

**Innenbeschichtung eines Hohlleiters  
mit Hilfe einer ECR-Laufentladung**

Inner coating of a waveguide by means of  
an ECR running discharge

**Ronny Hytry**

IPP 9/97

April 1993

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die  
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

April 1993

## Abstract

Two novel techniques of plasma-enhanced chemical vapour deposition (PECVD) were investigated which are denoted as 'moving-coil' discharge and ECR running discharge. They can be characterized as magnetic field supported microwave discharges in metallic waveguide tubes.

Amorphous hydrogenated carbon coatings (C:H layers) have been deposited from methane and acetylene plasmas on silicon samples at room temperature. The deposition rate and the power density of the absorbed microwave power were determined in-situ. Process parameter studies at varying magnetic field, discharge pressure and gas flow have been performed. The deposition is more efficient at a magnetic field which is lower than the electron cyclotron resonance field. This can be understood in terms of the microwave cutoff in the plasma filled waveguide.

Furthermore Langmuir probe measurements were managed in argon plasmas. In the range around 1 Pa argon pressure, the electron temperatures varied between 4 eV and 7.5 eV, while the plasma densities ranged from  $1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  to  $4.5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ . These values were reproduced by simple plasma modelling of the waveguide reactor, while a modelling of the deposition rate from a methane plasma has to include the plasma-wall interaction with respect to the reetching by atomic hydrogen.

A PECVD process by means of a running discharge was realized for the first time. Thereby C:H films were deposited over a length of 2.5 m. The average deposition rate from a running discharge in methane was  $0.27 \text{ \AA/s}$ . An increase of the deposition rate to  $2.6 \text{ \AA/s}$ , i.e. of nearly one magnitude, was achieved by using acetylene as process gas. This is essentially attributed to the slighter influence of reetching by atomic hydrogen in the case of acetylene.

From the experimental results, the running discharge may be described as a stationary plasma package which moves through the waveguide with a high velocity ( $v_L \approx 10^4 \text{ m/s}$ ). This plasma motion can be explained as a continuous secondary gas breakdown at the plasma boundary which faces the microwave entrance because of a lowered ambipolar diffusion coefficient compared to the primary gas breakdown.

---

<sup>1</sup>This report is identical with a thesis under the same title which was submitted to the Technical University of Munich in April 1993.



April 1993

## Zusammenfassung

Es wurden zwei neuartige Verfahren der plasmagestützten chemischen Dünnschichtabscheidung aus der Gasphase (PECVD) untersucht, die als 'moving-coil'-Verfahren und als ECR-Laufentladung bezeichnet werden. Es handelt sich dabei um magnetfeldgestützte Mikrowellen-Gasentladungen in metallischen Hohlleiter-Rohren.

Bei den Untersuchungen wurden aus Methan- und Acetylen-Plasmen bei Raumtemperatur amorphe wasserstoffhaltige Kohlenstoffschichten (C:H-Schichten) auf Silizium-Substraten abgeschieden, wobei in-situ die Abscheiderate und die Leistungsdichte der absorbierten Mikrowellenleistung bestimmt wurden. Es erfolgten Prozeßparameterstudien mit variiertem Magnetfeld, Gasdruck und Gasfluß. Die effektivsten Abscheidebedingungen wurden deutlich unterhalb des ECR-Magnetfeldes festgestellt. Dies kann durch einen Cutoff der Mikrowelle im plasmagefüllten Hohlleiter erklärt werden.

Weiterhin wurden in Argon-Plasmen Langmuir-Sondenmessungen durchgeführt. Die experimentell bestimmten Elektronentemperaturen für einen Argondruck um 1 Pa lagen im Bereich von 4 eV bis 7.5 eV, während Plasmadichten zwischen  $1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  und  $4.5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  ermittelt wurden. Diese Werte wurden in einer Plasmamodellierung für den Hohlleiterreaktor gut reproduziert, während die Modellierung der Abscheiderate aus einem Methan-Plasma nur unter Berücksichtigung der Plasma-Wand-Wechselwirkung bzgl. des Rückätzens durch atomaren Wasserstoff mit dem Experiment übereinstimmt.

Es wurde erstmals ein PECVD-Prozeß mittels eines Laufentladungsplasmas realisiert, wobei über eine Lauflänge von 2.5 m C:H-Schichten abgeschieden wurden. Die mittlere Abscheiderate aus einer Laufentladung in Methan betrug  $0.27 \text{ \AA/s}$ . Diese konnte aufgrund des Verständnisses der wesentlichen limitierenden Reaktion (Rückätzen durch atomaren Wasserstoff) und dem darauffolgendem Übergang zu Acetylen als Prozeßgas um nahezu eine Größenordnung auf  $2.6 \text{ \AA/s}$  gesteigert werden.

Aus den Experimenten kann darauf geschlossen werden, daß sich die Laufentladung als stationäres Plasmapakett beschreiben läßt, welches sich mit hoher Geschwindigkeit ( $v_L \approx 10^4 \text{ m/s}$ ) durch den Hohlleiter bewegt. Das Phänomen dieser Plasmabewegung kann als fortgesetzter Sekundär-Zündprozeß aufgrund eines gegenüber der Primärzündung verringerten, ambipolaren Diffusionskoeffizienten verstanden werden.

---

<sup>1</sup>Diese Arbeit ist identisch mit einer Dissertation gleichen Titels, die im April 1993 bei der Technischen Universität München eingereicht wurde.

Für Elke, Julia und Moritz

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>GRUNDLAGEN</b>	<b>7</b>
2.1	MIKROWELLEN-GASENTLADUNG . . . . .	7
2.1.1	Bewegungsgleichung und Leistungsabsorption . . . . .	7
2.1.2	Diffusionsbestimmte Zündung . . . . .	9
2.1.3	Stationäre Mikrowellen-Gasentladung . . . . .	10
2.1.4	Einfluß eines Magnetfeldes . . . . .	12
2.2	MIKROWELLENAUSBREITUNG . . . . .	14
2.2.1	Im Hohlleiter mit Dielektrikum . . . . .	14
2.2.2	Im Plasma mit Magnetfeld . . . . .	15
2.3	PLASMA- UND SCHICHTWACHSTUMSMODELLE . . . . .	18
2.3.1	Plasmodellierung - qualitative Betrachtung . . . . .	18
2.3.2	Einfaches Plasmodell . . . . .	20
2.3.3	Schichtwachstumsmodell für C:H-Schichten . . . . .	24
2.3.4	Erweitertes Plasma- und Schichtwachstumsmodell . . . . .	27
2.3.5	Modifiziertes Modell für Laufentladung . . . . .	28
<b>3</b>	<b>EXPERIMENT</b>	<b>30</b>
3.1	VERSUCHSAUFBAU LOKALISIERTE HOHLLEITER-ENTLADUNG . . .	30
3.2	VERSUCHSAUFBAU HOHLLEITER-LAUFENTLADUNG . . . . .	31
3.3	IN-SITU-MESSVERFAHREN . . . . .	33
3.3.1	Druckmessung . . . . .	33
3.3.2	Leistungsmessung . . . . .	34
3.3.3	Laserinterferometrie . . . . .	35
3.3.4	Downstream Massenspektrometrie . . . . .	37
3.3.5	Emissionsspektroskopie . . . . .	37
3.3.6	Langmuir-Sonde . . . . .	37
3.3.7	Laufzeitmessung . . . . .	41
3.4	EX-SITU-SCHICHTDIAGNOSTIK . . . . .	42
3.4.1	Schichtdicke und Brechungsindex . . . . .	42

3.4.2	H/C-Verhältnis . . . . .	43
3.4.3	Massendichte . . . . .	44
3.4.4	Infrarotspektroskopie . . . . .	44
<b>4</b>	<b>ERGEBNISSE</b>	<b>47</b>
4.1	LOKALISIERTE HOHLLEITER-ENTLADUNG . . . . .	47
4.1.1	Abscheiderate, Leistungsabsorption und Magnetfeld . . . . .	47
4.1.2	Downstream Massenspektrometrie und Emissionsspektroskopie . . . . .	52
4.1.3	Langmuir-Sonde im Argon-Plasma . . . . .	55
4.2	HOHLLEITER-LAUFENTLADUNG . . . . .	57
4.2.1	Zündung und Übergang zur Laufentladung . . . . .	57
4.2.2	Laufgeschwindigkeit . . . . .	60
4.2.3	Abscheiderate . . . . .	69
4.3	SCHICHTEIGENSCHAFTEN . . . . .	74
<b>5</b>	<b>DISKUSSION</b>	<b>77</b>
5.1	WELLE-PLASMA-WECHSELWIRKUNG IM HOHLLEITER . . . . .	77
5.2	PLASMAMODELLIERUNG . . . . .	81
5.3	ZÜNDUNG DER HOHLLEITER-ENTLADUNG . . . . .	87
5.4	ÜBERGANG ZUR LAUFENTLADUNG . . . . .	88
5.5	LAUFGESCHWINDIGKEIT DER LAUFENTLADUNG . . . . .	91
5.5.1	Laufgeschwindigkeit-qualitativ . . . . .	91
5.5.2	Laufgeschwindigkeit und Abscheiderate aus Methan . . . . .	93
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG</b>	<b>97</b>
<b>7</b>	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b>	<b>103</b>

# 1 EINLEITUNG

Plasmagestützte Verfahren der Dünnschichttechnik und Oberflächenbehandlung erlangen zunehmende Bedeutung für die Entwicklung neuer, bzw. die Veredlung bekannter Materialien. Sie können in vielen Bereichen der Technik hinsichtlich des Schadstoffanfalls eine umweltverträglichere Alternative zu herkömmlichen Prozessen bieten, so z.B. zur Galvanotechnik der elektrolytischen Oberflächenbehandlung von Metallen. Insbesondere in den Bereichen der Mikroelektronik, der optischen Vergütung von Gläsern und des Korrosions- und Verschleißschutzes erfolgte im letzten Jahrzehnt ein verstärkter industrieller Einsatz solcher Plasmaverfahren, die dafür zumeist nach rein empirischen Methoden optimiert wurden. Da dieser Herangehensweise durch die Vielfalt der möglichen Reaktortypen und Parameterkombinationen Grenzen gesetzt sind, wird auf plasmatechnologischen Tagungen an die Wissenschaft zunehmend die Forderung gestellt, mit entsprechenden Grundlagenuntersuchungen zum physikalischen Verständnis der Mechanismen, die bei plasmagestützten Ätz- und Beschichtungsprozessen ablaufen, beizutragen.

Auch die Themenstellung dieser Arbeit hat sich aus der zunächst rein technischen Aufgabe, einen Plasmaprozeß in einem metallischen Wellenleiter zu verwirklichen, ergeben, woraus dann eine Grundlagenuntersuchung zur Wellenausbreitung im plasmagefüllten Hohlleiter, zur Plasmabilanzierung und -modellierung und zur Plasma-Wand-Wechselwirkung bzw. Dünnschichtabscheidung entwickelt wurde.

Motivation und Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit ist ein experimentelles Problem der Fusionsforschung. Es handelt sich dabei um die unerwünschten Multipaktor-Entladungen ([Hatch 58], [Brown 66]) in den Hohlleitern, welche eine hohe Mikrowellenleistung in das Fusionsplasma leiten sollen. Durch die Sekundärelektronenvervielfachung an den metallischen Hohlleiterwänden kann eine Multipaktor-Entladung gezündet werden, welche nachfolgend die Leitung der Mikrowellenleistung durch den Hohlleiter verhindert. Dieses Problem trat beim europäischen Fusionsprojekt JET in Culham auf. Eine Lösung des Problems ist in der Beschichtung der Hohlleiterinnenwand vorstellbar. Dabei sollte die geeignete Beschichtung einen Sekundärelektronenkoeffizienten kleiner eins aufweisen und gleichzeitig die Leitungsverluste im Hohlleiter um nicht mehr als einen Faktor zwei erhöhen [Perchermeier 90].

