gleichwertig ist, was durch die symmetrische Voraussetzung der Quellenkonstruktion in der Simulation bedingt ist. Mit Betrachtung des Elektronendichteprofiles ergibt sich, dass das absolute Maximum bei einem Winkel von  $60^\circ$  und das absolute Minimum bei einem Winkel von  $240^\circ$  liegt, was einem Abstand von  $180^\circ$  entspricht. Es liegt somit nahe, dass ein Versatz des Quarzzyinders vorliegt und die in der Simulation vorausgesetzte Symmetrie nicht erfüllt ist. Daher wurde unter dem Winkel von  $60^\circ$  ein Versatz des Quarzzyinders von 10 mm, unter Beibehaltung des repräsentativen Prozesses, eingebracht. Eine Veränderung des Reflexionsfaktors  $S_{11}$ , wie er aus Abschnitt 6.5 hervorgeht, ist durch diesen Versatz nur unwesentlich beeinflusst worden. Die berechneten Absolutwerte des elektrischen Feldes  $E_{abs}(60^\circ)$  sind in Abb. 6.12 mit dargestellt. Es zeigt sich, dass durch diesen Versatz eine sinusförmige Modulation in den Feldverlauf eingebracht werden konnte und somit dem Elektronendichteprofil deutlicher entspricht. Die Korrelation zwischen den Maxima der Elektronendichte und den Maxima des elektrischen Feldes bleibt weitestgehend erhalten, wobei die Intensitätsvariationen eindeutiger Zusammenhänge aufzeigen. Es kann somit

festgehalten werden, dass die Zentrierung sowie Symmetrie des Quarzzyinders in der Quellenkonstruktion signifikanten Einfluss auf die Plasmahomogenität nimmt.

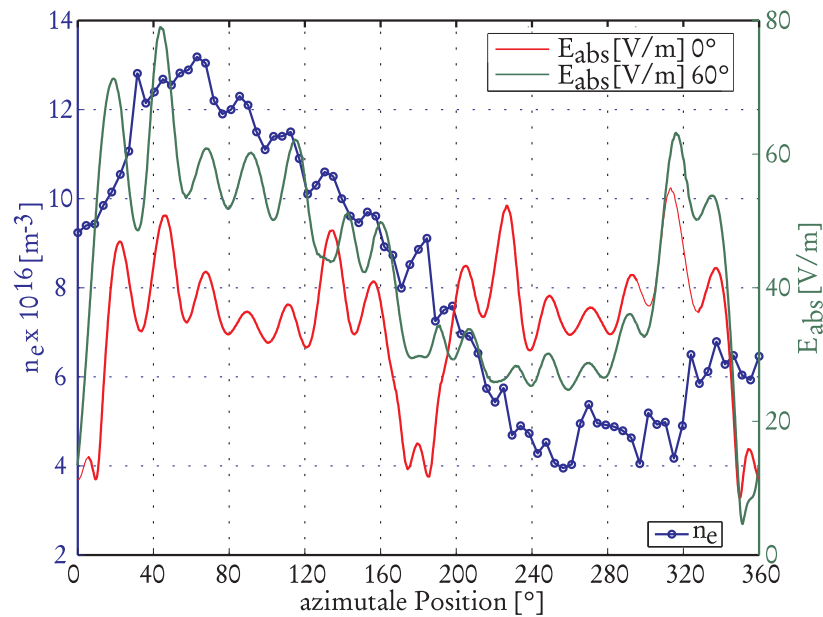


Abbildung 6.12: Globale Korrelation zwischen der Elektronendichte und dem Absolutwert des elektrischen Feldes zur Erklärung des modulierten sinusförmigen Profilverlaufs

## 6.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine MW-PQ für Ätzprozesse mit dem Einblockmodell analysiert, um im weiteren Schritt eine Hochskalierung dieses Quellenkonzeptes systematisch vollziehen zu können. Es wurde bereits in der Zündphase durch die Simulation eine Fehldimensionierung des Ringresonators erkannt, der für die anregende Frequenz von 2,45 GHz nicht optimal zur Erzeugung von Feldüberhöhungen im Quellenzentrum ausgelegt war. Entscheidend ist aber, dass auch hier durch das Einblockmodell die systematische Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz gegeben war und somit einerseits die Bestimmung der Prozessparameter zuließ und andererseits auf Fehldimensionierungen in den geometrischen Abmessungen des Anpassungsnetzwerkes hinweisend war. Die Abweichung der Elektronendichte  $n_e$  aus dem repräsentativen Prozess aus der Simulation lag dabei um 22% höher, als die durch die Einzelsondenmessungen ermittelten Elektronendichten bei äquivalenter Elektronentemperaturen  $T_e$ . Dieser Fehler relativiert sich durch die lineare Extrapolation zum Quarzzyylinder, die eigentlich exponentiell hätte erfolgen müssen, was jedoch durch die geringe Anzahl von Stützpunkten nicht möglich war. In den durchgeführten Einzelsondenmessungen konnten globale und lokale Variationen in der Elektronendichte  $n_e$  sowie in der Elektronentemperatur  $T_e$  erkannt werden, die zur Annahme führten, dass resonantes Heizen der Elektronen durch

die Normalkomponente  $E_n$  am Quarzzylinder und die Elektronendichte  $n_e$  mit dem Absolutwert  $E_{abs}$  des elektrischen Feldes in Verbindung steht. Diese Annahmen konnten durch die Berechnung der kartesischen Feldwerte an den äquivalenten azimuthalen Messpositionen der Einzelsonde, die durch das Einblockmodell resultieren, in den lokalen Variationen im Ansatz gestützt werden. Hierdurch konnte auch auf globaler Ebene der Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur  $T_e$  und Normalkomponente  $E_n$  des elektrischen Feldes am Quarzzylinder im Großteil der Bereiche erfasst werden. Die globale sinusförmige Modulation der Elektronendichte  $n_e$  wurde erst mit Einbringen eines Versatzes des Quarzzylinders erkennbar, wodurch eine Korrelation der Elektronendichte  $n_e$  mit dem Absolutwert  $E_{abs}$  des elektrischen Feldes entstand und die Annahmen stützte. Die Analyse der Quellenstruktur durch das Einblockmodell hat somit gezeigt, dass die Quelle in ihren geometrischen Abmessungen nicht optimal dimensioniert ist, was den Ringresonator und das Anpassungsnetzwerk betrifft. Es hat sich aber deutlich herausgestellt, dass die Positionierung bzw. Fertigung des Quarzzylinders kritisch ist und somit wesentlich Einfluss auf die azimuthale und radiale Plasmahomogenität hat. Daher ist davon auszugehen, dass diese azimuthalen und radialen Plasmahomogenitäten mit der Hochskalierung gravierender werden, sodass von einer Hochskalierung des Quellenkonzeptes abgesehen wurde. Es zeigt sich auch hier, dass das Einblockmodell bedeutend zum tieferen technischen Verständnis der Quelle beigetragen hat. Durch diese Analyse konnten die erheblichen Kosten zur Hochskalierung des Quellenkonzeptes vermieden werden.



# Kapitel 7

## Schlussbetrachtung

Die vorliegende Arbeit zeigt deutlich, wie technologisch entscheidend die numerische Berechnung der elektromagnetischen Feldverteilung innerhalb von Mikrowellen angeregten Plasmaquellen ist. So kann der in dieser Arbeit diskutierte ingenieurmäßige Ansatz des Einblockmodells zur Berücksichtigung des Plasmas in der Simulation basierend auf der Drude-Dispersion mit einer Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und Stoßfrequenz  $\nu_p$  nicht nur zur Analyse und Optimierung verwendet werden, sondern vielmehr für die gezielte Entwicklung neuartiger MWPQ für besondere Anforderungen. Dieser Modellansatz bedient sich ausschließlich zweier Parameter. Die Stoßfrequenz  $\nu_p$  ergibt sich je nach Applikation einerseits durch die Erkenntnis von Erfahrungswerten oder andererseits durch die Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz im Spektrum unter Beachtung der Verhältnisse von  $\nu_p/\omega$  bei gleichzeitiger Variation von  $\omega_p/\omega$ . Die durch das Einblockmodell erzielten realitätsnahen Ergebnisse ermöglichten somit auch eine indirekte numerische Bestimmung der Plasmaparameter selbst. Dadurch ist es möglich, die Plasmaparameter dort zu bestimmen, wo diagnostische Mittel keinen Zugang zum Plasma haben. Mit der Ableitung von Designregeln unter Einbezug des Plasmas konnten gezielte Modensprünge zwischen Zünd- und Plasmaphase durch Beachtung der Rezipientenlänge, des Durchmessers vom Rezipienten und des Entladungsgefäßes (Substrat) berücksichtigt werden. Das SLAN-Prinzip wurde in gleich- und gegenphasiger Anregung der Schlitzantennen separiert und bezüglich des Anpassungsnetzwerkes diskutiert. Erst durch die Anwendung dieser Designregeln und dem Einblockmodell konnte das SLAN-Prinzip auf eine Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquelle für Prozesstemperaturen oberhalb von 1000°C zielgerichtet entwickelt werden. Diese neuartige Quelle, bei der das 2-Schlitz-Design umgesetzt wurde, ermöglichte in der Plasmaphase ein stabiles und homogenes Sauerstoffplasma über einen weiten Leistungs- und Druckbereich. In einem äquivalenten Laborprozess konnte darüber hinaus gezeigt werden, dass die neue Quelle eine um Faktor 3 niedrigere Zündleistung benötigte und wesentlich höhere Elektronendichten erreichte, als eine zuvor auf empirischer Basis entwickelte Quelle, bei gleichen Randbedingungen. Der alles entscheidende Unterschied war jedoch, dass in der Plasmaphase die plastische Verformung (Hot Spots) des Quarzglases (Substrat), die bei der empirisch entwickelten Quelle auftrat, bei der neuen Quelle nicht vorlag und somit erst eine Prozessentwicklung zuließ.

Dies war ausschließlich durch die Homogenisierung der Feldverteilung um das Substrat (Quarzglas) unter Einbezug des Einblockmodells möglich. Eine weitere Optimierung dieser Quelle ermöglicht auch die Entkopplung von Rechteckhohlleiter und Ringresonator durch eine Koaxialstrecke, die ein breitbandigeres und lineareres Abstimmverhalten in der Zünd- und Plasmaphase zeigte. Die Plasmahomogenität und Prozessstabilität konnten durch Beibehaltung der Feldverteilung im Rezipienten gewährleistet werden. Bei dieser Quelle besteht darüber hinaus die Möglichkeit zur Fixierung der Koppelantennenposition, sodass eine ausschließliche Anpassung durch den Kurzschluss-Schieber gegeben ist, die somit eine einfache Automatisierbarkeit dieser Quelle ermöglicht. Mit den Langmuirsondenmessungen am äquivalenten Laborprozess konnte die Verifizierung der Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz des Einblockmodells zur Realität erfolgen. Da das Einblockmodell grundsätzlich die Plasmaparameter am Quarzglas repräsentiert, konnte gezeigt werden, dass unter Beachtung der Elelektronegativität sowie der axialen und radialen Abhängigkeiten die Modellparameter ( $n_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \text{ eV}$ ) dem Plasmaprozess ( $n_e \approx 1,37 - 1,97 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 3,5 \text{ eV}$ ) in sehr guter Weise entsprachen. Dadurch wurde eine realitätsnahe Übereinstimmung der Feldverteilung mit CCD-Bildern des Plasmas und dessen Intensität erreicht, die darüber hinaus auch mit den Differenzbildern der Thermographie und den daraus entstehenden Temperaturprofilen übereinstimmen. Die Thermographie zeigte in diesem Zusammenhang weiterhin, dass die verwendeten Gastemperaturen, die zur Auswertung der Einzelsondenmessungen angesetzt wurden, mit den thermographierten Absolutwerten der Quarzglasstemperatur zusammenhängen.