Im Rahmen einer Aufgabenstellung zur Überwindung des Multipaktor-Problems wurde in der Arbeitsgruppe Plasmatechnologie am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik 1989 ein neuartiges plasmatechnologisches Verfahren für die Hohlleiter-Innenbeschichtung konzi-

piert und verwirklicht, welches als 'moving-coil ECR'-Verfahren (ECR = Electron-Cyclotron-Resonance) bezeichnet wurde [Koch 89]. Das Prinzip dieses Verfahrens beruht darauf, ein Mikrowellen-Plasma bei niedrigem Prozeßgasdruck magnetfeldgestützt zu zünden, und im Bereich des Magnetfeldes lokal beschränkt aufrechtzuerhalten. Bei einem Prozeßgasdruck von ca. 1 Pa ist das Plasma an den Ort des Magnetfeldes gebunden und kann mit diesem entlang der Achse eines Hohlleiterrohres bewegt werden. Das Magnetfeld wird dabei mittels eines mechanisch bewegten Schlittens verschoben, auf welchem die Magnetfeldspulen koaxial um den Hohlleiter herum angeordnet sind. Mit dem beschriebenen Verfahren wurden aus einem Methan-Plasma auf der Innenwand eines Standard-Rechteckhohlleiters amorphe wasserstoffhaltige Kohlenstoffschichten (C:H-Schichten) abgeschieden, welche auf dem Kupfer-Substratmaterial des Hohlleiters einen Sekundärelektronenkoeffizienten kleiner eins zeigten.

Ausgehend von den besonderen Eigenschaften hinsichtlich des Korrosions- und Verschleißschutzes, welche PECVD-Schichten (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) im allgemeinen und C:H-Schichten im besonderen zeigen ([Weissmantel 82], [Angus 86], [Koidl 87]), und von denen hier insbesondere die Widerstandsfähigkeit gegenüber stark ätzenden Säuren, Laugen und aggressiven organischen Lösungsmitteln hervorgehoben werden soll, ist das beschriebene 'moving-coil'-Verfahren auch ganz allgemein für die PECVD-Innenbeschichtung metallischer Rohre beliebiger Länge von Interesse. Da metallische Rohre in der Industrie, wie auch in der Forschung und Entwicklung in großem Umfang und vielfältiger Form und Größe eingesetzt werden, und dabei häufig zur Leitung aggressiver Gase und Flüssigkeiten dienen, könnte das Aufbringen einer entsprechenden Schutzschicht auf die Rohrwand die Lebensdauer solcher Rohre beträchtlich erhöhen oder auch den Einsatz von leichteren oder billigeren Materialien ermöglichen.

Das 'moving-coil'-Verfahren stellt dabei eine Möglichkeit der Überwindung technischer Probleme dar, welche sich beim Versuch der PECVD-Innenbeschichtung metallischer Rohre mittels konventioneller Gleichstrom- oder Hochfrequenz-Glimmentladungen ergeben, da die erforderliche gleichmäßige Leistungseinkopplung über beliebige Rohrlängen bei diesen Verfahren schwieriger oder gar nicht zu realisieren ist. Eine konventionelle Gleichstrom- oder Hochfrequenzentladung in koaxialer Anordnung würde eine innere Elektrode erfordern und damit nur für genügend große Rohrdurchmesser und begrenzte Rohrlängen anwendbar sein. Außerdem würden sich mit einer Innenelektrode Schwierigkeiten bei der in-situ Beschichtung eines installierten Rohrsystems mit geknickten Rohrstücken ergeben. Kawasaki und Mit-

arbeiter entwickelten eine Magnetronstruktur um ein dichtes Argon-Plasma in einem Rohr von 10 cm Länge und 2 cm Durchmesser zu erzeugen, und mittels Zerstäubung Titanium abzuscheiden [Kawasaki 91]. Soll eine Innenelektrode vermieden werden, so muß sich die elektromagnetische Welle im Rohr ausbreiten können, wofür die halbe Wellenlänge kleiner als der Rohrdurchmesser gewählt werden muß (Hohlleiter-Cutoff, [Meinke 86]). Für einen plasmagefüllten Hohlleiter verschärft sich diese Bedingung in Abhängigkeit von der Elektronendichte im Plasma, sodaß die halbe Wellenlänge mit zunehmender Plasmadichte wesentlich kleiner als der Rohrdurchmesser gewählt werden müßte. Deshalb ist eine einfache Mikrowellen-Gasentladung bei 2.45 GHz durch den Cutoff der Welle im Plasma in ihrer Beschichtungslänge eng begrenzt. Shigemizu und Mitarbeiter demonstrierten die Möglichkeit ein Mikrowellen-Plasma von einigen 10 cm Länge innerhalb eines Rohres zu erzeugen, dessen Durchmesser unterhalb des Hohlleiter-Cutoffs lag, indem sie einen koaxialen Leiter in das Rohr einführten, und einen TEM-Mode (Transversal-Elektro-Magnetischer Mode) nutzten [Shigemizu 91]. Diese Ausführung beinhaltet jedoch bei großen Rohrlängen wiederum die Probleme einer koaxialen Anordnung.

Bei Versuchen zur Optimierung der Innenbeschichtung mittels des 'moving-coil'-Verfahrens wurde ein Phänomen beobachtet, welches die äußeren Entladungsparameter Mikrowellenleistung und Prozeßgasdruck im Sinne dieses Verfahrens beschränkt. Dabei handelt es sich um das Überspringen des Plasmas von seinem Zündort im Bereich der Magnetspulen, zum Einkoppelfenster der Mikrowelle in den Vakuumbereich des Hohlleiters, falls Mikrowellenleistung oder Prozeßgasdruck erhöht werden. Aus dieser Beobachtung entstand die Idee, den Effekt des Überspringens auszunutzen, um mit einem gepulsten, selbstbewegten Mikrowellen-Plasma die Innenwand eines Hohlleiters von mehreren Metern Länge zu beschichten. Dabei soll die Mikrowelle mit einer derartigen Taktfrequenz in den Hohlleiter eingespeist werden, daß die Zündung jeweils bei den Magnetspulen erfolgt, welche stationär am entgegengesetzten Hohlleiterende verbleiben, und ein nachfolgendes Laufen des Plasmas über die gesamte Hohlleiterlänge zum Einkoppelfenster der Mikrowelle erreicht wird. Dies ist die Idee des sogenannten 'ECR-Laufentladungsplasmas'.

Die Ziele der vorliegenden Arbeit waren die folgenden:

Erstens sollte versucht werden, das bei den Magnetspulen lokalisierte, stationäre Hohlleiterplasma sowie den Beschichtungsprozeß aus einem Methan-Plasma zu optimieren, und dabei beides von seinen physikalischen Grundlagen her zu verstehen und einzuordnen. Das

Methan wurde als Prozeßgas gewählt, da die Ratenkoeffizienten der Plasmareaktionen aus der Literatur relativ gut bekannt sind ([Tachibana 84], [Ehrhardt 87], [Kline 89]), und damit die Plasmamodellierung erlauben.

Zweitens sollte versucht werden die PECVD-Innenbeschichtung eines Hohlleiters von mehreren Metern Länge mittels eines Laufentladungsplasmas zu verwirklichen, wobei aus einem Methan-Plasma, wie im Fall der lokalisierten Hohlleiter-Entladung, C:H-Schichten abgeschieden werden sollten.

Drittens sollte die Frage, welche Ursache das 'Laufen' des Plasmas hat, bzw. wo ein Laufentladungsplasma im physikalischen Verständnis einzuordnen ist, untersucht werden.

Bevor versucht wird, diese Fragestellungen zu beantworten, werden zunächst einige Grundlagen zur Mikrowellen-Gasentladung und zur Wechselwirkung von elektromagnetischen Wellen mit magnetisierten Plasmen, sowie Plasmamodelle für Methan-Plasmen und Schichtwachstumsmodelle für C:H-Schichten beschrieben und diskutiert. Nach einer kurzen Beschreibung des Versuchsaufbaus und der wesentlichen durchgeführten Experimente folgt die Darstellung und Diskussion der Ergebnisse. Schließlich werden die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnisse noch einmal zusammengefaßt.



## 2 GRUNDLAGEN

### 2.1 MIKROWELLEN-GASENTLADUNG

#### 2.1.1 Bewegungsgleichung und Leistungsabsorption

Zunächst soll für ein unendlich ausgedehntes Mikrowellen-Plasma der Mechanismus der Leistungsabsorption aus der Mikrowelle aufgezeigt werden. Bei der im Experiment verwendeten Mikrowellenfrequenz von 2.45 GHz braucht nur die Wirkung des elektrischen Wechselfeldes auf die freien Elektronen des Plasmas betrachtet zu werden. Die Ionen können aufgrund ihrer großen Masse dem elektrischen Wechselfeld nicht folgen und werden demzufolge als ruhend angesehen. Die Bewegungsgleichung für ein Elektron mit der Elementarladung  $e$  und der Masse  $m_e$  im elektrischen Wechselfeld  $E_0 \sin \omega t$  kann im zunächst betrachteten stoßfreien Fall geschrieben werden als:

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = -eE_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

Daraus ergibt sich die Geschwindigkeit  $v_e$  des Elektrons zu:

$$v_e = \frac{e}{m_e \omega} E_0 \cos \omega t. \quad (2)$$

Die harmonische Schwingungsbewegung des Elektrons und das elektrische Wechselfeld sind gegeneinander um  $90^\circ$  phasenverschoben. Das bedeutet, daß das Elektron im zeitlichen Mittel keine Energie aus dem elektrischen Wechselfeld der Mikrowelle aufnimmt. Die Leistungsabsorption im stoßfreien Fall ist gleich Null. Die maximale kinetische Energie  $W_{max}$ , welche das Elektron in diesem Fall erreichen kann, ist gegeben durch:

$$W_{max} = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e \omega^2}, \quad (3)$$

und liegt für typische Mikrowellenleistungen, wie sie bei einer Mikrowellen-Gasentladung verwendet werden (einige hundert Watt), zwei bis drei Größenordnungen unter der Ionisierungsschwelle für die Gasatome oder -moleküle.

Eine höhere kinetische Energie können die Elektronen nur erlangen, wenn sie durch elastische Stöße mit den schweren Gasatomen oder -molekülen aus ihrer harmonischen Schwingungsbewegung herausgestoßen werden. Sie ändern in diesem Falle stark ihren Impuls und damit ihre Bewegungsrichtung relativ zum elektrischen Feld, geben aber nur wenig Ener-

gie ab. Die Bewegungsgleichung wird für den stoßbehafteten Fall um einen Reibungsterm erweitert und kann damit geschrieben werden als [Brown 66]:

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = -eE_0 \sin \omega t - m_e v_e \nu_c. \quad (4)$$

$\nu_c$  ist die mittlere Stoßfrequenz für elastische Stöße der Elektronen mit den Gasatomen oder -molekülen und ist gegeben durch:

$$\nu_c = n_0 \sigma_e^{elast} \bar{v}_e, \quad (5)$$

wobei  $n_0$  die Gasdichte,  $\sigma_e^{elast}$  den elastischen Stoßquerschnitt und  $\bar{v}_e$  die über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gemittelte Geschwindigkeit bezeichnet. Aus der Bewegungsgleichung folgt die Geschwindigkeit des Elektrons jetzt zu:

$$v_e = -\frac{e}{m_e(\omega^2 + \nu_c^2)} E_0 (\nu_c \sin \omega t - \omega \cos \omega t). \quad (6)$$

Damit ist der Betrag der Phasenverschiebung zwischen der Schwingungsbewegung des Elektrons und dem elektrischen Wechselfeld nicht mehr  $90^\circ$ , und für die aus der Mikrowelle absorbierte Leistung  $P_{abs}$  ergibt sich:

$$P_{abs} = \frac{e^2}{2m_e} E_0^2 \frac{\nu_c}{\omega^2 + \nu_c^2}. \quad (7)$$

Das Elektron nimmt jetzt im Gegensatz zum stoßfreien Fall im zeitlichen Mittel ständig Energie auf und kann so die zur Ionisierung des Prozeßgases notwendige Ionisierungsschwelle erreichen und überschreiten. Damit wird die Ionisierung durch Elektronenstoß und eine selbständige Gasentladung möglich.

Während die elastischen Stöße letztlich zu einer Energieaufnahme der Elektronen führen, verlieren diese bei den inelastischen Stößen die gewonnene Energie ganz oder teilweise wieder. Die drei wesentlichen Energieverlustmechanismen sind erstens die zur Aufrechterhaltung der Gasentladung notwendige Ionisation, zweitens die elektronische Anregung, und drittens die Vibrationsanregung bei Molekülgasen.

In einer quasi-stationären Mikrowellen-Gasentladung muß die Bilanz zwischen der aus der Mikrowelle absorbierten Leistung und der durch die genannten Verlustmechanismen dissipierten Leistung ausgeglichen sein.