Um die Übertragbarkeit der Eigenschaften des Einblockmodells auf andere MWPQ zu untersuchen, wurde eine Ätzquelle für 200 mm Wafer mit einem  $Ar/CHF_3/O_2$ -Prozess analysiert. Es zeigte sich bei diesem Quellentyp, dass bereits in der Zündphase durch die Simulation eine Fehldimensionierung des Ringresonators erkannt werden konnte, der für die anregende Frequenz von 2,45 GHz nicht optimal ausgelegt war, was somit das beobachtete Zündverhalten in der Realität erklärte. Maßgebend ist jedoch, dass auch hier die systematische Beobachtbarkeit des Reflexionsfaktors  $S_{11}$  über die Frequenz gegeben ist und somit einerseits die Bestimmung der Prozessparameter zuließ und andererseits auf Fehldimensionierungen in den geometrischen Abmessungen des Anpassungsnetzwerkes hinweisend war. Die sich aus dem repräsentativen Prozess der Simulation ergebende Elektronendichte  $n_e$ , zeigt eine Abweichung von 22% zu der Elektronendichte aus den Langmuirsondenmessungen bei äquivalenten Elektronentemperaturen  $T_e$ . Dieser Fehler relativiert sich durch die lineare Extrapolation zum Quarzzyylinder, die eigentlich exponentiell hätte erfolgen müssen, was jedoch durch die geringe Anzahl von Stützpunkten nicht möglich war. In den durchgeführten Einzelsondenmessungen konnten globale und lokale Variationen in der Elektronendichte  $n_e$  sowie in der Elektronentemperatur  $T_e$  erkannt werden, die zur Annahme führten, dass resonantes Heizen der Elektronen durch die Normalkomponente  $E_n$  am Quarzzyylinder und die Elektronendichte  $n_e$  mit dem Absolutwert  $E_{abs}$  des elektrischen Feldes in Verbindung stehen. Diese Annahmen konnten durch die Berechnung der kartesischen Feldwerte an den äquivalenten azimuthalen Messpositionen der Einzelsonde, die durch das Einblockmodell resultieren, in den lokalen Variationen im Ansatz erklärt werden. Hierdurch konnte auch auf globaler Ebene der Zusammenhang

zwischen Elektronentemperatur  $T_e$  und Normalkomponente  $E_n$  des elektrischen Feldes am Quarzzylinder im Großteil der Bereiche erfasst werden. Die globale sinusförmige Modulation der Elektronendichte  $n_e$  entstand erst mit Einbringen eines Versatzes des Quarzzylinders, wodurch die Korrelation zwischen der Elektronendichte  $n_e$  und dem Absolutwert  $E_{abs}$  des elektrischen Feldes offensichtlicher wurde. Das Einblockmodell konnte somit nicht nur eine suboptimale Auslegung der Quelle aufzeigen, sondern auch, dass das Prinzip mit der Positionierung des Quarzzylinders entscheidenden Einfluss auf die Plasmahomogenität nimmt. Es zeigt sich auch hier, dass das Einblockmodell entscheidend zum tieferen technischen Verständnis der Quelle beigetragen hat. Die Kosten zur Hochskalierung des Quellenkonzeptes auf 300 mm Wafer konnte somit eingespart werden.

Es wurde auf überzeugende Weise gezeigt, dass dieser präferierte globale, aber ingenieurmäßig einfache Modellansatz, gegenwärtig der Lösungsansatz zur Berücksichtigung des Plasmas im Quellendesign für industriell technische Plasmen ist. Durch seine bestechend einfache Verwendbarkeit und den damit erzielbaren realitätsnahen Ergebnissen ist dieses Modell für Entwickler, die zeitnah MWPQ designen müssen, das Mittel der Wahl. Zukünftig werden, wie in dieser Arbeit bereits angesprochen, auch gyroelektrische sowie vom elektrischen Feld abhängige Materialien in der Simulation verfügbar sein, die in Kombination mit dem Einblockmodellansatz noch tiefgreifenderes Verständnis und Einblicke in zukünftige MWPQ geben werden.

# Anhang A

## Berechnung von Plasmaparametern für Gasmischungen

Zur Berechnung von Plasmaparametern wurde ein Programm entwickelt, das als Makro unter der Oberfläche von *MicroWave Studio* läuft und die Plasmastoßfrequenz  $\nu_p$ , die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$ , den Real- und Imaginärteil der Plasmakonduktivität  $\underline{\sigma}_p$ , den Real- und Imaginärteil der Plasmapermittivität  $\underline{\varepsilon}_p$  sowie die Eindringtiefe  $\delta_p$  in Abhängigkeit einer angenommenen Elektronentemperatur  $T_e$  errechnet. Die Elektronentemperatur  $T_e$  kann als Variationsbereich mit Schrittweite angegeben werden, sodass als Ergebnis Wertereihen in Abhängigkeit der Elektronentemperatur errechnet werden. Als weitere Eingabeparameter erwartet das Programm die Anregungsfrequenz  $f$ , den Gasdruck  $p$ , die Gastemperatur  $T$ , die Elektronendichte  $n_e$ , das verwendete Gas und dessen Flussmenge. Zur Berechnung muss für das Gas dessen Wechselwirkungsquerschnitt in Form einer wohldefinierten Eingabedatei bekannt sein. Für die Gase Sauerstoff ( $O_2$ ), Argon ( $Ar$ ), Trifluormethan ( $CHF_3$ ) und Helium ( $He$ ) liegen diese Wechselwirkungsquerschnitte aus messtechnischen Versuchen vor. Es können bis zu sieben Gase in verschiedenen Flussmengen zu einem Gasgemisch zusammengefasst werden, Doppelnennungen sind möglich.

Das Programm benötigt zur Funktionsfähigkeit eine Installation des mathematischen Programmpakets *MatLab*, da die mathematischen Operatoren von *VBA* nicht zur Berechnung ausreichen und darüber hinaus die Rechengenauigkeit durch die Verwendung von *MatLab* gesteigert wird. Der Hauptdialog des Programms wird in Abb. 7.1 dargestellt.

Die Berechnung der Plasmastoßfrequenz  $\nu_p$  erfolgt durch die numerische Integration über die Funktion der Energie-Wechselwirkungsquerschnitte  $\sigma_i(W)$  und der MAXWELL-BOLTZMANN Elektronenenergie - Verteilungsfunktion  $f(W)$ . Um die Energie - Wechselwirkungsquerschnittsfunktion  $\sigma_i(W)$  zu erhalten, muss aus den diskreten Messwerten aus der Eingabedatei eines Gases ein stetiger funktionaler Verlauf gewonnen werden. Dieses geschieht unter Verwendung eines stückweise kubischen Interpolationsalgorithmus des Programmpakets *MATLAB*. Das Prinzip der Interpolation ist in Abb. 7.2 abgebildet.

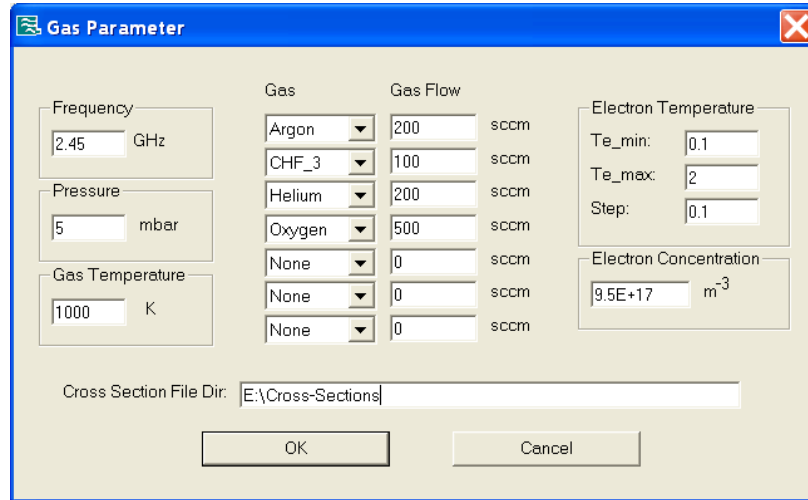


Abbildung 7.1: Benutzerdialog des Programms zur Berechnung der Plasmaparameter

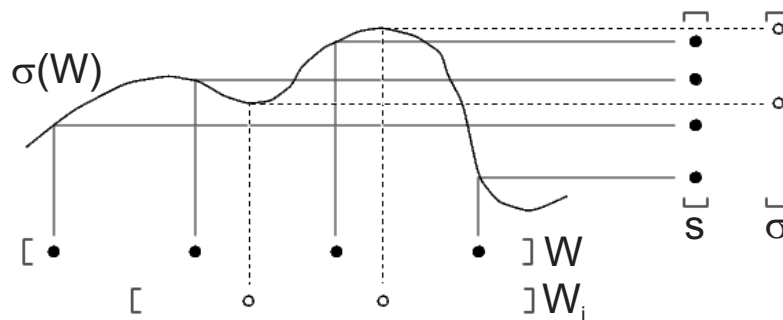


Abbildung 7.2: Interpolation einer Funktion aus diskreten Werten

# Anhang B

## Berechnung der absorbierten Leistung und Export der dreidimensionalen Felddaten

### Einleitung

Die von einem Plasma absorbierte Leistung kann durch numerische Integration laut Gl. 4.3 berechnet werden, wenn der Betrag des elektrischen Feldes einer jeden Gitterzelle des diskretisierten Modells bekannt ist. *MicroWave Studio* besitzt keine Funktion zur direkten Berechnung einer absorbierten Leistung, bietet aber die Möglichkeit, mittels VBA die Feldvektoren jeder beliebigen Gitterzelle des diskretisierten Modells auszulesen.

Die Feldvektoren müssen dazu zunächst vor der Simulationsrechnung in Form eines sogenannten Feldmonitors bei einer vorab festgelegten Frequenz definiert sein. Ein Feldmonitor umfasst für jede Gitterzelle eine Wertereihe von sechs Zahlenwerten, die den Real- und Imaginärteil einer Feldkomponente für jeweils jede Raumrichtung darstellen.

Als Feldmonitore lassen sich nicht nur elektrische Felder definieren, sondern auch magnetische Felder, Leistungsflüsse, Oberflächenströme, elektrische und magnetische Leistungsdichten und Verlustleistungsdichten.