### 2.1.2 Diffusionsbestimmte Zündung

Bei der Zündung einer elektrodenlosen Mikrowellen-Gasentladung in einem Plasmagefäß ist die Elektronenstoß-Ionisation der einzige elektronenerzeugende Prozeß, falls man die Sekundärelektronenemission von den Gefäßwänden vernachlässigen kann. Dieser bestimmt damit auch die Zündung [Brown 56]. Die Zündbedingung der Gasentladung ist dadurch gegeben, daß die Erzeugungsrate der Elektronen gleich der Verlustrate sein muß. Die Verlustprozesse sind die Diffusion zur Wand, mit nachfolgendem elektrischen Abfließen im Fall einer metallischen Wand bzw. Rekombination im Fall einer dielektrischen Wand, die Rekombination im Plasmavolumen oder die Anlagerung an ein Neutralgasteilchen.

Im weiteren wird nur die Diffusion zur Wand als wesentlicher Verlustprozeß betrachtet, da die Rekombinationswahrscheinlichkeit im Plasmavolumen aufgrund der relativ geringen Ladungsträgerdichten der betrachteten Gasentladungen in dem untersuchten Druckbereich ebenfalls gering ist, und die Anlagerung im allgemeinen nur bei stark elektronegativen Gasen, wie z.B. Sauerstoff [Brown 66], von Bedeutung ist, im zu untersuchenden Argon oder Methan aber keine Rolle spielt.

Für den Fall, daß die Elektronenerzeugung durch die Ionisierungsfrequenz  $\nu_i$  und die Elektronenverluste durch die Diffusion zur Wand bestimmt sind, kann die Diffusionsgleichung nach Allis und Rose [Allis 53] geschrieben werden als:

$$\frac{dn_e}{dt} = D_e \nabla^2 n_e + \nu_i n_e = 0. \quad (8)$$

Dabei steht  $n_e$  für die Elektronendichte und  $D_e$  für den Diffusionskoeffizienten der freien Diffusion der Elektronen. Mit der Randbedingung, daß die Elektronendichte an der Wand verschwindet, d.h.  $n_e = 0$  gilt, wird dies zu einem Eigenwertproblem. Dabei wird eine Diffusionslänge  $\Lambda$ , welche durch die Geometrie des Entladungsgefäßes bestimmt ist, so definiert, daß nur Lösungen der Form:

$$\nu_i = \frac{D_e}{\Lambda^2} \quad (9)$$

möglich sind.

Da die Ionisierungsfrequenz  $\nu_i$  im allgemeinen eine Funktion des elektrischen Feldes der Mikrowelle ist, bestimmt diese Gleichung die Zündfeldstärke der Entladung. Es ist diejenige Feldstärke, für welche die Ionisierungsrate gleich der Diffusionsverlustrate ist.

### 2.1.3 Stationäre Mikrowellen-Gasentladung

Während für den Zündprozeß die freie Diffusion der Elektronen maßgeblich ist, ergibt sich für eine stationäre Gasentladung eine Wechselwirkung zwischen Ionen und Elektronen, welche über ein Raumladungsfeld einen anderen, sogenannten ambipolaren Diffusionsprozeß bewirkt. Dieses Raumladungsfeld bremst die schnelle Diffusion der Elektronen und beschleunigt die langsame der Ionen.

Der Diffusionskoeffizient der ambipolaren Diffusion  $D_a$  ist gegeben durch [Brown 66]:

$$D_a = \frac{D_e \mu_I + D_I \mu_e}{\mu_I + \mu_e}, \quad (10)$$

wobei  $\mu_I$  bzw.  $\mu_e$  die Beweglichkeiten und  $D_I$  bzw.  $D_e$  die freien Diffusionskoeffizienten von Ionen und Elektronen sind. Nach Brown gilt [Brown 66]:

$$\frac{D_I}{\mu_I} = \frac{D_e}{\mu_e}, \quad (11)$$

woraus folgt:

$$D_a = \frac{2D_I \mu_e}{\mu_I + \mu_e} \approx 2D_I. \quad (12)$$

Somit wird der ambipolare Diffusionskoeffizient in der Größenordnung des Diffusionskoeffizienten der Ionen und damit deutlich kleiner als der freie Diffusionskoeffizient der Elektronen abgeschätzt.

Zwischen dem Fall der freien und dem der ambipolaren Diffusion gibt es einen Übergangsbereich, der theoretisch schwer zu erfassen ist. Eine mögliche theoretische Behandlung dieses Übergangs wurde von Allis und Rose [Allis 53] gegeben, die den für die Aufrechterhaltung eines Plasmas wesentlichen Parameter der Ionisierungsfrequenz durch eine effektive Diffusionslänge ausdrückten. Über die erfolgreiche Anwendung dieser Theorie auf Niederdruck-Plasmen wurde später von mehreren Autoren berichtet (siehe [Muller 80]). Allerdings ist die Beschreibungsmöglichkeit von Plasmen durch die ambipolare Diffusionstheorie zu kleinen Gasdrücken hin beschränkt. Wenn nämlich die mittleren freien Weglängen der Elektronen und Ionen vergleichbar mit den Gefäßdimensionen werden, kann man nicht mehr von Diffusion sprechen.

Wie von Self und Ewald [Self 66] herausgestellt, können bei der theoretischen Beschreibung eines stationären Plasmas in einem Modell zwei Grenzfälle des Elektronenverlustmecha-

nismus unterschieden werden, wobei im einen Fall die mittleren freien Weglängen der Elektronen und Ionen wesentlich kleiner und im anderen Fall wesentlich größer als die Gefäßdimensionen sind.

Der erste Fall ist derjenige der ambipolaren Diffusion nach Schottky ([Schottky 24]). Diese trifft zu, falls die mittleren freien Weglängen der Elektronen und Ionen klein gegen die Abmessungen des Plasmagefäßes sind, d.h. falls die Ladungsträger Stößen unterliegen bevor sie die Gefäßwand erreichen. Die Kontinuitätsgleichung einer stationären Gasentladung, bei welcher auf der linken Seite der Erzeugungsterm, d.h. die Ionisierungsrate durch Elektronenstoß und auf der rechten Seite der Verlustterm durch ambipolare Diffusion zur Wand steht, kann für den Fall einer zylindrischen Geometrie mit dem Radius  $R$  nach Tonks und Langmuir geschrieben werden als [Tonks 29]:

$$n_0 S = \frac{2.405^2}{R^2} D_a. \quad (13)$$

Hierbei bezeichnet  $n_0$  die Neutralgasdichte,  $S$  den Ratenkoeffizienten der Ionisierungsreaktion, welcher von der Elektronenenergie und der Gasart abhängt, und  $D_a$  den Diffusionskoeffizienten der ambipolaren Diffusion. Letzterer ist für den Fall schwachionisierter Plasmen, in denen die Iontemperatur (Maxwell-Verteilung angenommen) etwa der Neutralgastemperatur  $T_g$  entspricht, und wesentlich kleiner als die Elektronentemperatur  $T_e$  ist, durch folgenden Ausdruck zu beschreiben [Tonks 29]:

$$D_a = \frac{3\sqrt{\pi} T_e}{8 T_g} \frac{1}{n_0 \sigma(T_g)} \sqrt{\frac{k_B T_g}{m_i}}, \quad (14)$$

wobei  $\sigma(T_g)$  den Stoßquerschnitt zwischen Ionen und Neutralgas kennzeichnet und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante ist.

Der zweite Fall des Elektronenverlustmechanismus ist die sogenannte Frei-Fall-Näherung nach Tonks und Langmuir, welche bei kleinem Gasdruck zutrifft, wenn die mittleren freien Weglängen der Elektronen und Ionen groß gegen die Gefäßabmessungen sind. In diesem Fall ergibt sich für zylindrische Geometrie der folgende Ausdruck [Tonks 29]:

$$n_0 S = \frac{0.7722}{R} \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_i}}, \quad (15)$$

mit der Ionenmasse  $m_i$  und der Elektronentemperatur  $T_e$ . Diese Formel beschreibt das Ausströmen der Ladungsträger aus dem Plasma mit Ionenschallgeschwindigkeit. Die Ionen

fallen im elektrostatischen Potential, welches durch die schnelleren Elektronen aufgebaut wird, frei auf die Wand, ohne zu stoßen.

Self und Ewald untersuchten den Übergangsbereich, in dem die mittleren freien Weglängen weder sehr groß noch sehr klein gegen die Gefäßdimensionen, sondern mit diesen vergleichbar sind [Self 66] und fanden, daß die ambipolare Diffusionstheorie und die Frei-Fall-Theorie in diesem Bereich ineinander übergehen und etwa gleich gute Näherungen liefern.

#### 2.1.4 Einfluß eines Magnetfeldes

Da die zu untersuchenden Mikrowellenplasmen im Druckbereich um 1 Pa nur mit Hilfe eines Magnetfeldes zu zünden bzw. aufrechtzuerhalten sind, sollen im folgenden Abschnitt die möglichen Wirkungen eines Magnetfeldes auf eine Mikrowellen-Gasentladung aufgezeigt werden. Dabei wird insbesondere das Konzept der effektiven Diffusionslänge auf den Fall eines Plasmas mit Magnetfeld erweitert, wie es von Lax, Allis und Brown [Lax 50] beschrieben wurde. Diese Beschreibung bezieht sich auf den Fall der freien Diffusion der Elektronen, der bei der Zündung der Gasentladung gegeben ist, und trifft für die ambipolare Diffusion in einer stationären Gasentladung in modifizierter Form zu (siehe [Brown 66]).

Ein Magnetfeld bewirkt eine Verringerung der Diffusion in der Richtung senkrecht zu den Magnetfeldlinien, da die Ladungsträger und insbesondere die Elektronen mit ihren relativ kleinen Gyroradien in dieser Richtung nur noch durch Stöße mit der Schrittweite ihres Gyroradius diffundieren können. Die Diffusion parallel zum Magnetfeld bleibt unbeeinflusst. Dies läßt sich mit dem Konzept einer effektiven Diffusionslänge  $\Lambda_b$  beschreiben, welche den Einfluß eines Magnetfeldes mit axialer Orientierung der Magnetfeldlinien, d.h. Orientierung parallel zur z-Richtung berücksichtigt [Brown 56]:

$$\frac{1}{\Lambda_b^2} = \left( \frac{\nu_c^2}{\omega_b^2 + \nu_c^2} \left( \frac{1}{\Lambda_x^2} + \frac{1}{\Lambda_y^2} \right) \right) + \frac{1}{\Lambda_z^2}. \quad (16)$$

Dabei wird das Plasmagefäß bei den zu betrachtenden kleinen Gasdrucken in den Querschnittsrichtungen x und y als etwa um das Verhältnis der Gyrationfrequenz zur Stoßfrequenz der Elektronen vergrößert beschrieben, falls das Magnetfeld homogen und parallel zur z-Achse orientiert ist.

Bei bestimmten Frequenz- und Winkelverhältnissen zwischen der Kreisfrequenz, der Ausbreitungsrichtung und dem elektrischen Feldvektor der ins Plasma eingestrahlten Mikrowelle einerseits, und der Gyrationfrequenz im Magnetfeld, sowie den magnetischen Feldlinien ande-

rerseits, kann die Mikrowellenenergie resonant absorbiert werden. So tritt bei paralleler Einstrahlung bezüglich des Magnetfeldes und einem Winkel von  $90^\circ$  zwischen dem elektrischen Feldvektor der Mikrowelle und dem Magnetfeld, sowie Übereinstimmung der Kreisfrequenz der Mikrowelle mit der Gyrationfrequenz der Elektronen im Magnetfeld die Elektronen-Zyklotron-Resonanz (ECR) ein. Bei dieser Resonanz werden die Elektronen ständig durch den elektrischen Feldvektor der rechtszirkularen Welle beschleunigt, ohne daß Stöße zur Leistungsabsorption notwendig sind. Im Gegensatz zur nicht-resonanten Mikrowellen-Gasentladung ist die Leistungsabsorption für eine gegebene Elektronendichte  $n_e$  bei kleinem Druck am effektivsten, wie aus der für diesen Fall zutreffenden Absorptionsformel für die Leistungsdichte  $P_{abs}/V_{Plasma}$  hervorgeht [Brown 66]:

$$\frac{P_{abs}}{V_{Plasma}} = \frac{e^2}{2m_e} E_0^2 n_e \frac{\nu_c}{(\omega - \omega_{ce})^2 + \nu_c^2}. \quad (17)$$

$\omega_{ce}$  bezeichnet hier die Zyklotronfrequenz der Elektronen in einem Magnetfeld  $B$  und ist gegeben durch:

$$\omega_{ce} = \frac{e}{m_e} B. \quad (18)$$

Insbesondere mit der ECR-Bedingung ist es möglich, Mikrowellen-Plasmen bei einem kleinen Prozeßgasdruck von kleiner 1 Pa zu betreiben, was einen Vorteil für Prozeßplasmen, z.B. in Hinsicht auf die Anisotropie eines Ätzprozesses bedeuten kann [Matsuo 83]. Außerdem ergibt die hohe Effektivität der Leistungseinkopplung aus der Mikrowelle bei kleinem Druck eine hohe mittlere Elektronenenergie und einen hohen Ionisierungsgrad ([Ono 84], [Asmussen 89], [Geisler 90]).