Das Programm `Power.BAS` wurde von einem im Lieferumfang von *MicroWave Studio* enthaltenen Programm abgeleitet und für die Berechnung der von einem Plasma absorbierten Leistung in einem beliebigen Teilvolumen umfassend modifiziert und mit einem umfangreichen Benutzerdialog versehen. Das Programm kann zudem sämtliche Komponenten aller Feldvektoren in zwei- oder dreidimensionaler Form in eine Datei schreiben oder an das Software-Werkzeug *MatLab* übergeben. Der Benutzerdialog ist in mehrere Felder aufgeteilt, die jeweils eine Funktionsgruppe bilden.

### Auswahl des Feldmonitors

In der Funktionsgruppe *Select Fields* kann der Feldmonitor ausgewählt werden, der für die weiteren Berechnungen und Datenexports verwendet werden soll. Es können hier alle

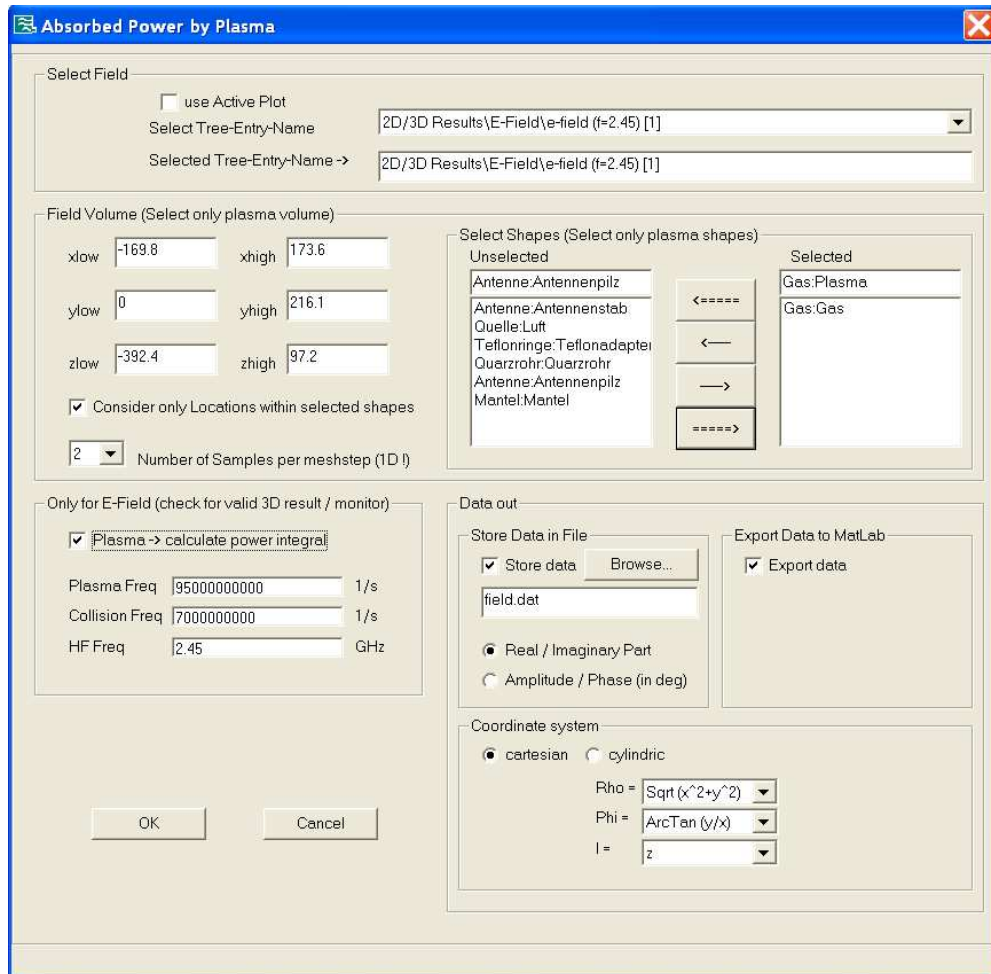


Abbildung 7.3: Benutzerdialog des Programms zur Berechnung der absorbierten Leistung im Plasma

vorab im Modell definierten Feldmonitore selektiert werden. Für die Berechnung der von einem Plasma aufgenommenen Leistung muss ein Feldmonitor eines elektrischen Feldes ausgewählt werden. Mit der Option *use Active Plot* wird der Feldmonitor verwendet, der manuell in der Arbeitsumgebung von *MicroWave Studio* selektiert wurde.

Für den reinen Datenexport kann beliebig jeder vorhandene Feldmonitor verwendet werden.

## Auswahl des Volumens

Die Berechnung der von einem Plasma absorbierten Leistung ist nur dann sinnvoll, wenn das Volumen, aus dem die Feldwerte für die numerische Integration gelesen werden, auch ein Volumen ist, das im Modell als Plasma definiert wurde.

In dem Benutzerdialog kann ein beliebiges, quaderförmiges Teilvolumen eingestellt werden, das für die weiteren Berechnungen oder den Datenexport herangezogen werden soll. Das Teilvolumen ist beim Programmstart zunächst identisch mit dem Gesamtvolumen des geometrischen Modells und kann durch veränderte Eingaben beschnitten werden. Diese Methode der Volumenauswahl ist für die Berechnung der von einem Plasma aufgenommenen Leistung nur bedingt geeignet, da das Plasma nur in Spezialfällen eine quaderförmige Ausdehnung besitzt.

*MicroWave Studio* verwaltet Volumina gleicher Materialeigenschaften in Form von sogenannten Komponenten. Daher ist hier durch die Funktion *Consider only Locations within selected Shapes* die benutzergeführte Auswahl der im Modell vorhandenen Komponenten realisiert worden. Somit können auch komplexere geometrische Strukturen, die das Plasma darstellen, mit wenigen Auswahlvorgängen selektiert werden. Sind mehrere Komponenten für das Plasma oder für das zu exportierende Teilvolumen definiert, so können diese vom Benutzer von der linken zur rechten Auswahlliste übertragen und zu einem *Shape* zusammengefasst werden.

Mit der Option *Number of Samples per Meshstep* kann die Anzahl der ausgelesenen Werte pro Gitterzelle im ausgewählten Volumen erhöht werden. Bei mehr als einem Wert pro Gitterzelle werden Gitterzellenzwischenwerte interpoliert. Durch dieses Verfahren erhöht sich die Genauigkeit der Berechnung. Dieser Vorteil ist mit einer Vervielfachung der Rechenzeit und exportierter Datenmengen verbunden.

## **Berechnung der vom Plasma absorbierten Leistung**

Bei Auswahl der Funktionsgruppe *Plasma -> Calculate Power Integral* wird eine numerische Integration laut Gl. 4.3 über das ausgewählte Volumen zur Berechnung der vom Plasma absorbierten Leistung vorgenommen. Das Volumen darf für sinnvolle Ergebnisse nur ein Plasmavolumen sein und der Feldmonitor darf nur ein elektrisches Feld umfassen. Für die Berechnung werden im Dialog die Plasmakenngrößen, wie die Mikrowellenfrequenz  $f$ , die Plasmakreisfrequenz  $\omega_p$  und die Plasmastoßfrequenz  $\nu_p$  abgefragt. Diese werden, sofern schon als Parameter mit den Namen *omega.p* und *nu.p* im Modell definiert, automatisch ausgelesen bzw. ergeben sich aus der Auswahl des frequenzbestimmten Feldmonitors.

Nach Ende der Berechnung öffnet sich ein Ergebnisfenster, in dem die vom Plasma absorbierte Leistung als normierte Größe in Bezug auf 1 W angegeben wird. Zur Kontrolle wird das als Rechengrundlage verwendete Volumen in  $\text{m}^3$  zusätzlich angegeben sowie der Ort und die Höhe des höchsten Betragswertes des ausgewählten Feldes.

Bei der Verwendung einer Symmetrieebene im Modell ist darauf zu achten, dass der errechnete Zahlenwert nur für das berechnete Teilvolumen gilt. Wird das Plasmavolumen durch die Symmetrieebene in zwei gleiche Hälften geteilt, so muss der errechnete Leistungswert anschließend noch verdoppelt werden.



## Export der Feldvektoren in eine Datei

Bei Auswahl der Funktionsgruppe *Store Data in File* werden die Feldwerte einer jeden Gitterzelle des ausgewählten Volumens in eine ASCII-Datei geschrieben. Diese kann von weiterführenden Visualisierungswerkzeugen und mathematischen Software-Werkzeugen zur weiteren Datenverarbeitung importiert werden. Für jede Gitterzelle bzw. jeden interpolierten Zwischenwert zwischen den Gitterzellen werden wahlweise Real- und Imaginärteil oder Betrag und Phasenwinkel aller Feldkomponenten jeder Raumrichtung exportiert, zusätzlich mit der dazugehörigen Raumkoordinate und dem Gesamtbetragswert des Feldes. Die Raumkoordinaten können optional in Zylinderkoordinaten transformiert werden.

## Export der Feldvektoren in *MatLab*

Bei Auswahl der Funktionsgruppe *Export Data to MatLab* werden die Feldwerte einer jeden Gitterzelle des ausgewählten Volumens nach *MatLab* exportiert. Für jede Gitterzelle bzw. jeden interpolierten Zwischenwert zwischen den Gitterzellen werden der Real- und Imaginärteil als komplexer Zahlenwert für alle Feldkomponenten jeder Raumrichtung exportiert, zusätzlich mit der dazugehörigen Raumkoordinate und dem Gesamtbetragswert des Feldes. Die Daten liegen in *MatLab* zusätzlich noch als dreidimensionales Array vor, mit dem über die vorhandene Funktionsbibliothek weitere Volumenvisualisierungen vorgenommen werden können. Die Raumkoordinaten können optional in Zylinderkoordinaten transformiert werden.

# Symbolverzeichnis

$\alpha$	Dämpfungskoeffizient des komplexen Ausbreitungskoeffizienten
$\alpha_D$	Dämpfungskoeffizient einer verlustbehafteten Koaxialstruktur
$\alpha_E$	Dämpfungskoeffizient unterhalb der Cut-off Wellenlänge
$\alpha_p$	Elektronegativität des Plasmas
$\alpha_{koax}$	Dämpfungskoeffizient der Koaxialleitung
$\alpha_{surf}(n_e(z))$	Dämpfungskoeffizient für Oberflächenwellen auf einem Plasma
$\beta$	Phasenkoeffizient des komplexen Ausbreitungskoeffizienten
$\Delta f_{abs}$	Bandbreite der Frequenzkompensation
$\Delta I_k$	Bandbreite der Kurzschluss-Schieberposition
$\delta$	Verlustfaktor dielektrischen Materials
$\delta_i$	Eindringtiefe einer elektromagnetischen Welle in einen Leiter
$\delta_p$	Eindringtiefe des elektrischen Feldes ins Plasma
$\delta_{Fehler}$	Korrekturfaktor für positive Ionendichte bei Doppellangmuirsonden
$\delta_{radial}$	Radialer Korrekturfaktor der Elektronendichte
$\eta$	Relation Rezipientenlänge für Zünd- und Plasmaphase
$\Gamma_1$	Reflektionsfaktor am Anfang einer Koaxialleitung
$\Gamma_2$	Reflektionsfaktor am Ende einer Koaxialleitung
$\gamma_p$	Relation von Ionen- zur Elektronentemperatur
$\kappa(\vec{r})$	Konduktivität raum aufgelöst
$\kappa$	Konduktivität
$\kappa_L$	Konduktivität des Leiters
$\Lambda$	Charakteristische Diffusionslänge
$\lambda_0$	Wellenlänge im Vakuum
$\lambda_c$	Cut-off Wellenlänge des Hohlraumresonators
$\lambda_g/2$	Effektive Hohlleiterwellenlänge
$\lambda_{cE01}$	Cut-off Wellenlänge der $E_{01}$ -Mode auf Koaxialstruktur
$\lambda_{cH11}$	Cut-off Wellenlänge der $H_{11}$ -Mode auf Koaxialstruktur
$\lambda_{c(P)}$	Cut-off Wellenlänge in der Plasmaphase
$\lambda_{c(Z)}$	Cut-off Wellenlänge in der Zündphase
<b>C</b>	Rotationsoperator auf dem Gitter
<b>D<math>_{\kappa}</math></b>	Konduktivitätsmatrix
<b>D<math>_{\mu}</math></b>	Permeabilitätsmatrix
<b>D<math>_{\epsilon}</math></b>	Permittivitätsmatrix
<b>D<math>_A</math></b>	Matrix der Elementarflächen des Gitters

$\mathbf{D}_S$	Matrix der Elementarstrecken des Gitters
$\mathbf{S}$	Differenzoperator auf dem Gitter
$\mathbf{S}^T$	Transponierter Differenzoperator auf dem Gitter
$\mu_e$	Elektronenbeweglichkeit
$\mu_i$	Ionenbeweglichkeit
$\mu_L$	Permeabilität des Leiters
$\mu_r$	Permeabilitätszahl
$\mu_0$	Permeabilitätskonstante
$\mu_\infty$	Hochfrequenzlimit der Permeabilität
$\mu_{r,0}$	Permeabilität des koaxialen Innenleiters
$\mu_{r,i}$	Permeabilität des koaxialen Außenleiters
$v_e$	Elektronengeschwindigkeit
$v_p$	Plasmastößfrequenz
$v_{loss}$	Elektronenverlustfrequenz
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_p$	Plasmakreisfrequenz
$\omega_{ce}$	Elektronenzyklotronfrequenz
$\omega_{ci}$	Ionenzyklotronfrequenz
$\overline{v_{iz}}$	Zeitlicher Mittelwert der Ionisationsfrequenz
$\phi_p$	Phasenwinkel der komplexen Konduktivität des Plasmas
$\phi_{(\vartheta_B)}$	Infrarotstrahlung vom Plasma
$\phi_{(\vartheta_E)}$	Infrarotstrahlung der Umgebung
$\phi_{(\vartheta_M)}$	Infrarotstrahlung vom Quarz
$\phi_M$	Infrarotstrahlung des Messaufbaus
$\phi_{S_{11}}$	Phasenwinkel des Reflektionsfaktors $S_{11}$
$\rho(\vec{r}, t)$	Elektrische Ladung raum- und zeitaufgelöst
$\rho_0$	Spezifische Konduktivität des koaxialen Innenleiters
$\rho_i$	Spezifische Konduktivität des koaxialen Außenleiters
$\rho_{Q(med.)}$	Reflektionsfaktor von Quarz
$\sigma_i$	Totaler Wechselwirkungsquerschnitt einer jeden Gaskomponente
$\sigma_r''$	Imaginärteil der komplexen Konduktivität des Plasmas
$\sigma_r'$	Realteil der komplexen Konduktivität des Plasmas
$\tau_P$	Transmissionfaktor der Messstrecke
$\tau_{Q(med.)}$	Transmissionfaktor von Quarz
$\sigma_p$	Komplexe Konduktivität des Plasmas
$\underline{\chi}(\omega)$	Komplexe Suszeptibilität im Frequenzbereich
$\underline{\gamma}$	Komplexer Ausbreitungskoeffizienten
$\underline{\varepsilon}_p$	Komplexe Permittivität des Plasmas
$\underline{\varepsilon}(\omega)$	Komplexe Permittivität im Frequenzbereich
$\underline{D}(\omega)$	Komplexe elektrische Verschiebungsdichte im Frequenzbereich
$\underline{E}(\omega)$	Komplexe elektrische Feldstärke im Frequenzbereich
$n_{br}$	Komplexer Brechungsindex des Plasmas
$\underline{P}(\omega)$	Komplexe elektrische Polarisierung im Frequenzbereich

$Z_p$	Komplexe Plasmawellenimpedanz
$\epsilon_0$	Permittivitätskonstante
$\epsilon_D$	Permittivitätszahl des Entladungsgefäßes
$\epsilon_r''$	Imaginärteil der komplexen Permittivität des Plasmas
$\epsilon_r'$	Realteil der komplexen Permittivität des Plasmas
$\epsilon_\infty$	Hochfrequenzlimit der Permittivität
$\epsilon_{Q(\text{med.})}$	Emissionfaktor von Quarz
$\epsilon_{r,\text{eff}(P)}$	Effektive Permittivität in der Plasmaphase
$\epsilon_{r,\text{eff}(Z)}$	Effektive Permittivität in der Zündphase
$\epsilon_{r,\text{eff}}$	Effektive Permittivität des Hohlraumresonators
$\epsilon_{r,\text{Halter}}$	Permittivität eines dielektrischen Halters
$\epsilon_{r,\text{koax}}$	Permittivität der Koaxialleitung
$\epsilon_S$	Statische Permittivität des Plasmas
$\vec{E}$	Vektor des elektrischen Feldes
$\vec{H}$	Vektor des magnetischen Feldes
$\vec{j}$	Plasmastromdichte
$\vec{v}$	Driftgeschwindigkeit der Elektronen
$\vec{v}(\vec{r}, t)$	Ladungsträgergeschwindigkeit raum- und zeitaufgelöst
$\vec{B}(\vec{r}, t)$	Magnetische Induktion raum- und zeitaufgelöst
$\vec{b}$	Vektor der magnetischen Induktion
$\vec{B}_0$	Vektor eines äußeren magnetischen Magnetfeldes
$\vec{D}(\vec{r}, t)$	Dielektrische Verschiebung raum- und zeitaufgelöst
$\vec{d}$	Vektor der dielektrischen Verschiebung
$\vec{E}(\vec{r}, t)$	Elektrisches Feld raum- und zeitaufgelöst
$\vec{e}$	Vektor des elektrischen Feldes
$\vec{E}_{qAa_i}$	Elektrische Feldkomponente der einfallenden Welle
$\vec{E}_{qAb_i}$	Elektrische Feldkomponente der reflektierten Welle
$\vec{F}_m$	Vektor der Lorenzkraft
$\vec{H}(\vec{r}, t)$	Magnetisches Feld raum- und zeitaufgelöst
$\vec{h}$	Vektor des magnetischen Feldes
$\vec{H}^*$	Komplex konjugierter Vektor des magnetischen Feldes
$\vec{H}_{qAa_i}$	Magnetische Feldkomponente der einfallenden Welle
$\vec{H}_{qAb_i}$	Magnetische Feldkomponente der reflektierten Welle
$\vec{J}(\vec{r}, t)$	Stromdichte raum- und zeitaufgelöst
$\vec{j}$	Vektor der Stromdichte
$\vec{J}_e(\vec{r}, t)$	Eingeprägte Stromdichte raum- und zeitaufgelöst
$\vec{j}_e$	Vektor der eingeprägten Stromdichte
$\vec{J}_k(\vec{r}, t)$	Konvektionsstromdichte raum- und zeitaufgelöst
$\vec{j}_k$	Vektor der Konvektionsstromdichte
$\vec{J}_l(\vec{r}, t)$	Leitungsstromdichte raum- und zeitaufgelöst

$\vec{M}(\vec{r}, t)$	Magnetisierung raum- und zeitaufgelöst
$\vec{m}$	Vektor der Magnetisierung
$\vec{P}(\vec{r}, t)$	Elektrische Polarisation raum- und zeitaufgelöst
$\vec{p}$	Vektor der elektrischen Polarisation
$\vec{q}$	Vektor der elektrischen Ladung
$\widetilde{\mathbf{C}}$	Rotationsoperator auf dem dualen Gitter
$\widetilde{\mathbf{C}}^T$	Transponierter Rotationsoperator auf dem dualen Gitter
$\widetilde{\mathbf{D}}_A$	Matrix der Elementarflächen des dualen Gitters
$\widetilde{\mathbf{D}}_S$	Matrix der Elementarstrecken des dualen Gitters
$\widetilde{\mathbf{S}}$	Differenzoperator auf dem dualen Gitter
$\widetilde{\mathbf{S}}^T$	Transponierter Differenzoperator auf dem dualen Gitter
$\widetilde{\mathbf{G}}$	Duales Gitter
$\xi(\sigma'_r)$	Skalierungsfaktor für Koaxialstruktur mit Plasma
$a$	Breite des Hohlraumresonators
$a_1$	Einfallende Welle am Tor 1
$b$	Höhe des Hohlraumresonators
$b_1$	Reflektierte Welle am Tor 1
$b_2$	Reflektierte Welle am Tor 2
$c_0$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
$c_p$	Rezipientenlänge in der Plasmaphase
$c_r$	Länge des Hohlraumresonators
$c_z$	Rezipientenlänge in der Zündphase
$D$	Außendurchmesser der Koaxialstruktur
$D$	Außendurchmesser einer Koaxialstruktur mit Plasma
$d$	Innendurchmesser der Koaxialstruktur
$d$	Innendurchmesser einer Koaxialstruktur mit Plasma
$d_0$	Innendurchmesser der Koaxialleitung
$D_a$	Ambipolarer Diffusionskoeffizient für elektropositive Plasmen
$D_e$	Diffusionskoeffizient der Elektronen
$D_i$	Außendurchmesser der Koaxialleitung
$D_i$	Diffusionskoeffizient der Ionen
$D_+$	Diffusionskoeffizient
$D_{a+}$	Ambipolarer Diffusionskoeffizient für elektronegative Plasmen
$D_{Halter}$	Außendurchmesser dielektrischer Halter
$D_{Res}$	Durchmesser des Rundhohlleiters
$E_0$	Absolutwert des elektrischen Feldes am Ausgangspunkt
$E_r$	Radialkomponente des elektrischen Feldes
$E_z$	Axialkomponente des elektrischen Feldes
$E_{abs}$	Absolutwert der elektrischen Feldstärke
$E_n$	Normalenkomponente der elektrischen Feldstärke
$f_{r(P)}$	Resonanzfrequenz im Rezipienten in der Plasmaphase
$f_{r(Z)}$	Resonanzfrequenz im Rezipienten in der Zündphase
$f_{res}$	Resonanzfrequenz des Hohlraumresonators