Allerdings tritt, wie schon von Lax, Allis und Brown [Lax 50] herausgestellt, die ECR-Bedingung nur unter bestimmten Randbedingungen als die wesentliche Wirkung des Magnetfeldes bei der magnetfeldgestützten Zündung einer Gasentladung in Erscheinung, während die Wirkung in Hinsicht auf eine Verringerung der Diffusionsverluste, der sogenannte magnetische Einschluß, gleichzeitig immer vorhanden und prinzipiell nicht von der ECR-Bedingung zu trennen ist. Andererseits kann die Einschlußwirkung sehr wohl allein eintreten und beobachtet werden, wenn die Resonanzbedingung nicht erfüllt ist, bzw. wenn die Verweilzeit der Elektronen im resonanten Volumen zu klein ist, wie es bei kleinen Abmessungen des Plasmagefäßes der Fall sein kann.



## 2.2 MIKROWELLENAUSBREITUNG

### 2.2.1 Im Hohlleiter mit Dielektrikum

Bei dem Gasentladungsgefäß des Experimentes handelt es sich um einen Rechteck-Hohlleiter, welcher ausschließlich den linear polarisierten  $TE_{10}$ -Mode leitet, und deshalb auch als Monomode-Hohlleiter bezeichnet wird. Die Feldverteilung des elektrischen Feldes über den Hohlleiterquerschnitt ist sinusförmig, wie in Abb.1 gezeigt.

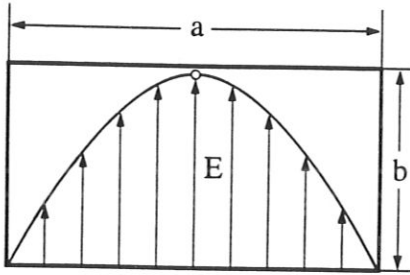


Abb. 1: Räumliche Verteilung des elektrischen Feldvektors der  $TE_{10}$ -Welle im Hohlleiterquerschnitt.

Entsprechend der quasi-optischen Betrachtung der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Hohlleiter ([Unger 67], [Meinke 86]), muß sich die ebene Welle auf solch eine Art den Randbedingungen im Hohlleiter anpassen, daß das elektrische Feld an den leitenden Seitenwänden jeweils zu Null wird, wobei sich die Ebenen gleicher Phase kohärent überlagern. Die schematische Darstellung der quasi-optischen Betrachtung der Ausbreitung von Mikrowellen im Rechteck-Hohlleiter, wie sie von Unger beschrieben wurde, zeigt Abb.2.

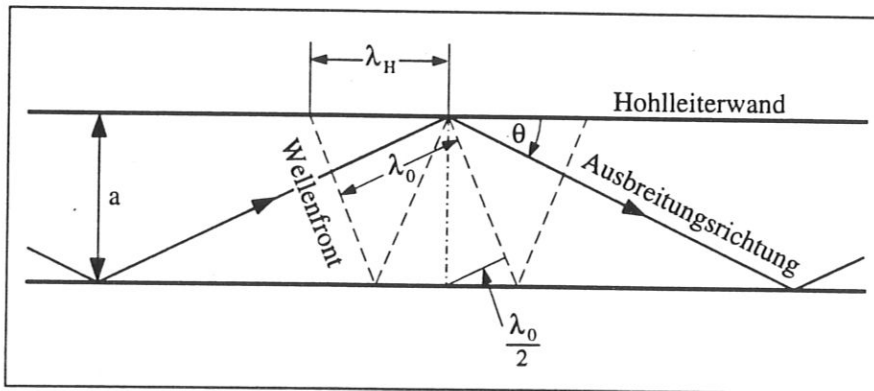


Abb. 2: Schematische Darstellung der quasi-optischen Betrachtung der Mikrowellenausbreitung im Rechteck-Hohlleiter.

Die sogenannte Hohlleiter-Wellenlänge  $\lambda_H$  bezeichnet dabei die Projektion der Freiraum-Wellenlänge auf die Hohlleiterwand, und entspricht dem Abstand zwischen Ebenen konstanter



Phase entlang der Hohlleiterwand. Der Winkel  $\Theta$  zwischen der Ausbreitungsrichtung der Welle und der Hohlleiterwand ergibt sich zu:

$$\cos\Theta = \frac{\lambda_0}{\lambda_H}, \quad (19)$$

wobei  $\lambda_0$  die Freiraum-Wellenlänge im Vakuum bezeichnet. Der Winkel  $\Theta$  nimmt mit zunehmender Wellenlänge  $\lambda_0$  ebenfalls zu, bis ein Winkel  $\Theta = 90^\circ$  erreicht ist, und damit eine axiale Wellenausbreitung im Hohlleiter nicht mehr möglich ist. Betrachtet man einen Rechteck-Hohlleiter mit  $TE_{10}$ -Mode und Vakuum, so entspricht dieser Fall der Cutoff-Wellenlänge  $\lambda_{co} = 2a$ , welche gleich der doppelten Länge der breiten Seite des Hohlleiters ist.

Wird der Hohlleiter jedoch von einem dielektrischen Medium ausgefüllt, so wird die Cutoff-Wellenlänge  $\lambda_{ce}$  durch die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  dieses Mediums wie folgt modifiziert [Meinke 86]:

$$\lambda_{ce} = \lambda_{co} \cdot \sqrt{\epsilon}. \quad (20)$$

In diesem Fall ergibt sich die Hohlleiter-Wellenlänge zu [Meinke 86]:

$$\lambda_H = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{ce}}\right)^2}}. \quad (21)$$

Die Gleichungen (19) und (21) stellen eine Beziehung zwischen dem Winkel der Wellenausbreitung bezüglich der Hohlleiterachse und der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  des Mediums her, in welchem die Ausbreitung erfolgt.

### 2.2.2 Im Plasma mit Magnetfeld

Im Gegensatz zum realen, begrenzten, inhomogenen und anisotropen Laborplasma, welches das Objekt der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit ist, soll in diesem Abschnitt zunächst ein unendliches, homogenes Modellplasma betrachtet werden.

Dabei wird angenommen, daß die Elektronen nur über kollektive Raumladungskräfte wechselwirken, und daß die schweren Ionen und Neutralgastteilchen ruhen. Im Ergebnis dieser Annahmen kann man die Ionen und Neutralen als eine stationäre, viskose Flüssigkeit ansehen, durch welche sich die Elektronen mit einer gewissen Reibungsdämpfung bewegen. Dieser Betrachtung entspricht die Bewegungsgleichung (4) aus Abschnitt 2.1.

Aus der Bewegungsgleichung (4) läßt sich eine komplexe Leitfähigkeit bzw., dazu äquivalent, eine komplexe Dielektrizitätskonstante des Plasmas herleiten. Die Ausbreitung einer ebenen elektromagnetischen Welle in einem homogenen Plasma der Permeabilität Eins kann dann durch die komplexe Dielektrizitätskonstante beschrieben werden [Heald 65].

Bestimmt ist die Ausbreitungscharakteristik dabei durch die charakteristischen Eigenschaften des Plasmas, d.h. durch die Plasmafrequenz  $\omega_{pe}$  der Elektronen,

$$\omega_{pe} = \sqrt{\left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}\right)}, \quad (22)$$

wobei  $n_e$  die Dichte,  $m_e$  die Masse und  $e$  die Elementarladung der Elektronen bezeichnen, und  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist, und durch die elastische Stoßfrequenz  $\nu_c$  der Elektronen mit den Neutralgasteilchen, nach Gleichung (5), Abschnitt 2.1.

Für den Fall einer festen Mikrowellenfrequenz, wie er im Hohlleiter-Experiment gegeben ist, kann das Ausbreitungsverhalten ohne Magnetfeld anhand des Verhältnisses von Mikrowellenfrequenz und Plasmafrequenz grob in zwei Bereiche unterteilt werden, welche durch eine sogenannte kritische oder Cutoff-Elektronendichte getrennt sind. Die kritische Dichte ergibt sich dabei aus der Plasmafrequenz, wenn diese gleich der Kreisfrequenz der eingespeisten Mikrowelle ist, nach Gleichung (22). Bei der im Experiment verwendeten Mikrowellenfrequenz von 2.45 GHz beträgt die so ermittelte kritische Elektronendichte  $7.45 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ . Für Dichten unterhalb der kritischen Dichte ist das Plasma als nahezu transparentes Dielektrikum anzusehen, während es für höhere Dichten opak ist und stark reflektiert. Dieses Verhalten gilt insbesondere für kleine Verhältnisse der Stoßfrequenz  $\nu_c$  zur Mikrowellenfrequenz  $\omega$  ( $\nu_c/\omega \leq 0.001$ ) und wird mit zunehmender Stoßfrequenz immer stärker modifiziert.

Führt man zusätzlich zu der oben beschriebenen Situation noch ein äußeres Magnetfeld ein, so wird die Betrachtung wesentlich komplizierter, da die Vektorbeziehungen der Wirkung eines Magnetfeldes  $\mathbf{B}_0$  auf die Elektronen berücksichtigt werden müssen. Entsprechend wird die Bewegungsgleichung erweitert zu [Heald 65]:

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e\mathbf{E}_0 \sin\omega t - e\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}_0 - \nu_c m_e \mathbf{v}_e, \quad (23)$$

wobei  $\mathbf{v}_e$  die vektorielle Geschwindigkeit eines Elektrons bezeichnet.

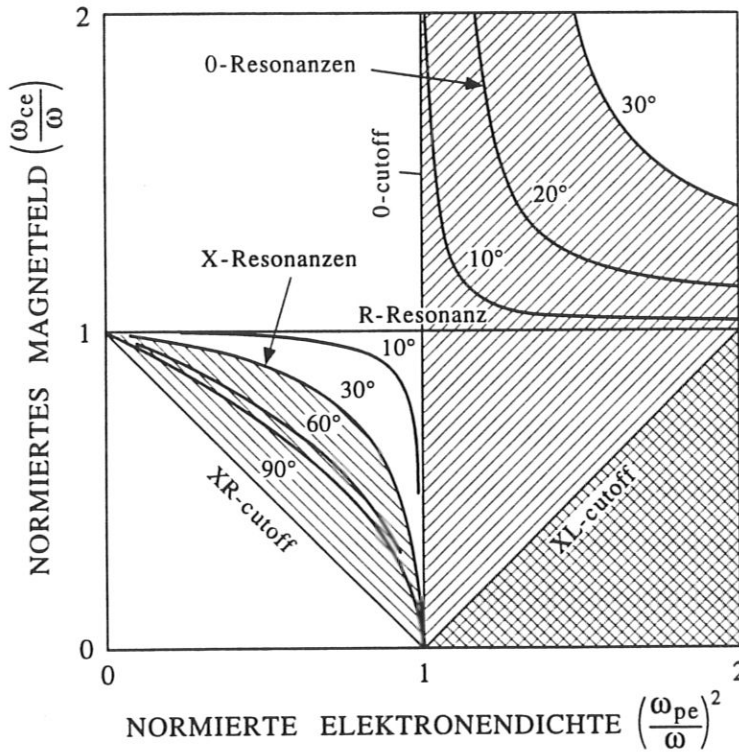
Die Ausbreitungscharakteristik für einen beliebigen Winkel  $\Theta$  zwischen den magnetischen Feldlinien und der Ausbreitungsrichtung der ebenen elektromagnetischen Welle wird durch die Appleton-Hartree-Gleichung beschrieben. Diese kann, bei Vernachlässigung von Stößen

( $\nu_c/\omega \leq 0.001$ ), und aufgelöst nach der dielektrischen Funktion  $\epsilon$  geschrieben werden als ([Heald 65], [Bittencourt 86]):

$$\epsilon = 1 - \frac{\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \sin^2 \Theta}{2(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2})} - \sqrt{\frac{\frac{\omega_{ce}^4}{\omega^4} \sin^4 \Theta}{4(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2})^2} + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \cos^2 \Theta}}. \quad (24)$$

$\omega_{ce}$  bezeichnet die Elektronen-Zyklotronfrequenz im Magnetfeld nach Gleichung (18).