G	Gitter
$H_\phi$	Azimuthalkomponente des magnetischen Feldes
$I_{Sonde}$	Strom der Langmuirsonde
$k$	Boltzmannkonstante
$k_{surf}$	Ausbreitungskoeffizient der Oberflächenwelle auf einem Plasma
$l$	Länge einer modellierten Koaxialleitung
$l_{koax}$	Länge der Koaxialleitung
$l_{p,max,downstream}$	Maximale Plasmasäulenlänge Downstream
$l_{p,max,upstream}$	Maximale Plasmasäulenlänge Upstream
$m$	Vielfaches einer Halbwellenlänge der Hohlraumresonatorbreite
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons
$m_i$	Ruhemasse des Ions
$n$	Vielfaches einer Halbwellenlänge der Hohlraumresonatorhöhe
$n_+$	Positive Ionendichte des Plasmas
$n_e$	Elektronendichte des Plasmas
$n_i$	Neutralteilchendichte jeder Gaskomponente
$n_{+(meas.)}$	Gemessene positive Ionendichte
$n_-$	Negative Ionendichte des Plasmas
$n''_{br}$	Imaginärteil des komplexen Brechungsindex des Plasmas
$n_{br}$	Realteil des komplexen Brechungsindex des Plasmas
$n_{e(\alpha_p)}$	Resultierende Elektronendichte bei Elektronegativität
$n_{e(\alpha_p,Quarz)}$	Elektronendichte in der Nähe des Quarzes für elektronegative Plasmen
$n_{e(Sim)}$	Elektronendichte in der Simulation
$n_{e(t)}$	Zeitabhängige Elektronendichte des Plasmas
$n_{e(t_0)}$	Elektronendichte des Plasmas zum Zeitpunkt $t_0$
$n_{e,c(surf)}$	Kritische Elektronendichte des Plasmas für Oberflächenwellen
$n_{e,c}$	Kritische Elektronendichte
$n_{koax}$	Anzahl vielfacher Halbwellen einer Koaxialleitung
$p$	Gasdruck
$p_i$	Partieller Gasdruck jeder Gaskomponente
$p_p$	Anzahl Halbwellenlängen im Rezipienten in der Plasmaphase
$p_r$	Ganzzahliges Vielfaches einer Resonatorhalbwellenlänge
$p_z$	Anzahl Halbwellenlängen im Rezipienten in der Zündphase
$P_{abs(z)}$	Absorbierte Leistung des Plasmas in Ausbreitungsrichtung
$P_{abs,asym}$	Numerische absorbierte Leistung des Plasmas bei asymmetrischer Plasmasäule
$P_{abs,mess}$	Gemessene absorbierte Leistung des Plasmas
$P_{abs,num}$	Numerisch absorbierte Leistung des Plasmas
$P_{abs,sym}$	Numerische absorbierte Leistung des Plasmas bei symmetrischer Plasmasäule
$P_{abs}$	Absorbierte Leistung des Plasmas
$P_{in,mess}$	Gesamt gemessene absorbierte Leistung
$P_{in}$	Eingeprägte Leistung am Wellentor
$P_{refl,asym}$	Numerische reflektierte Leistung bei asymmetrischer Plasmasäule

$P_{refl,mess}$	Gemessene reflektierte Leistung der Quelle
$P_{refl,sym}$	Numerische reflektierte Leistung bei symmetrischer Plasmasäule
$P_{ref}$	Reflektierte Leistung am Wellentor
$P_{verf}$	Verfügbare Leistung am Generator
$P_{verl,mess}$	Gemessene Quellenverluste
$P_{verl.}$	Quellenverluste durch endliche Konduktivität des Quellenmaterials
$P_{wa_i}$	Leistung der einfallenden Welle
$P_{wb_i}$	Leistung der reflektierten Welle
$q$	Elementarladung des Elektrons
$q_A$	Querschnittsfläche des Wellentors
$R$	Universelle Gaskonstante
$r_1$	Reflektionsfaktor einer verlustbehafteten Koaxialleitung
$R_E$	Radius des Entladungsgefäßes
$S_{11}$	Reflektionsfaktor an Tor 1
$S_{21}$	Vorwärtstransmissionsfaktor von Tor 1 nach Tor 2
$T$	Gastemperatur jeder Gaskomponente
$T_e(t)$	Zeitabhängige Elektronentemperatur des Plasmas
$T_e$	Elektronentemperatur des Plasmas
$T_i$	Ionentemperatur
$U_{Sonde}$	Spannung der Langmuirsonde
$V$	Volumen des Gases
$V_P$	Plasmapotential
$W$	Energie
$W_m$	Energie des magnetischen Feldes
$x_{mn}$	n-te Nullstelle der Bessel-Funktion m-ter Ordnung
$x'_{mn}$	n-te Nullstelle des 1. Differentialquotienten der Bessel-Funktion m-ter Ordnung
$Z_0$	Wellenimpedanz des Vakuums

# Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Darstellung und Übersicht der in dieser Arbeit verfolgten Methodik zur zielgerichteten Analyse, Optimierung und zum Entwurf von Hochleistungs-Mikrowellen-Plasmaquellen mit Einbezug des Plasmas</i> . . . . .	11
2.1	<i>Charakteristischer Verlauf der Elektronendichte <math>n_e</math> in axialer Richtung bei Anregung einer Oberflächenwelle vom Typ <math>m = 0</math> bei den Leistungen <math>P_1(z = 0)</math> und <math>P_2(z = 0)</math></i> . . . . .	24
3.1	<i>Schematischer Aufbau und Prinzipdarstellung des SLAN-Konzeptes, hier exemplarisch für die SLAN I mit 10 Koppelschlitzen im Ringresonator und dem zugehörigen Impedanzanpassungsnetzwerk, bestehend aus Kurzschluss-Schieber, justierbarer Koppelantenne und der Pilzstruktur. Die gegenphasige Anregung der Koppelschlitze (jede Halbwelle) soll durch das E-Feld-Profil verdeutlicht werden.</i> . . . . .	34
3.2	<i>Prinzipdarstellung zur Verdeutlichung der Positionierung der Koppelschlitze in einer Standard-<math>\mu</math>SLAN mit vier Schlitzen in Abhängigkeit zur entstehenden Welle im Ringresonator. Die funktionalen Abhängigkeiten der Schlitze in Bezug zum Kurzschluss-Schieber ist in b) und die zur justierbaren Koppelantenne in c) exemplarisch gezeigt.</i> . . . . .	37
3.3	<i>Prinzipdarstellung zur Verdeutlichung der Positionierung der Koppelschlitze in einer <math>\mu</math>SLAN mit zwei Schlitzen in Abhängigkeit zur entstehenden Welle im Ringresonator. Die funktionalen Abhängigkeiten der Schlitze in Bezug zum Kurzschluss-Schieber sind in b) und die zur justierbaren Koppelantenne in c) exemplarisch gezeigt.</i> . . . . .	38
3.4	<i>Beispiel einer axialen Optimierung für die Zünd- und Plasmaphase. In a) ist die Zündphase für eine <math>\mu</math>SLAN mit 5 Feldmaxima des elektrischen Feldes im Rezipienten dargestellt. In der Plasmaphase sind ca. 7 Feldmaxima des elektrischen Feldes zu erkennen b), welche bedingt durch die Plasmaparameter (<math>\sigma'_r = 5 \text{ S/m}</math>) verursacht werden. Auf diese Weise kann der gezielte Modensprung zur Optimierung der geometrischen Abmessungen zwischen beiden Phasen genutzt werden.</i> . . . . .	41



3.5	<i>a) Ortskurven für den komplexen Reflexionsfaktor <math>S_{11}</math> des Anpassungsnetzwerkes für verschiedene Eintauchtiefen der Pilzstruktur als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position für die Zünd- und Plasmaphase mit den Reflexionsfaktoren nach Tabelle 3.1, b) Ortskurventransformation als Funktion der Anschlusslänge des vorgeschalteten Hohlleitersystems zur Speisung der SLAN</i>	44
3.6	<i>Verlauf des Reflexionsfaktors <math>S_{11}</math> für den E-H-Tuner in Kombination mit dem breitbandigen Koaxialübergang mit Variation des vorgeschalteten Rechteckhohlleitersystems und dessen Kompensation durch den E-Tuner-Zweig</i>	46
3.7	<i>Verlauf des Reflexionsfaktors <math>S_{11}</math> für den E-H-Tuner in Kombination mit dem breitbandigen Koaxialübergang mit Variation des vorgeschalteten Rechteckhohlleitersystems und dessen Kompensation</i>	47
4.1	<i>Resonanzverschiebungen bei einer <math>TE_{111}</math>-Mode als Funktion von <math>\omega_p/\omega</math> und <math>v_p/\omega</math>, bei einem normierten Plasmaradius von 0,5 und einem Verhältnis von <math>D/L = 3,15</math> [66]</i>	50
4.2	<i>Feldverteilung innerhalb einer MWPQ für verschiedene Leistungen für einen Plasmasäulenversatz in symmetrischer und asymmetrischer Form</i>	56
5.1	<i>a) Experimentell ermittelte Zündleistungen in Abhängigkeit des Druckes für die Quelle 1 und 2 um 2,45 GHz, b) Absolutwerte des elektrischen Feldes im Zentrum der Quellen als Funktion der Kurzschluss-Schieberposition bei einer Frequenz von 2,45 GHz</i>	64
5.2	<i>Simulationsvergleich des Reflexionsfaktors <math>S_{11}</math> über die Frequenz zwischen der Quelle 1 und Quelle 2 bei gleichen Plasmaparametern</i>	66
5.3	<i>Elektrische Feldverteilung in der Quelle 2 (a) und der Quelle 1 (b) als Volumenausschnitt unter Beachtung der Plasmaparameter</i>	67
5.4	<i>a) Feldbild der Quelle 2 und die Plasmabilder in b) und c) im Vergleich mit der Quelle 1 d)</i>	68
5.5	<i>Plastische Verformung des zu beschichtenden Quarzglases im Dauerbetrieb. In a) leichte symmetrisch azimutale plastische Verformung in Quelle 2. Für Quelle 1 Zerstörung durch plastische Verformung des Quarzglases (Hot Spots)</i>	68
5.6	<i>Charakteristische Einzelsondenkennlinie mit den Teilbereichen zur Bestimmung der Plasmaparameter in a) und die charakteristische Doppelsondenkennlinie mit den Teilbereichen zur Bestimmung der Plasmaparameter in b)</i>	70
5.7	<i>Schematische Darstellung der Langmuir-Einzel-Sonde zur Erfassung der Plasmaparameter mit Referenzelektrode</i>	71
5.8	<i>Ermittelte Elektronentemperatur aus den Einzelsondenmessungen des ersten Messzykluses in a) und in b) die resultierende Elektronentemperatur entlang der Achse der Quelle 1 bei einem Druck von 1 mbar und einer Mikrowellenleistung von 1000 W</i>	72

5.9	<i>Ermittelte Elektronegativität aus den Einzelsondenmessungen entlang der Achse in Quelle 1 bei einem Druck von 1 mbar und einer Mikrowellenleistung von 1000 W</i>	73
5.10	<i>Schematische Darstellung der Langmuir-Einzel-Sonde, hier exemplarisch mit einer Anzahl von zwei Struktur-Perioden aus Übersichtlichkeitsgründen. Reell werden zwanzig Struktur-Perioden benötigt.</i>	74
5.11	<i>Spektrum der Langmuir-Sonde mit zwanzig Struktur-Perioden über einen Frequenzbereich von 0 - 10 GHz</i>	74
5.12	<i>Dämpfung der elektrischen Feldstärke bei der Grundfrequenz von 2,45 GHz und der ersten harmonischen bei 4,9 GHz</i>	75
5.13	<i>Radiale Elektronentemperatur und Elektronendichte in der Plasmaquelle mit kompensierter Langmuirsonde</i>	77
5.14	<i>Gemessene positive axiale Ionendichten der Quelle 1 und 2 bei verschiedenen Leistungen a) und die resultierenden axialen Elektronentemperaturen b)</i>	78
5.15	<i>Messtechnischer Aufbau zur Thermographie der Quelle 1 und zu den parallel durchgeführten Langmuir-Sondenmessungen. Die geometrischen Abmessungen sind auf die Resonatorlänge selbst normiert.</i>	80
5.16	<i>Gegenüberstellung des erzeugten Differenzbildes aus der Thermographie mit der zugehörigen optischen Aufnahme bei einer Leistung von 1800 W, einem Druck von 7 mbar und einem Flussvolumen von 1000 sccm</i>	82
5.17	<i>Gegenüberstellung der Differenztemperaturen aus der Thermographie nach Abschaltung der Mikrowelle bei einem Druck von 7 mbar und einem Gasfluss von 1000 sccm für unterschiedliche Zeitdifferenzen</i>	83
5.18	<i>Einfluss des Druckes bei einem Gasfluss von 700 sccm a) und des Gasflusses bei einem Druck von 7 mbar b) auf das Temperaturprofil bei einer Mikrowellenleistung von 1000 W</i>	84
5.19	<i>Temperaturprofil des Quarzglases für eine Leistungsvariation im Downstream Bereich im Vergleich mit Doppel-Langmuirsondenmessungen, bei einem Gasfluss von 1500 sccm und einem Druck von 7 mbar</i>	85
5.20	<i>Vergleich der optischen Aufnahme mit der elektromagnetischen Feldverteilung in der Simulation</i>	86
5.21	<i>Elektromagnetische Feldverteilung bei direkter Kopplung der Koaxialstrecke mit der Quelle 2 in a), in b) Korrektur der Koppelschlitze zur Erzielung der Feldintensitäten im Zentrum der Quelle 2</i>	89
5.22	<i>a) Maximale Feldstärke des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 2 bei einer Frequenz von 2,45 GHz als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position, b) absolutes Maximum und Frequenzversatz des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 2 als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position</i>	91

5.23	a) Maximale Feldstärke des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position, b) absolutes Maximum und Frequenzversatz des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 als Funktion der Kurzschluss-Schieber-Position . . . . .	92
5.24	a) Maximale Feldstärke des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz als Funktion der justierbaren Koppelantennen-Position, b) absolutes Maximum und Frequenzversatz des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 als Funktion der justierbaren Koppelantennen-Position . . . . .	93
5.25	a) Maximale Absorption des Plasmas bei einer Frequenz von 2,45 GHz und in b) die Frequenzkompensation bei der sich maximal einstellenden Absorption des Plasmas in Abhängigkeit der Kurzschluss-Schieberposition für Quelle 2 . . . . .	95
5.26	a) Maximale Absorption des Plasmas bei einer Frequenz von 2,45 GHz und in b) die Frequenzkompensation bei der sich maximal einstellenden Absorption des Plasmas in Abhängigkeit der Kurzschluss-Schieberposition für Quelle 3 . . . . .	96
5.27	a) Maximale Absorption des Plasmas bei einer Frequenz von 2,45 GHz und in b) die maximale Absorption des Plasmas sowie die resultierende Frequenzverschiebung als Funktion der justierbaren Koppelantenneneintauchtiefe für Quelle 3 . . . . .	97
5.28	Absorptionsverhalten und Frequenzstabilität durch Variation der Elektronendichte bei fester Abstimmung des Anpassungsnetzwerkes für den Standardprozess bei Quelle 2 a) und Quelle 3 b) . . . . .	98
5.29	Verteilung des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz bei kleinem Quarzglasdurchmesser im Querschnitt a) und im axialen Schnitt b) unter Berücksichtigung der Plasmaparameter für den zugrundeliegenden Prozess . . . . .	100
5.30	Verteilung des elektrischen Feldes im Zentrum der Quelle 3 bei einer Frequenz von 2,45 GHz bei großem Quarzglasdurchmesser im Querschnitt a) und im axialen Schnitt b) unter Berücksichtigung der Plasmaparameter für den zugrundeliegenden Prozess . . . . .	100
6.1	Prinzipieller Aufbau der zu analysierenden MW-Plasmaquelle, die zur Ätzung von 200 mm Wafern empirisch entwickelt wurde, mit spezifischer Benennung der Bauteilgruppen . . . . .	104
6.2	Aufbau der Messanordnung in der MW-Plasmaquelle für axiale und azimuthale Einzelsondenmessungen für den zu untersuchenden Plasmaprozess . . . . .	105
6.3	Ermittelte Elektronendichte $n_e$ und Elektronentemperatur $T_e$ axial und azimuthal für den spezifizierten Plasmaprozess bei einer Leistung von 1800 W in der 200 mm Wafer Ätzquelle . . . . .	106
6.4	Entstehende Wärmestrahlung der MW-Plasmaquelle für den spezifizierten Plasmaprozess in der Plasmaphase bei ausgeschalteter Kühlung . . . . .	107

6.5	<i>Verteilung des elektrischen Feldes in der Quelle für eine Frequenz von 2,45 GHz mit Berücksichtigung des Anpassungsnetzwerkes b) und den Eigenmoden für 2,41 GHz in a) und 2,48 GHz in c)</i> . . . . .	109
6.6	<i>Berechnete Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors <math>S_{11}</math> bei Variation der Plasmakreisfrequenz und fester Stoßfrequenz, in der Umgebung der Anregungsfrequenz von 2,45 GHz</i> . . . . .	112
6.7	<i>Systematische Abhängigkeit der äquivalenten Mode bei 2,26 GHz mit 14 anstatt 16 Feldmaxima im Ringresonator bei Variation der Plasmakreisfrequenz</i> . . . . .	112
6.8	<i>Darstellung der elektrischen Feldverteilung in der Quelle bei dem ermittelten repräsentativen Prozess</i> . . . . .	113
6.9	<i>Vergleich der elektromagnetischen Feldmuster auf dem Quarzglas nach Beendigung der Messungen a), im Vergleich mit den resultierenden Feldmustern bei den ermittelten Prozessparameter in der Simulation b)</i> . . . . .	114
6.10	<i>Korrelation der Sondenmessungen mit den spezifizierten Feldkomponenten aus der Simulation, zur Erklärung der partiellen systematischen Überlagerung der maximalen Elektronendichte entweder mit einem Minimum oder Maximum der Elektronentemperatur</i> . . . . .	115
6.11	<i>Globale Korrelation zwischen der Elektronentemperatur und der Normalkomponente des elektrischen Feldes zur Erklärung des resonanten Heizens der Elektronen</i>	116
6.12	<i>Globale Korrelation zwischen der Elektronendichte und dem Absolutwert des elektrischen Feldes zur Erklärung des modulierten sinusförmigen Profilverlaufs</i> . . . . .	117
7.1	<i>Benutzerdialog des Programms zur Berechnung der Plasmaparameter</i> . . . . .	123
7.2	<i>Interpolation einer Funktion aus diskreten Werten</i> . . . . .	123
7.3	<i>Benutzerdialog des Programms zur Berechnung der absorbierten Leistung im Plasma</i>	125

# Tabellenverzeichnis

3.1	<i>Ermittelte und modellierte Reflexionsfaktoren für die Zünd- und Plasmaphase mit der Plasmakreisfrequenz <math>\omega_p = 80 \cdot 10^9</math> rad/s und der Stoßfrequenz <math>\nu_p = 9 \cdot 10^9</math> 1/s als Plasmaparameter</i>	43
3.2	<i>Ermittelte Sensitivitäten der Kurzschluss-Schieber-Position bei Variation der Eintauchtiefe für die Pilzstruktur in den Rechteckhohlleiter für die Zündphase bei einem Phasenwinkelbereich von <math>\phi_{S_{11}} = 120^\circ</math> bis <math>\phi_{S_{11}} = 205^\circ</math></i>	43
4.1	<i>Messergebnisse für die Plasmasäulenlänge bei einem Gasfluss von 500 sccm und einem Druck von <math>p = 5</math> mbar für ein Sauerstoffplasma <math>O_2</math></i>	53
4.2	<i>Mess- und Simulationsergebnisse zum Plasmasäulenwachstum und Versatz in einer Durchlauf-MWPQ bei einem Gasfluss von 500 sccm und einem Druck von <math>p = 5</math> mbar für ein Sauerstoffplasma <math>O_2</math></i>	55
5.1	<i>Parameterbereich des zu realisierenden Plasmaprozesses</i>	60
5.2	<i>Parameterbereich des zu realisierenden äquivalenten Laborprozesses</i>	60
5.3	<i>Ermittelte Simulationsparameter des äquivalenten Laborprozesses</i>	61
5.4	<i>Ergebnisse der radialen Elektronendichte am Quarzglas in der Quelle 2 für eine eingespeiste Leistung von 900 W</i>	79
5.5	<i>Verwendete Plasmaparameter: Druck, Leistung und Flussvolumen bei den durchgeführten Thermographieaufnahmen</i>	80
6.1	<i>Ergebnisse der Sondenmessungen von axialer und azimuthaler Elektronendichte und Elektronentemperatur mit den extrapolierten Werten über die radialen Abhängigkeiten der Messpositionen am Quarzzyylinder</i>	110
6.2	<i>Berechnete Plasmakreisfrequenz und Stoßfrequenz aus den extrapolierten Plasmaparametern am Quarzzyylinder zur Festlegung der Plasmaparameter in der Simulation</i>	111

# Literaturverzeichnis

## Numerik

- [1] T. Weiland: *On the Unique Numerical Solution of Maxwellian Eigenvalueproblems in Three Dimensions*, Particale Accelerators, Vol. 17, p. 227-242, 1985.
- [2] T. Weiland: *Time Domain Electromagnetic Field Computation with Finite Difference Methods*, International Journal of Numerical Modelling, Vol. 9, p. 295-319, 1996.
- [3] R. Schuhmann, T. Weiland: *Stability of the FDTD Algorithm on Nonorthogonal Grids Related to the Spatial Interpolation Scheme*, Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (COMPUMAG), Rio de Janeiro, Brasilien, 1997.
- [4] U. van Rienen: *Zur numerischen Berechnung zeitharmonischer elektromagnetischer Felder in offenen, zylindersymmetrischen Strukturen unter Verwendung von Mehrgitterverfahren*, Dissertation, Darmstadt, 1989.
- [5] M. Dehler: *Numerische Lösung der Maxwellschen Gleichungen auf kreiszylindrischen Gittern*, Dissertation, Darmstadt, 1993.
- [6] P. Thoma: *Zur numerischen Lösung der Maxwellschen Gleichungen im Zeitbereich*, Dissertation, Darmstadt, 1997.
- [7] H. Wolter, M. Dohlus, T. Weiland: *Broadband Calculation of Scattering Parameters in the Time Domain*, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, Vol. 30, No. 5, September 1994.
- [8] A. Kost: *Numerische Methoden in der Berechnung elektromagnetischer Felder*, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-55005-4, 1994.
- [9] K. S. Yee: *Numerical Solutions of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media*, IEEE Trans. on Antennas and Propagation 14 (3), 1966.
- [10] T. Weiland: *Eine Methode zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis*, AEÜ 31 (3), 1977.
- [11] M. Hilgner: *Zur Generierung problemangepasster Gitter zur Berechnung elektromagnetischer Felder mit der Methode der Finiten Integration*, Dissertation, Darmstadt, 2001.