In Abb.3 ist diese Ausbreitungscharakteristik für den stoßfreien Fall schematisch in einem CMA-Diagramm (Clemmov-Mullaly-Allis-Diagramm, [Clemmov 55], [Allis 63], [Stix 62]) gezeigt, in welchem Resonanzen und Cutoffs der vier Grundwellen: O-Welle = Ordentliche Welle, X-Welle = Außerordentliche Welle, R-Welle = Rechtszirkular polarisierte Welle, L-Welle = Linkszirkular polarisierte Welle, dargestellt sind.



**Abb. 3:** CMA-Diagramm mit Cutoffs und Resonanzen der vier Grundwellen für den stoßfreien Fall.

Die Abszisse des CMA-Diagramms entspricht einer normierten Elektronendichte  $n_e/n_e^{co}$ , wobei  $n_e^{co}$  die Cutoff-Dichte für ein nichtmagnetisiertes Plasma im freien Raum ist. Die Ordinate entspricht einem normierten Magnetfeld  $B/B_{resonant}$ , wobei  $B_{resonant}$  das Resonanz-

Magnetfeld bei der Elektronen-Zyklotron-Resonanz der rechtshändig polarisierten Welle (R-Welle) bezeichnet, welche bei einem Winkel  $\Theta = 0^\circ$  zwischen der Ausbreitungsrichtung der Welle und den Magnetfeldlinien eintritt. Bei einem Winkel von  $\Theta$  größer  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  kann, in Abhängigkeit von der aktuellen Elektronendichte im Plasma, die Upper-Hybrid-Resonanz als wesentlicher Prozeß der resonanten Energieübertragung in Erscheinung treten. Diese Resonanz hat ihre Ursache in der Wechselwirkung zwischen der Elektronen-Zyklotron- und der Elektronen-Plasmafrequenz. Bei den erwähnten Resonanzen wird ein sehr effizienter Energieübertrag aus der elektromagnetischen Welle auf die Plasmaelektronen erwartet, da sich die Phasengeschwindigkeit der Welle der Elektronengeschwindigkeit annähert und damit eine starke Kopplung von Wellenausbreitung und Teilchenbewegung eintritt.

Bei Annäherung an diese Resonanzen von der Seite niedrigen Magnetfeldes und niedriger Elektronendichte, d.h. aus der linken unteren Ecke des Diagramms, wird die Wellenausbreitung der Mikrowelle jedoch vor Erreichen einer möglichen Resonanz an einem Cutoff reflektiert, der keine weitere Wellenausbreitung zuläßt. Auch diese Betrachtung gilt streng nur für den stoßfreien Fall und wird mit zunehmender Stoßfrequenz modifiziert.

## 2.3 PLASMA- UND SCHICHTWACHSTUMSMODELLE

### 2.3.1 Plasmamodellierung - qualitative Betrachtung

Aus den exemplarischen Kontinuitätsgleichungen für zylindrische Geometrie, Gleichung (13) und (15), der beiden in Abschnitt 2.1.3. diskutierten Grenzfälle des stoßfreien bzw. stoßbestimmten (diffusiven) Elektronenverlustmechanismus eines stationären Plasmas können einige grundlegende Verhaltensweisen von Gasentladungen bei Änderung des Drucks, der Abmessungen des Entladungsgefäßes oder der Gasart abgeleitet werden.

Eine Verringerung der Neutralgasdichte führt im betrachteten Druckbereich um 1 Pa zu einer Erhöhung der Elektronentemperatur, wie z.B. von Behringer mit spektroskopischen Methoden an ECR-Plasmen in Methan, Argon und Stickstoff gemessen und nach den obigen Modellbetrachtungen modelliert [Behringer 91], wobei eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Messungen erzielt wurde. Die erhöhte Elektronentemperatur wiederum wirkt auf beide Seiten des Gleichgewichts, indem sie zum einen zwar bei gleichbleibenden Abmessungen die Verluste erhöht, zum anderen jedoch zu einem Anstieg des Ratenkoeffizienten  $S$  der Ionisierung führt. Dieser Anstieg von  $S$  mit  $T_e$  kann nun steiler sein, als derjenige des Verlustterms, was zu einem Anstieg der Ladungsträgerdichte mit abnehmender Neutralgasdichte

führen kann, oder er ist weniger steil, und die Ladungsträgerdichte nimmt mit zunehmender Neutralgasdichte ab.

Weiter ist ersichtlich, daß bei einer Verkleinerung des Radius  $R$ , die Verlustterme zunehmen. Damit das stationäre Gleichgewicht der Entladung erreicht werden kann, muß ein Anstieg der Elektronentemperatur erfolgen. Genau dieses umgekehrt proportionale Verhalten zwischen Radius und Elektronentemperatur wurde von Francis an zylindrischen Entladungsröhren mit unterschiedlichen Rohrdurchmessern beobachtet [Francis 56]. In kleineren Röhren werden also bei sonst gleichen Bedingungen höhere Elektronentemperaturen gemessen. Diese führen zu einem Anstieg des Ratenkoeffizienten der Ionisierung, womit die höheren Verluste ausgeglichen werden. Dieses Verhalten ist qualitativ für beide Grenzfälle dasselbe. Die Verluste sind jedoch aufgrund der quadratischen Abhängigkeit für die ambipolare Diffusion bei gleichem Radius geringer.

Der Einfluß der Gasart auf die Einstellung einer stationären Entladung wirkt sich wiederum über den Verlustterm aus. Der Übergang zu einem Gas mit einer größeren Ionenmasse bewirkt bei gleichen Abmessungen des Gefäßes eine Verringerung des Verlustterms, weshalb eine kleinere Elektronentemperatur zur Aufrechterhaltung des Gleichgewichts ausreicht. Genau dieses Verhalten, nämlich eine Abnahme der Elektronentemperatur mit der von Helium über Neon zu Argon ansteigenden Ionenmasse, wurde von Shirai et.al. bei Untersuchungen an einem ECR-Plasma beobachtet [Shirai 90], wobei der Druck etwa im Übergangsbereich zwischen den beiden oben aufgeführten Fällen lag, d.h. wo die mittleren freien Weglängen etwa den Abmessungen des Plasmagefäßes entsprachen.

Für diesen Übergangsbereich scheinen auch nach den Untersuchungen von Self und Ewald [Self 66], prinzipiell beide Betrachtungsweisen geeignet zu sein, wobei der Frei-Fall-Näherung wegen der einfacheren Handhabung und Überschaubarkeit bei einer Plasmamodellierung sicherlich der Vorzug zu geben ist.

Wie schon weiter oben erwähnt, hat Behringer den obigen Betrachtungen folgend erfolgreich ein Methan-Plasma modelliert, wobei er eine gute Übereinstimmung zwischen den mit optischer Spektroskopie bestimmten Konzentrationen an  $\text{CH}$  und  $\text{H}$  und den berechneten Werten fand. In den Rechnungen ergibt sich  $\text{CH}_3$  als dasjenige Radikal, welches deutlich in der höchsten Konzentration im Methan-Plasma vorkommt, während  $\text{CH}_4^+$  und  $\text{CH}_3^+$  die häufigsten Ionen sind. Die dominierende Rolle des  $\text{CH}_3$ -Radikals wurde auch schon früher durch andere Modellrechnungen zur Zusammensetzung von Methan-Plasmen herausgestellt,

so von Tachibana et.al. [Tachibana 84] oder von Kline et.al. [Kline 89]. Letzteres Modell orientiert sich dabei an massenspektrometrischen Untersuchungen eines Methan-Plasmas.

### 2.3.2 Einfaches Plasmamodell

Im folgenden soll ein vereinfachtes, stationäres Plasmamodell für die Bedingungen und die Geometrie der Hohlleiter-Entladung entworfen werden. Eingangsgröße der Modellierung ist die absorbierte Leistung, welche im Experiment aus eingestrahelter, reflektierter und transmittierter Leistung bestimmt wurde. Angenommen wird ein homogenes Plasmapakett in dem die eingestrahlte Mikrowellenleistung homogen über das gesamte Volumen verteilt absorbiert wird. Das Modell folgt den Grundlinien des Plasmamodells von Behringer [Behringer 91], bzw. der Modellierung eines Bogenplasmas von Tonks und Langmuir [Tonks 29]. Die Grundzüge des Modells werden zunächst am Methan-Plasma aufgezeigt, wobei der Unterschied zu Behringer in der Geometrie der Entladung und der Einbeziehung von Anregungsreaktionen in die Modellierung besteht. Dann wird das Modell auch auf ein Argon-Plasma angewandt, wobei die Vorhersagen hinsichtlich der Elektronentemperatur und -dichte später mit Langmuir-Sondenmessungen verglichen werden können.

Die Teilchenerzeugung von Elektronen, Ionen und neutralen Bruchstücken erfolgt in dem einfachen Plasmamodell ausschließlich durch Elektronenstoß. Dabei kann die Erzeugungsrate  $Q$  pro Volumen- und Zeiteinheit für jeden Erzeugungsprozeß wie folgt geschrieben werden:

$$Q = n_p \cdot n_e \cdot S, \quad (25)$$

wobei  $n_p$  die Dichte der Ausgangsspezies,  $n_e$  die Elektronendichte, und  $S$  den Ratenkoeffizienten der betrachteten Reaktion bezeichnet. Letzterer ist von der Elektronentemperatur abhängig, wobei für die Elektronen eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung angenommen wird.

Weiterhin wird eine konstante Hintergrunddichte von Methan angenommen, aus der durch Elektronenstoß neutrale Bruchstücke und Ionen erzeugt werden.

Nur die vier wichtigsten Teilchensorten:  $CH_3^+$ ,  $CH_4^+$ ,  $CH_3$  und  $H$  werden in die Modellierung einbezogen. Für jede dieser Teilchensorten und für die Elektronen ist für ein stationäres Plasma eine Gleichung des Typs:

$$n_e \sum_i n_{p,i} S_i = \frac{n}{\tau} \quad (26)$$

gültig, wobei der linke Erzeugungsterm eine Summe über alle Erzeugungsprozesse, ausgehend von der Dichte der Ausgangsspezies  $n_p$  darstellt, welcher durch einen Verlustterm entsprechend der mittleren Einschlußzeit  $\tau$  der Teilchensorte mit der Dichte  $n$ , auf der rechten Seite der Gleichung ausgeglichen wird. Die mittleren Einschlußzeiten der Teilchensorten im Plasmavolumen werden bei unserer Geometrie eines langgestreckten Plasmaquaders (Abmessungen  $3.4 \text{ cm} \times 7.2 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$ ) durch die radialen Verluste an den Hohlleiterwänden dominiert, wogegen die axialen Verluste zu vernachlässigen sind.

Für eine mittlere freie Weglänge der Elektronen und Ionen, welche groß ist im Vergleich zu den radialen Plasmaausdehnungen, und für eine rechteckige Plasmageometrie ergibt sich die Einschlußzeit für Elektronen und Ionen zu [Tonks 29]:

$$\frac{1}{\tau_e} = \left( \frac{0.4046}{a/2} + \frac{0.4046}{b/2} \right) \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_i}}, \quad (27)$$

wobei  $a$  und  $b$  die breite und die schmale Seite des Hohlleiter-Querschnitts bezeichnen.  $m_i$  ist die Ionenmasse,  $T_e$  die Elektronentemperatur und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante. Diese Gleichung folgt aus der Untersuchung einer ebenen Geometrie in Hinsicht auf die Potentialverteilung in einem Bogenplasma, wie sie von Tonks und Langmuir durchgeführt wurde. Es handelt sich dabei um die Frei-Fall-Näherung, bei der die Bewegung der Ionen durch das elektrische Feld bestimmt ist, das die auf die Wand treffenden Elektronen erzeugen. Alle Magnetfeldeinflüsse werden vernachlässigt, da der Gyrationradius der Ionen von der Größenordnung der radialen Hohlleiterabmessungen ist.