- [12] S. Schupp: *Numerische Berechnung elektromagnetischer Felder mit adaptiven Gittern und a posteriori Fehlerschätzern*, Dissertation, Darmstadt, 1999.
- [13] F. Mayer: *Zur Anwendung flexibler kartesischer Untergitter in der Methode der Finiten Integration im Zeitbereich*, Dissertation, Darmstadt, 2004.
- [14] O. Podebrad: *Finite Integration der Maxwellschen Gleichungen auf lokal verfeinerten orthogonalen Gittern*, Dissertation, Darmstadt, 2001.
- [15] S. Gutschling: *Zeitbereichsverfahren zur Simulation elektromagnetischer Felder in dispersiven Materialien*, Dissertation, Darmstadt, 1998.
- [16] H. Krüger: *Stabilitätsuntersuchungen von Zeitbereichsverfahren für dispersive Materialien*, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik, 1996.
- [17] H. Krüger: *Zur numerischen Berechnung transienter elektromagnetischer Felder in gyrotropen Materialien*, Dissertation, Darmstadt, 2000.
- [18] M. Dohlus: *Ein Beitrag zur numerischen Berechnung elektromagnetischer Felder im Zeitbereich*, Dissertation, Darmstadt, 1992.
- [19] R. Steinbuch: *Finite Elemente - Ein Einstieg*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-63128-3, 1998.
- [20] B. Klein: *FEM: Grundlagen und Anwendungen der Finiten-Elemente-Methode*, 4. Auflage, Vieweg-Verlag, ISBN 3-528-35125-X, 2000.
- [21] C. K. Birdsall, A. B. Langdon: *Plasma Physics via Computer Simulation*, Adam Hilger Series on Plasma Physics Bristol Philadelphia New York, ISBN 0-07-005371-5, 1991.
- [22] FEMLAB: *Users Guide and Electromagnetics Module*, COMSOL AG, Göttingen, 2004.
- [23] Dr. B. Fluche: *Private Kommunikation*, FEMLAB GmbH - Deutschland, 2005.
- [24] M. Graf, E. Räuchle, C. Hunyar, R. Unger, M. Kaiser, R. Emmerich, H. Urban, L. Alberts, P. Elsner: *Zeitliche Entwicklung der Elektronendichteverteilung in einer linear ausgedehnten Plasmaquelle*, COMSOL Multiphysics Conference 2005, Germany.
- [25] M. Graf, E. Räuchle, H. Urban, M. Kaiser, L. Alberts, R. Emmerich, P. Elsner: *FEM-Simulation von Mikrowellenfeldern für die Entwicklung von Mikrowellen- und Plasmaanlagen*, Anwenderbericht, Chemie Ing. Technik, 2005.

## Elektrotechnik

- [26] J. C. Maxwell: *A Treatise on Electricity and Magnetism*, 2 Bände, Oxford University Press, 1. Aufl., London, 1873.

- [27] H. G. Unger: *Elektromagnetische Theorie für die Hochfrequenztechnik: Teil 1*, Hüthig Verlag GmbH, Heidelberg, ISBN 3-7785-0757-5, 1981.
- [28] H. G. Unger: *Elektromagnetische Wellen auf Leitungen*, 4. Aufl., Hüthig Verlag GmbH, Heidelberg, ISBN 3-7785-2390-2, 1996.
- [29] E. Pehl: *Mikrowellentechnik*, Band 1, 2. Auflage, Hüthig Verlag Heidelberg, ISBN 3-7785-1611-6, 1988.
- [30] Zinke, Brunswig: *Hochfrequenztechnik 1*, 6. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-66405-X, 2000.
- [31] Meinke, Gundlach: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik*, 5. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-54715-0, 1992.
- [32] W. Klein: *Mehrtorttheorie*, 3. Aufl. Akademie-Verlag-Berlin, 1976.
- [33] J. D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik*, 3. Aufl. Walter de Gruyter Berlin New York, ISBN 3-11016502-3, 2002.
- [34] R. Unbehauen: *Systemtheorie 1: Allg. Grundlagen, Signale und lineare Systeme in Zeit- u. Frequenzbereich*, 7. Aufl., R. Oldenbourg Verlag München Wien, ISBN 3-486-24022-6, 1997.
- [35] G. L. Ragan: *Microwave Transmission Circuits*, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York Toronto London, 1948.
- [36] R. Geißler: *Rechnergesteuerter E-H-Tuner*, Mikrowellen Magazin, Vol. 9 No. 6, 1983.
- [37] V. Katalev, S. Choroba: *Tuning of external Q and phase for the cavities of a superconducting linear accelerator*, Proceedings of LINAC 2004, Lübeck, Germany, 2004.
- [38] R. E. Collin: *Foundations for Microwave Engineering*, McGraw-Hill Kogakusha, Ltd., Tokyo.

## Plasmatechnologie

- [39] M. A. Heald, C. B. Wharton: *Plasma Diagnostics with Microwaves*, Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York, 1978.
- [40] G. Janzen: *Plasmatechnik: Grundlagen, Anwendungen, Diagnostik*, Hüthig Buchverlag GmbH, Heidelberg, ISBN 3-7785-2086-5, 1992.
- [41] M. Moisan, J. Pelletier: *Microwave Excited Plasmas*, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, Netherlands, ISBN 0 444 88815 2, 1992.



- [42] D. Korzec, S. Kytzia, J. Engemann: *Slotted Antenna Microwave Plasma Sources: Design Techniques*, V<sup>th</sup> International Workshop, Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Greifswald, Germany, ISBN 3-00-011612-5, 2003.
- [43] S. Behle, A. Brockhaus, J. Engemann: *Time-resolved investigations of pulsed microwave excited plasmas*, Plasma Sources Sci. Technol. 9, 57-67, 2000.
- [44] S. Behle: *Leistungsmodulierte großvolumige mikrowellenangeregte Plasmen: Eine experimentelle und theoretische Untersuchung*, Dissertation, Universität Wuppertal, 1999.
- [45] A. Georg: *Untersuchung pulsförmiger modulierter Mikrowellenplasmen in Sauerstoff durch zeitaufgelöste zweiphotonen-laserinduzierte Fluoreszenz*, Dissertation, Universität Wuppertal, 2001.
- [46] C. Soll: *Plasmapolymerisation von Hexamethyldisiloxan zur Abscheidung von quarzähnlichen Schichten bei gepulster Leistungszufuhr*, Dissertation, Universität Wuppertal, 2000.
- [47] M. A. Liebermann, A. J. Lichtenberg: *Principles of plasma discharges and materials processing*, John Wiley and Sons, Inc., Sec. Edition, ISBN 0-471-72001-1, 2005.
- [48] H. Margenau: *Theory of high frequency gas discharges. I. Methodes for calculating electron distribution functions*, Physical Review, Vol. 73, Nr. 4, 1948.
- [49] H. Margenau, L. M. Hartman: *Theory of high frequency gas discharges. II. Harmonic components of the distribution function*, Physical Review, Vol 73, Nr. 4, 1948.
- [50] L. M. Hartman: *Theory of high frequency gas discharges. III. High frequency breakdown*, Physical Review, Vol. 73, Nr. 4, 1948.
- [51] A. W. Trivelpiece: *Slow-Wave Propagation in Plasma Waveguide*, San Francisco Press, Inc., 1967.
- [52] C. J. Powell, J. B. Swan: , Phys. Rev. 115, p. 869, 1959.
- [53] A. W. Trivelpiece: *Slow Wave Propagation in Plasma Waveguides*, Technical Report to the Office Naval Research, Nonr 220 (13), 1958.
- [54] Yu. M. Aliev, J. Berndt, H. Schlüter, A. Shivarova: *Theory on electromagnetic surface wave propagation in inhomogeneous plasmas*, J. of Electromagnetic Waves and Appl., Vol. 9, No. 5/6, 697-733, 1995.
- [55] A. Granier, C. Boisse-Laporte, P. Leprince, J. Marec, P. Nghiem: *Wave propagation and diagnostics in argon surface-wave discharges up to 100 Torr*, J. Phys. D: Appl. Phys., 20, 204-209, 1987.
- [56] C. Boisse-Laporte, A. Granier, E. Dervisevic, P. Leprince, J. Marec: *Microwave discharges produced by surface wave in argon gas*, J. Phys. D: Appl. Phys., 20, 197-203, 1987.