Die Elektronentemperatur wird über den gesamten Querschnitt als konstant angenommen. Für die neutralen Dissoziationsprodukte ( $\text{CH}_3$ ,  $\text{H}$ ), für welche eine kurze mittlere freie Weglänge angenommen wird, sind die Teilchenverluste durch die konventionelle Diffusion mit einem Diffusionskoeffizienten  $D$  [Hirschfelder 54]:

$$D = \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \frac{1}{(n_1 + n_0)\sigma_{1/0}} \sqrt{k_B T_g \frac{m_1 + m_0}{2m_1 m_0}} \quad (28)$$

bestimmt, wobei die betrachtete Teilchensorte mit dem Index 1 und das Neutralgas mit dem Index 0 bezeichnet sind. Der Wirkungsquerschnitt wird aus den Teilchenradien  $r_1$  und  $r_0$  der stoßenden Teilchensorten zu:

$$\sigma_{1/0} = \pi(r_1 + r_0)^2 \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$$



abgeschätzt. Die Neutralgastemperatur wird zu  $T_g = 500K$  angenommen, wie sie von Behringer in einem ECR-Plasma ähnlicher Leistungsdichte aus Rotationsspektren bestimmt wurde. Für den rechteckigen Querschnitt und eine konstante Teilchenerzeugung im gesamten Querschnitt, ergibt sich die Einschlußzeit für die Neutrals  $\tau_n$  nach [Hirschfelder 54] zu:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{3D}{(a/2)^2} + \frac{3D}{(b/2)^2}. \quad (29)$$

Die folgenden Elektronenstoßreaktionen (1) bis (6) werden mit den entsprechenden Energieüberträgen  $E_i$ , welche in Klammern gegeben sind, in das Modell einbezogen:

- (1)  $CH_4 + e \rightarrow CH_4^+ + 2e$  ( $E_1 = 12.6eV$ ),
- (2)  $CH_4 + e \rightarrow CH_3^+ + H + 2e$  ( $E_2 = 14.3eV$ ),
- (3)  $CH_3 + e \rightarrow CH_3^+ + 2e$  ( $E_3 = 12.6eV$ ),
- (4)  $CH_4 + e \rightarrow CH_3 + H + e$  ( $E_4 = 10eV$ ),
- (5) vibratorische Anregung von  $CH_4$  ( $E_5 = 0.5eV$ ),
- (6) elektronische Anregung von  $CH_4$  ( $E_6 = 12eV$ ).

Bis auf eine Ausnahme werden hierbei alle Dissoziationskanäle vernachlässigt, welche mehrere Reaktionen pro Teilchen erfordern, da die mittleren freien Weglängen bei einem Druck um 1 Pa im Bereich der radialen Gefäßdimension liegen und die Reaktionspartner im Mittel nach einer Dissoziationsreaktion auf die Wand treffen. Lediglich die Reaktionen von  $CH_4$  zu  $CH_3$  und weiter zu  $CH_3^+$  bilden eine Ausnahme, weil sich relativ große  $CH_3$ -Dichten einstellen. Die Ratenkoeffizienten  $S_1$  bis  $S_4$  werden von Ehrhardt und Langer [Ehrhardt 87] übernommen. Die Ratenkoeffizienten der vibratorischen Anregung wurden aus den Wirkungsquerschnitten in der Literatur [Tawara 90] aufintegriert. Der Energieübertrag von 0.5 eV wurde entsprechend den zwei wichtigsten vibratorischen Niveaus, wie sie in [Dillon 84] untersucht wurden, angenommen. Für die elektronische Anregung kann nur eine grobe Abschätzung getroffen werden. Der Wirkungsquerschnitt ist nach [Vušković 83] ähnlich dem der Dissoziationsreaktion (4), weshalb im Modell  $S_6 \approx S_4$  mit einem mittleren Energieübertrag von  $\sim 12 eV$  angenommen wird ([Tawara 90], [Vušković 83]).

Die absorbierte Leistungsdichte, welche im Experiment bestimmt wird, muß für den Fall eines stationären Plasmas gleich der Summe der Verlustleistungsdichten der Ionisations-, Dissoziations- und Anregungsreaktionen sein und ist dann im Modell durch folgenden Ausdruck gegeben:



$$\frac{P_{abs}}{V_{Plasma}} = \frac{P_{Verlust}}{V_{Plasma}} = \sum_{i=1, i \neq 3}^6 n_e n_0 S_i E_i + n_{CH_3} n_e S_3 E_3. \quad (30)$$

Zusammen mit dieser Gleichung, ergeben die fünf Bilanzgleichungen für die oben aufgeführten Teilchensorten und die Elektronen ein Gleichungssystem aus sechs Gleichungen für die sechs Unbekannten  $n_{CH_4^+}$ ,  $n_{CH_3}$ ,  $n_{CH_3^+}$ ,  $n_H$ ,  $n_e$  und  $T_e$ , für welches eine selbstkonsistente Lösung gefunden werden kann.

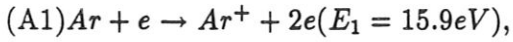
Als Bedingungen für die Plasma-Wand-Wechselwirkung werden angenommen: ein effektiver Stickingkoeffizient von Eins für alle geladenen Teilchensorten und für den atomaren Wasserstoff, dagegen wird für das Methylradikal ein effektiver Stickingkoeffizient  $s$  zwischen Null und Eins zugelassen (In Gleichung (26) wird  $n/\tau$  im Fall von  $CH_3$  ersetzt durch  $n \cdot s/\tau$ ).

Der beschriebene Formalismus gilt streng nur für eine geringe Verarmung der Ausgangskonzentration an  $CH_4$ . Sowohl das Experiment (siehe Abschnitt 4.1), als auch die Rechnungen zeigen jedoch, daß ein nicht zu vernachlässigender Anteil des einströmenden Methan-gasflusses ionisiert, dissoziiert und letztlich auf der Hohlleiterwand abgeschieden wird. Dies zu berücksichtigen erfordert ein erweitertes Wissen über die Oberflächenreaktionen, welche den Methanrückfluß von den Wänden, z.B. infolge von Rückätzreaktionen durch den atomaren Wasserstoff, bestimmen. In dem einfachen Plasmamodell sollen zunächst auch alle Gasflußeffekte vernachlässigt werden.

Weiterhin soll noch darauf hingewiesen werden, daß die Ergebnisse der Modellrechnungen auch eine relativ große Unsicherheit hinsichtlich der Ratenkoeffizienten der einbezogenen Reaktionen enthalten, da diese zu kleinen Elektronenenergien hin aus den experimentellen Daten extrapoliert werden müssen.

Eine direktere Überprüfung der Aussagen einer Modellierung nach dem einfachen Plasmamodell, die nicht durch Oberflächenreaktionen bei der Schichtabscheidung beeinflusst ist, sollte die Modellierung eines Argon-Plasmas und der Vergleich mit Elektronentemperaturen und -dichten, welche aus Messungen mit einer Langmuir-Sonde gewonnen wurden ermöglichen. Ein vereinfachtes Plasmamodell für ein Argon-Plasma in derselben Plasmageometrie wird dazu in analoger Weise wie das Methanmodell berechnet.

Im Falle des Argons wird das Modell noch einfacher, da nur zwei wesentliche Reaktionen einbezogen werden müssen. Dies sind die Elektronenstoßionisation und die elektronische Anregung des Argons, welche durch die folgenden Gleichungen (A1) und (A2), und die entsprechenden Energieüberträge  $E_i$  in den Klammern gegeben sind:



(A2)elektronische Anregung von Ar ( $E_2 = 14.3 eV$ ).

Die Ratenkoeffizienten für die Reaktion (A1) sind von Behringer [Behringer 91] oder von Lotz ([Lotz 67], [Lotz 68]) bekannt.

Für die elektronische Anregung (A2) wurde wiederum eine grobe Näherung eingeführt, welche auf der Untersuchung von Chutjian und Cartwright beruht [Chutjian 81]. Diese führt 23 elektronische Anregungsniveaus des Argons innerhalb eines Bereiches bis zu 14.3 eV oberhalb des Grundniveaus auf. Die Anregungsniveaus liegen damit relativ dicht bei der Ionisierungsenergie des Argons, und die Summe der Ratenkoeffizienten der Anregungsreaktionen kann als etwa gleich zum Ratenkoeffizienten der Ionisierungsreaktion abgeschätzt werden. Diese Abschätzung bedeutet, daß nahezu die Hälfte der absorbierten Energie in Anregungsprozessen dissipiert wird.

### 2.3.3 Schichtwachstumsmodell für C:H-Schichten

Um die Temperaturabhängigkeit der Abscheiderate von C:H-Schichten, welche aus  $C_6H_6$  [Deutsch 88] bzw. einem Ar/CH<sub>4</sub>-Gemisch [Kersten 90] abgeschieden wurden, beschreiben zu können, wurde von Deutsch et.al. ein Schichtwachstumsmechanismus über eine adsorbierte Schicht vorgeschlagen (Adsorbed Layer Model).

Im Gegensatz zu einem Schichtwachstum über eine direkte chemische Reaktion, bei welchem die Abscheiderate nach dem Arrhenius-Gesetz mit steigender Temperatur zunehmen sollte, wird nämlich im Falle der C:H-Schichten mit steigender Substrattemperatur eine Abnahme registriert.

Diese Abnahme ist durch ein temperaturabhängiges Desorptions-Adsorptions-Gleichgewicht bestimmt. Die durch Physisorption über induzierte Dipolkräfte (Van-der-Waals Bindung) adsorbierten Teilchen verweilen dabei eine charakteristische Zeit auf der Oberfläche der wachsenden Schicht, bis sie wieder desorbieren. Der temperaturabhängige Desorptionsvorgang wird durch die Frenkel-Gleichung beschrieben:

$$\tau = \tau_0 \cdot e^{\frac{E_{des}}{k_B T_S}}. \quad (31)$$

Dabei ist  $\tau$  die Verweilzeit,  $\tau_0$  die charakteristische Zeit für eine Schwingungsperiode der Bindung,  $E_{des}$  die Desorptionsenergie, welche die Bindungsstärke beschreibt, und  $k_B$  und  $T_S$  sind die Boltzmann-Konstante bzw. die Substrattemperatur.

Während der Verweilzeit können die adsorbierten Teilchen durch einen Energieübertrag bei einem Stoßprozeß mit einem Ion, d.h. ioneninduziert, eingebaut werden.

Der Adsorptionsvorgang selbst hängt von einem sogenannten Stickingkoeffizienten  $\chi$  ab, welcher einer Warscheinlichkeit entspricht, mit der ein auftreffendes Teilchen seine kinetische Energie an den Festkörper abgibt und durch ein bindendes Oberflächenpotential adsorbiert wird.

Die adsorbierten Teilchen bedecken die Oberfläche der wachsenden Schicht in Abhängigkeit von der Substrattemperatur. Der Bedeckungsgrad  $\Theta$  ist dabei ein Maß für die Besetzung von möglichen Adsorptionsplätzen pro Flächeneinheit ( $n_0$ ) mit adsorbierten Teilchen.

Nach dem Adsorbed Layer Model ergeben sich die Teilchenzahlen pro Flächeneinheit in der adsorbierten Schicht  $n_{ads}$  bzw. in der aufwachsenden Schicht  $n_{bulk}$  zu:

$$\frac{dn_{ads}}{dt} = \chi N_{Neutrale} j_{Neutrale} (1 - \Theta) - \Theta \frac{n_0}{\tau} - \Theta n_0 j_{Ionen} \sigma_{link}, \quad (32)$$

$$\frac{dn_{bulk}}{dt} = \Theta n_0 j_{Ionen} \sigma_{link}. \quad (33)$$

Der ioneninduzierte Einbau wird mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{link}$  und der Ionenstromdichte  $j_{Ionen}$  beschrieben.

Da der Bedeckungsgrad  $\Theta$  aufgrund der thermischen Desorption mit steigender Temperatur sinkt, und die Änderung der Teilchendichte in der aufwachsenden Schicht direkt proportional zum Bedeckungsgrad ist, nimmt die Abscheiderate mit steigender Temperatur ab.

Für ein stationäres Gleichgewicht zwischen Adsorption und Desorption kann die Zeitabhängigkeit von  $n_{ads}$  zu Null gesetzt und der Bedeckungsgrad aus den Bilanzgleichungen eliminiert werden. Für die Aufwachsrate erhält man dann:

$$\frac{dn_{bulk}}{dt} = \frac{j_{Ionen} j_{Neutrale} \chi N_{Neutrale} n_0 \sigma_{link}}{\chi N_{Neutrale} j_{Neutrale} + n_0 \sigma_{link} j_{Ionen} + \frac{n_0}{\tau}}. \quad (34)$$

v.Keudell et.al. erweiterten das Adsorbed Layer Model dahingehend, daß Aussagen über das Beschichtungsgas und der direkte Einbau energiereicher Ionen mit berücksichtigt werden [v.Keudell 92a]. Es wurden die dominanten Spezies in einem Methan-Plasma ( $\text{CH}_3$ ,  $\text{CH}_4^+$ ,  $\text{CH}_3^+$ ,  $\text{CH}_4$  und H), und ihre Eigenschaften für das Schichtwachstum einbezogen, wobei insbesondere die Oberflächenreaktionen mit atomarem Wasserstoff eine wichtige Rolle spielen.

Unter Beachtung der verschiedenen Adsorptions- und Desorptionsmechanismen hinsichtlich der Teilchendichte  $n_{CH_3}$  des Methylradikals in der adsorbierten Schicht, der Teilchenflüsse von Methylradikalen  $j_{CH_3}$ , atomarem Wasserstoff  $j_H$  und der wesentlichen Ionen  $CH_3^+$  und  $CH_4^+$   $j_{Ionen}$ , sowie der Teilchendichte des kovalent gebundenen Kohlenstoffs  $n_C$  in der aufwachsenden Schicht, ergeben sich damit für das Wachstum einer C:H-Schicht aus einem Methan-Plasma folgende modifizierte Bilanzgleichungen:

$$\frac{dn_{CH_3}}{dt} = \chi_{CH_3} j_{CH_3} (1 - \Theta) - \Theta \frac{n_0}{\tau} - \Theta n_0 j_{Ionen} \sigma_{link} - \Theta n_0 j_H \sigma_{ads} \quad (35)$$

$$\frac{dn_C}{dt} = \Theta n_0 j_{Ionen} \sigma_{link} + \chi_{Ionen} j_{Ionen} - (1 - \Theta) \frac{1}{3} n_0 j_H \sigma_C. \quad (36)$$

$\chi_{CH_3}$  und  $\chi_{Ionen}$  sind die Stickingkoeffizienten für das Methylradikal und die Ionen.  $n_0$  bezeichnet wiederum die Anzahl der Adsorptionsplätze pro Flächeneinheit und  $\tau$  ist die Verweilzeit nach der Frenkelgleichung (31). Während  $\sigma_{link}$  wie oben den ioneninduzierten Einbau beschreibt, stehen  $\sigma_{ads}$  für die Ätzreaktion des atomaren Wasserstoffs bezüglich des Methylradikals in der Adsorbatschicht und  $\sigma_C$  für diejenige bezüglich des Kohlenstoffs in der aufwachsenden C:H-Schicht. Der Faktor  $1/3$  berücksichtigt, daß bei einem H/C-Verhältnis von eins, wie es in den abgedehnten Schichten festgestellt wurde, noch weitere drei Wasserstoffatome mit einem eingebauten Kohlenstoffatom reagieren müssen, um ein Methanmolekül zu formen, welches dann leicht desorbiert. Für ein stationäres Adsorptions-Desorptionsgleichgewicht kann der Bedeckungsgrad  $\Theta$  wiederum eliminiert werden, und es folgt der Ausdruck für die zeitliche Änderung der Kohlenstoffatome pro Flächeneinheit in der aufwachsenden Schicht, welcher die Abscheiderate beschreibt zu:

$$\frac{dn_C}{dt} = \frac{\chi_{CH_3} n_0 j_{CH_3} j_{Ionen} \sigma_{link}}{\chi_{CH_3} j_{CH_3} + \frac{n_0}{\tau} + n_0 j_{Ionen} \sigma_{link} + n_0 j_H \sigma_{ads}} + \chi_{Ionen} j_{Ionen} - \frac{\frac{n_0}{\tau} + n_0 j_{Ionen} \sigma_{link} + n_0 j_H \sigma_{ads}}{\chi_{CH_3} j_{CH_3} + \frac{n_0}{\tau} + n_0 j_{Ionen} \sigma_{link} + n_0 j_H \sigma_{ads}} \frac{1}{3} n_0 j_H \sigma_C. \quad (37)$$

Um die modellierten Abscheideraten über die Anpassungsparameter der Wirkungsquerschnitte der aufgeführten Reaktionen und der Desorptionsenergie den experimentell bestimmten Abscheideraten anpassen zu können, müssen die Teilchenflüsse auf das Substrat und die Stickingkoeffizienten bekannt sein bzw. angenommen werden. Weiterhin wird angenommen, daß die Anzahl  $n_0$  der Adsorptionsplätze gleich der Anzahl der Kohlenstoffatome in einer Mo-

nolage der C:H-Schicht ist, welche aus der Massendichte der abgeschiedenen C:H-Schichten zu  $1.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  bestimmt wird.

Mit diesem erweiterten Modell ist es möglich die Temperaturabhängigkeit der Abscheiderate aus einem Methanplasma von 300 K bis 700 K zu modellieren (Abb.4), und darüberhinaus auch Änderungen in den Schichteigenschaften zu erklären [v.Keudell 92a].

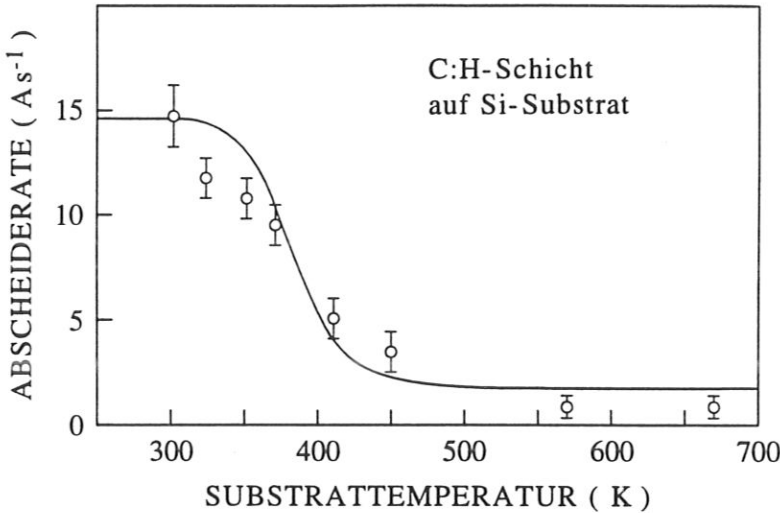


Abb. 4: Vergleich der Modellrechnung nach dem erweiterten 'Adsorbed Layer'-Modell (durchgezogene Linie) mit den Abscheideraten von C:H-Schichten die bei variiertem Substrattemperatur im Experiment bestimmt wurden.

#### 2.3.4 Erweitertes Plasma- und Schichtwachstumsmodell

Die Kopplung des erweiterten 'Adsorbed Layer'-Schichtwachstumsmodells mit einem gasflußabhängigen Plasmamodell, welches sich in den Grundzügen an der oben beschriebenen einfachen Plasmamodellierung orientiert, erlaubt schließlich die simultane Modellierung von einem Methanplasma und dem Schichtwachstum aus diesem Plasma (siehe [v.Keudell 92b]). Die Stickingkoeffizienten  $\chi_{Ionen}$  und  $\chi_{CH_3}$  werden dabei zu Eins angenommen, und die Teilchenflüsse werden aus den Teilchendichten  $n$  und den Einschlußzeiten  $\tau$  der Plasmamodellierung gewonnen, indem diese mit dem Verhältnis von Plasmavolumen  $V_{Plasma}$  zu Plasmaoberfläche  $A_{Plasma}$  nach dem folgenden Beispiel für die Methylradikale normiert werden:

$$j_{CH_3} = \frac{n_{CH_3}}{\tau_{CH_3}} \cdot \frac{V_{Plasma}}{A_{Plasma}} \quad (38)$$

Die Teilchendichten werden in der Plasmamodellierung simultan mit den Oberflächenre-

aktionen des Schichtwachstumsmodells bestimmt, wobei die Einschlußzeiten in den Teilchenbilanzgleichungen mit entsprechenden Termen korrigiert werden, welche die Adsorptions- und Desorptionsreaktionen an den Gefäßwänden berücksichtigen. So muß zu dem System von Bilanzgleichungen, wie es bei dem einfachen Plasmamodell angegeben ist auch noch eine Bilanzgleichung für den molekularen Wasserstoff hinzugefügt werden, da einerseits atomarer Wasserstoff der an der Oberfläche nicht mit einem Methylradikal reagiert, dort rekombiniert und molekular ins Plasma zurückkehrt, und andererseits pro Kohlenstoffatom nur ein Wasserstoffatom in der Schicht verbleibt. Daraus folgt, daß pro eingebautem Methan-Ion drei Wasserstoffatome ins Plasma zurückkehren müssen. Auch dieser Wasserstoffrücktransport wird als molekular angenommen. Der molekulare Wasserstoff im Plasma kann dann seinerseits durch Elektronenstoß wieder dissoziiert werden und so erneut atomaren Wasserstoff für die Ätzreaktionen liefern.

### 2.3.5 Modifiziertes Modell für Laufentladung

Im folgenden soll das simultane Plasma- und Schichtwachstumsmodell von v.Keudell, welches für die Beschreibung der Abscheidung von C:H-Schichten aus einer lokalisierten Hohlleiter-Entladung in Methan entwickelt wurde, in modifizierter Form auch auf die Hohlleiter-Laufentladung angewandt werden.

In dem gasflußabhängigen Plasmamodell werden die Bilanzgleichungen für jede Teilchensorte wie folgt beschrieben [v.Keudell 92b]:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_l n_e n_l S_{el} + \frac{n_i}{\tau_{radial}} + \Phi_{ein} - \Phi_{aus}. \quad (39)$$

Für ein stationäres Plasma ist die Zeitableitung Null. Der erste Term beschreibt die Erzeugungs- und Vernichtungsreaktionen bezüglich der Teilchensorte  $i$  im Plasma. Der zweite Term beschreibt die radialen Teilchenverluste aus dem Plasma entsprechend der Einschlußzeiten, die schon beim einfachen Plasmamodell diskutiert wurden. Die Terme  $\Phi_{ein}$  und  $\Phi_{aus}$  stehen für die Einströmung des Methan-Ausgangsgases ins Plasmavolumen und die Ausströmung des Restgases aus demselben. Die Strömungsgeschwindigkeit des Methanflusses ins lokalisierte Plasma liegt für die untersuchten Gasflüsse bei einigen Metern pro Sekunde.

Die beiden letzteren Terme müssen für die Modellierung der Laufentladung gegenüber dem Modell des lokalisierten Plasmas modifiziert werden. Entsprechend der axialen Bewegung des Plasmapaketes mit der Laufgeschwindigkeit  $v_L$  gelangt einerseits pro Zeiteinheit eine

größere Anzahl an Methanmolekülen als Ausgangsstoff der Plasmareaktionen ins Plasma, andererseits geht pro Zeiteinheit auch eine größere Anzahl von allen im Plasma erzeugten Teilchensorten verloren. Die entsprechenden geschwindigkeitsabhängigen Erweiterungsterme zu Gleichung (39), bezogen auf das Beispiel Methan sind dann:

$$(39) \rightarrow (39) + n_{0,Gas} v_L \frac{A_Q}{V_{Plasma}} - n_{CH_4} v_L \frac{A_Q}{V_{Plasma}}. \quad (40)$$

Dabei bedeutet  $n_{0,Gas}$  das einströmende und  $n_{CH_4}$  das aus dem Plasma ausströmende Methangas.  $A_Q$  ist der Hohlleiter-Querschnitt und  $V_{Plasma}$  das Volumen des Plasmapaketes. Für die anderen Teilchensorten des Methan-Plasmas wird nur der entsprechende Ausströmterm eingesetzt.