- [57] C. Boisse-Laporte, A. Granier, E. Bloyet, P. Leprince, J. Marec: *Influence of the excitation frequency on surface wave argon discharges: Study of the light emission*, J. Appl. Phys., 61, 1740-1746, 1987.
- [58] R. Krimke, H. M. Urbassek, D. Korzec, J. Engemann: *PIC/MC simulation of a strongly asymmetric low-pressure RF discharge*, J. Phys. D: Appl. Phys. 27, 1994.
- [59] F. Werner: *Großvolumige 2,45-GHz-Mikrowellenplasmaquelle nach dem Schlitzantennenprinzip (SLAN)*, Dissertation, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, 1997.
- [60] R. Winter: *SLAN II Großvolumige Plasmaquelle für den industriellen Einsatz*, Dissertation 1997, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, 1997.
- [61] M. Walter: *Das Design von Mikrowellen-Plasmaquellen mittels numerischer Feldberechnung*, Dissertation 1999, Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal, 1999.
- [62] D. Korzec, F. Werner, R. Winter, J. Engemann: *Scaling of microwave slot antenna (SLAN): a concept for efficient plasma generation*, Plasma Sources Sci. Technol. 5, pp 216-234, 1996.
- [63] S. Kytzia, D. Korzec, M. Schmidt, J. Engemann: *Characterization of a microwave discharge by thermography*, International Conference of Plasma Surface Engineering PSE 2004, submitted to Elsevier Preprint.
- [64] M. Schmidt: *Messtechnische Betrachtung und Auswertungsansätze der Thermographieaufnahmen eines mikrowellenangeregten Plasmas*, Projektarbeit 2004, Forschungszentrum für Mikrostrukturtechnik, Wuppertal.
- [65] A.A. Chtcherbakov, P.L. Swart: *Automatic microwave tuner for plasma deposition applications using a gradient search methode*, Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy, Vol. 32 No. 1, 1997.
- [66] J. L. Shohet, C. Moskowitz: *Eigenvalues of a Microwave-Cavity-Lossy-Plasma System*, Journal of Applied Physics, Vol. 36, Nr. 5, 1965.
- [67] J. L. Shohet, J. Hatch: *Eigenvalues of a Microwave Cavity Filled with a Plasma of Variable Radial Density*, Journal of Applied Physics, Vol. 41, Nr. 6, 1970.
- [68] D. Küppers, H. Lydtin: *Preparation of optical waveguide with the aid of Plasma-Activated Chemical Vapor Deposition at low pressure*, Topics in Current Chemistry, 89, pp. 107-131, 1980.
- [69] A. H. van Bergen, T. Breuls: *PCVD: The ultimate technology for production of high bandwidth multimode fibers*, Int. Wire and Cable Symposium Proceedings, pp. 66-72, 1998.
- [70] P. Geittner: *Preparation of optical fibers by means of the PCVD process*, Proc. of the 9th Int. Conference on CVD Electrochem. Soc. Proc. X, 84-6. pp. 479-502, Cincinnati, OH, 1984.

- [71] Engemann et al.: *Apparatus including ring-shaped resonators for producing microwave plasmas*, US Patent US 5 517 085.
- [72] S. Ungar: *Fibre optics: theory and applications*, Wiley, New York, 1990.
- [73] D. Korzec, S. Kytzia, J. Engemann: *Computational tools for design of advanced microwave plasma sources*, Proc. of Second International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2003, Vol. 1, Sept 8-12, Warsaw, Polen, ISBN 83-919582-0-5, pp. 85-94, 2003.
- [74] S. Kytzia, D. Korzec, J. Engemann: *Influence of electromagnetic fields on spatial electron concentration and temperature distributions in low pressure surface wave excited electronegative plasmas*, 5th Int. Workshop on Microwave Discharges, July 8-12, Greifswald, Germany, 2003.
- [75] J. Engemann, D. Korzec, S. Kytzia: *Cooperation of a German University with Japanese industry: A success story*, Inter-Academia, 3. International Conference: Global research and education in intelligent systems, September 2004, Budapest, ISBN 963 420 811 8.
- [76] C.H. Chou, T.C. Wei, J. Phillips, J. Appl. Phys. 72, 870, 1992.
- [77] A. Granier, et al., J. Appl. Phys. 75, 104, 1992.
- [78] H. Sugai, I. Ghanashev, M. Nagatsu: *High-density flat plasma production based on surface waves*, Plasma Sources Sci. Technol. 7, pp. 192-205, 1998.
- [79] T. Terebessy, M. Siry, M. Kando, J. Kudela, D. Korzec: *Observation of a localized electron beam in large-area microwave discharge*, J. Appl. Phys. Letter 82, pp. 694-696, 2003.
- [80] H. Biedermann, Y. Osada: *Plasma Polymerization Processes*, Elsevier, Amsterdam, 1992.
- [81] P. Plein: *Untersuchungen zur Plasmapolymerisation - Anlagenkonzeption, Prozeßanalyse und Schichteigenschaften*, Dissertation RWTH, Aachen, 1988.
- [82] M.R. Weitheimer: *Comparison of microwave and lower frequency plasmas for thin film deposition and etching*, J. Vac. Sci. Technol. A3 (6), S. 2643-2649, 1985.
- [83] J. Musil: *Microwave plasma: its characteristics and applications in thin film technology*, Vacuum 36 1-3, S. 161-169, 1986.
- [84] H. V. Boenig, Plasma Science and Technology, Hanser, München, Wien, 1982.

## **Infrarot und Thermodynamik**

- [85] G. Cerbe, H. J. Hoffmann: *Einführung in die Thermodynamik*, 12. Aufl., Carl Hanser Verlag München Wien, ISBN 3-446-21110-1, 1999.

- [86] qsil: *Informationen zu Materialien und Produkte*, Quarzschmelze Ilmenau GmbH.
- [87] InfraTec-Broschüre: *Einführung in die Theorie und Praxis der Infrarot-Thermografie*, 2002.
- [88] H. Scholze: *Glas: Natur, Struktur und Eigenschaften*, Verlag Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig, 1965.
- [89] P. W. Kruse, L. D. McGlauchlin, R. B. McQuistan: *Grundlagen der Infrarottechnik*, Verlag Berliner Union GmbH Stuttgart, Verlag W. Kohlhammer GmbH Stuttgart Berlin Köln Mainz, Deutsche Übersetzung, 1971.
- [90] R. Borchert, W. Jubitz: *Infrarottechnik*, 3. Aufl., VEB Verlag Technik Berlin, 1958.
- [91] K. Stahl, G. Miosga: *Infrarottechnik*, 2. Aufl., Hüthig Verlag GmbH Heidelberg, ISBN 3-7785-1368-0, 1986.
- [92] S. Kytzia, D. Korzec, M. Schmidt, J. Engemann: *Characterization of a microwave discharge by thermography*, Surface and Coatings Technology 200, 769 - 773, 2005.

## Sondentechnik

- [93] I. Langmuir, H.M. Mott-Smith, Phys. Rev 28, 727, 1926.
- [94] J.G. Laframboise, University of Toronto Institute for Aerospace Studies, Report No. 100, 1966.
- [95] J.D. Swift, M.J.R. Schwar: *Electrical probes for plasma diagnostics*, London Iliffe Books LTD, 1970.
- [96] H.J. Druyvesteyn, Z. Phys. 64, 781, 1930.
- [97] V.A. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovich, J. Appl. Phys. 73, 3657, 1993.
- [98] V.A. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovich, Plasma Sources Sci. Tech. 1, 36, 1992.
- [99] A. Schwabedissen, E.C. Benck, J.R. Roberts, Phys. Rev. E 55, 3450, 1997.
- [100] A. Brockhaus, C. Borchardt, J. Engemann; *Langmuir probe measurements in commercial plasma plants*, Plasma Source Sci. Technol. 3, 539-544, 1994.
- [101] A. Brockhaus, D. Korzec, F. Werner, Y. Yuan, J. Engemann: *Characterization of a microwave plasma by in situ diagnostics*, Surface and Coating Technology 74-75, 431-442, 1995.
- [102] E. Tatarova, F. M. Dias, J. Henriques, C. Ferreira, J. Phys D: Appl. Phys., 39, 2747, 2006.

- [103] Zh. Kisoovski, D. Korzec, S. Kytzia, J. Engemann: *Plasma parameters of an oxygen microwave discharge obtained by probe diagnostics: I Axial distributions*, Plasma Sources Sci. Technol. 15, 320-338, 2006.
- [104] Zh. Kisoovski, A. Brockhaus, D. Korzec, S. Kytzia, J. Engemann: *Plasma parameters of an oxygen microwave discharge obtained by probe diagnostics: II Radial distributions*, Plasma Sources Sci. Technol. 16, 523-528, 2007.
- [105] N. Braithwaite, J. Alen: *Boundaries and probes in electronegative plasmas*, J. Phys. D: Appl. Phys. 21, 1733-1737, 1988.
- [106] R. Benak: *Mikrowellenentstörte Langmuir-Sonde: Design, Simulation und Test*, Diplomarbeit, Bergische Universität Wuppertal, 2004.
- [107] R.H. Kirchhoff, E.W. Peterson, L. Talbot: *An experimental study of the cylindrical Langmuir probe response in transition regime*, AIAA 8th Aerospace Sciences Meeting, New York, AIAA Paper 70-85, 1970.

# Danksagung

Meinem Doktorvater, Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. mult. Jürgen Engemann, der mir durch seine tatkräftige Unterstützung bei der Bereitstellung von Sach- und Finanzmitteln den Weg der Promotion ermöglicht hat, gilt mein besonderer Dank. Durch sein stetes Interesse an meiner Arbeit und seinem Engagement hat er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ebenfalls danke ich Prof. Dr. rer. nat. habil. Uwe Schumacher für die Übernahme des Korreferates und für das dieser Arbeit entgegengebrachte Interesse.

Danken möchte ich auch Dr. Darek Korzec für die vielen fruchtbaren Gespräche, Anregungen und seine stets positive und offene Grundhaltung.

Auch möchte ich mich bei Dr. Albrecht Brockhaus bedanken, der mir in der Endphase dieser Arbeit mit wertvollen Tipps und Anregungen stets zur Seite stand.

Ebenfalls möchte ich mich bei Dr. Hans-Michael Hütten bedanken für die vielen Diskussionen, die wir zum Thema Simulation hatten sowie die sorgfältige Durchsicht des Abschnittes „Numerische Simulation“ in meiner Arbeit.

Danken möchte ich auch meinen Kollegen Dr. Dietmar Eßer, Markus Teschke, Dr. Emilia Finantu-Dino, Felix Leu, Damian Dudek, Jacek Kedzierski, Ralf Slaby und Dr. Andrej Ignatkov für die stets kritischen Diskussionen, aber auch für das besonders angenehme Arbeitsklima während meiner Promotionszeit am fmt.

Auch möchte ich mich bei den Studenten bedanken, die ich in meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungszentrum für Mikrostrukturtechnik - fmt betreuen durfte, dies sind namentlich: Jörg Mortsiefer, Robert Benak, Anne Tiedemann, Marina Schmidt, Moritz Schniedergers, Thomas Gronies und Andre Mayer.

Mein Dank geht auch an die Mitarbeiter der JE PlasmaConsult GmbH, die mir immer hilfsbereit gegenüberstanden bei der Umsetzung von Projekten, insbesondere Dr. Axel Schwabedissen und Dr. Detlef Theirich.

Auch möchte ich mich bei Hans-Max Keller für die tolle Zusammenarbeit bei Rechnerproblemen und der gemeinsamen Neugestaltung des Internetauftritts des fmt's bedanken.

Bei Karsten Brennecke und Dieter Kantner möchte ich mich insbesondere dafür bedanken, dass sie mich in hektischen Zeiten beim Aufbau von Prototypen stets unterstützt haben.

Auch Frau Kordula Kraus möchte ich sehr herzlich danken, für ihre stete Hilfe bei allen organisatorischen Fragen und für die sehr sorgfältige Durchsicht meiner Arbeit.

Abschließend möchte ich mich ganz besonders bei meinen Eltern Hannelore und Edmund Becker bedanken, die mich während der Promotionszeit in jeder Form unterstützt haben, besonders in der Endphase zur Erstellung dieser Arbeit. Dabei geht noch ein besonderer Dank an meinen Vater Edmund Becker für die Erstdurchsicht dieser Arbeit.

Hamburg im April 2009

*Sebastian Kytzia*