Inwieweit eine solche Beschreibung des Laufentladungsplasmas als Plasmapakete berechtigt ist, und wie sich die modellierten Abscheideraten und Leistungsdichten der Laufentladung mit den experimentell ermittelten vergleichen, wird in Abschnitt 5 diskutiert.



### 3 EXPERIMENT

#### 3.1 VERSUCHSAUFBAU LOKALISIERTE HOHLLEITER-ENTLADUNG

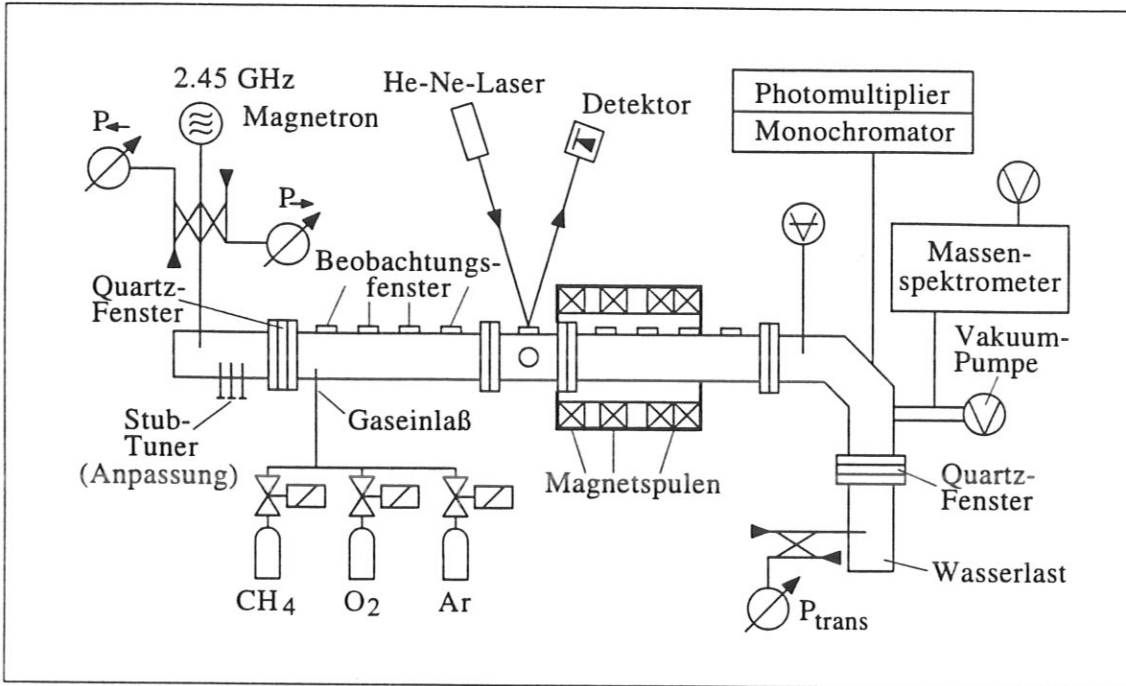


Abb. 5: Experimenteller Aufbau für die Untersuchungen zur lokalisierten Hohlleiter-Entladung.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb.5 gezeigt. Die Mikrowellenleistung mit einer Frequenz von 2.45 GHz wird von einem regelbaren Magnetron erzeugt, welches im Dauerbetrieb maximal 1 kW Leistung liefern kann. Ein Zirkulator schützt das Magnetron gegen eine zu hohe reflektierte Leistung. Die linear polarisierte Mikrowelle wird im TE<sub>10</sub>-Mode in einen Standard-Rechteckhohlleiter (Querschnitt: 7.2cm×3.4 cm) eingespeist. Durch vakuumdichte Quarzfenster tritt die Mikrowelle in den ca. 120 cm langen Vakuumbereich der Versuchsanlage ein und aus ihm wieder aus. Der Vakuumbereich ist ebenfalls in der Form des Standard-Rechteckhohlleiters ausgeführt. Am Ende der Apparatur und am zweiten Ausgang des Zirkulators wird die transmittierte bzw. reflektierte Mikrowellenleistung jeweils in einen wassergekühlten Mikrowellenabsorber geleitet.

Die eingespeiste, reflektierte und transmittierte Leistung kann mit Hilfe dreier Richtkoppler und eines kalibrierten Leistungsmeßgerätes gemessen werden. Eine Anpassung der Mikrowelle an das Plasma ist mit einem Schraubentransformator (Stub-Tuner) möglich.



Ein Satz von vier wassergekühlten Magnetfeldspulen ist koaxial um den Hohlleiter herum angeordnet. Diese Spulen sind auf einem mechanisch bewegbaren Schlitten gelagert und können für das 'moving-coil'-Verfahren mit diesem entlang der Hohlleiterachse bewegt werden. Für die Untersuchungen dieser Arbeit wurden sie jedoch an einer festen Position belastet. Die Magnetfeldstärke und -konfiguration wurden mit Hilfe eines Computerprogramms [KOSCR 89] als Funktion des Spulenstroms berechnet. Die berechneten Magnetfeldkonfigurationen für zwei ausgewählte maximale Magnetfeldstärken, die im Experiment näher untersucht wurden, sind im Anhang gezeigt (Abb.53-56).

Der Vakuumbereich der Apparatur ist mit einer Anzahl von runden Fenstern versehen, die diagnostischen Zwecken dienen. So wird die Lichtemission des Plasmas visuell beobachtet, und daraus das Plasmavolumen abgeschätzt.

Die Abscheiderate der aufwachsenden C:H-Schichten wurde mittels in-situ Laserinterferometrie mit einem He-Ne-Laser bestimmt. Eine Ausführung des Laserinterferometers mit Strahlteiler und Einfall des Laserlichts unter zwei verschiedenen Einfallswinkeln ermöglichte die gleichzeitige Bestimmung von Schichtdicke und Brechungsindex der aufwachsenden Schicht. Weiterhin wurden Siliziumproben auf dem Boden des Rechteckhohlleiters ausgelegt und beschichtet, um nach der Entnahme mittels hochenergetischer Ionenstrahlen, ex-situ-Ellipsometrie, Profilometrie und Infrarotspektroskopie untersucht zu werden.

Eine Turbomolekularpumpe evakuiert den Vakuumbereich der Apparatur bis auf einen Basisdruck von ca.  $10^{-4}$  Pa. Das Prozeßgas (Methan für die Schichtabscheidung, Sauerstoff für das Reinigungsätzen oder Argon für die Langmuir-Sondenmessungen) wird in der Nähe des Mikrowellen-Eintrittsfensters eingespeist, wobei der Gasfluß über eine kalibrierte Flußsteuerung eingestellt wird. Mittels eines Ventils zwischen dem Rezipienten und der Turbomolekularpumpe können Gasdruck und Gasfluß unabhängig voneinander eingestellt werden.

Im Bereich des Abpumpstutzens ist ein differentiell gepumptes Quadrupol-Massenspektrometer installiert. Außerdem steht in einem begrenzten Wellenlängenbereich eine Emissionsspektroskopie zur Verfügung.

### 3.2 VERSUCHSAUFBAU HOHLLEITER-LAUFENTLADUNG

Für die Experimente mit der Hohlleiter-Laufentladung wurde der Vakuumbereich des Versuchshohlleiters auf dreieinhalb Meter verlängert, sodaß sich eine Lauflänge von etwa drei Metern ergab, wie in Abb.6 gezeigt ist.

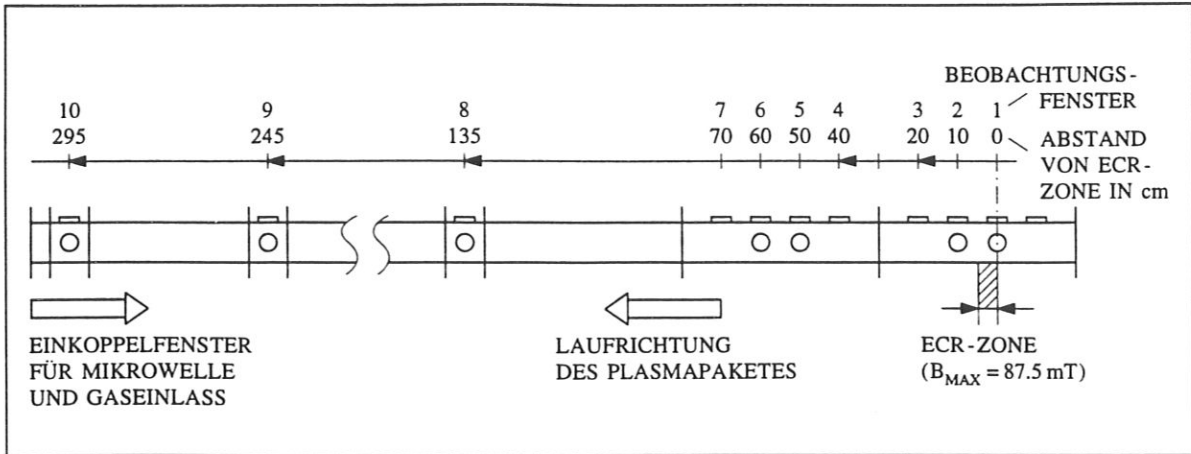


Abb. 6: Verlängerungsbereich des Versuchsaufbaus für Untersuchungen zur Hohlleiter-Laufentladung.

Bis auf zwei Experimente bleibt der weitere Versuchsaufbau für alle Experimente zur Untersuchung der Laufentladung derselbe, wie er für die lokalisierte Hohlleiter-Entladung nach Abb.5 beschrieben wurde. Die Aufteilung der Beobachtungsfenster, welche in Hinsicht auf die Untersuchung der Laufgeschwindigkeit bzw. der Abscheiderate einen Zugang zum Hohlleiter ermöglichen, geht ebenfalls aus Abb.6 hervor.

Bei zwei Experimenten zur Laufentladung wurde der Versuchsaufbau abgeändert. In dem einem Experiment wurde die Laufgeschwindigkeit einer durch Magnetfeldspulen bei der ECR-Bedingung gezündeten Laufentladung mit einer Laufentladung verglichen, welche durch Co/Sm-Permanentmagnete gezündet wurde. Dabei konnte aufgrund unterschiedlicher Wandstärken der Testhohlleiterteile (2 mm bzw. 8 mm) und der kurzen Reichweite des Magnetfeldes der Permanentmagnete, eine Zündung mit Permanentmagneten erst ca. 80 cm vor der ECR-Zone der Magnetspulen erfolgen, wo die Wandstärke nur 2 mm betrug. Der Maximalwert des Magnetfeldes, welches durch die Permanentmagnete auf der Achse des Hohlleiters erzeugt und mit einem Gaußmeter vermessen wurde, betrug etwa 50 mT, wobei die Magnetfeldlinien parallel zum elektrischen Feldvektor der Mikrowelle orientiert waren. Nur in einem kleinen Randbereich konnte ein Wert über dem ECR-Magnetfeld von 87.5 mT registriert werden. Das andere Experiment ergab sich aus Untersuchungen des Übergangs von der bei den Magnetfeldspulen lokalisierten Hohlleiter-Entladung zur Laufentladung. Bei einem Druck von etwa 50 Pa wurde versucht eine Laufentladung zu verwirklichen, bei der völlig auf ein Magnetfeld verzichtet werden kann, und bei der die Gasentladung dadurch gezündet

werden sollte, daß eine metallische Spitze (Aluminium-Schraube) in ca. 1.5 m Abstand vom Einkoppelfenster der Mikrowelle in den Versuchs-Hohlleiter eingebracht und damit eine lokale Überhöhung der Amplitude des elektrischen Feldes der Mikrowelle erzeugt wird.

### 3.3 IN-SITU-MESSVERFAHREN

#### 3.3.1 Druckmessung

Der Gasdruck wurde während der Experimente an einem speziellen Diagnostik-Stutzen des Versuchshohlleiters mit etwa einem Meter Abstand zum Plasma gemessen. Eine Berechnung des Druckabfalls nach [Wutz 86], welche mit entsprechenden Messungen an verschiedenen Beobachtungsfenstern des Hohlleiters (Abb.7) bestätigt wurde, ergab über die drei Meter Hohlleiterlänge, von der Prozeßgaseinspeisung in der Nähe des Eintrittsfensters der Mikrowelle bis zum Ort der Druckmessung, einen Druckabfall zwischen 20% und 60%, wobei dieser mit dem Gasfluß und der Ventilstellung des Hauptschiebers zur Turbomolekularpumpe variiert, wie in Abb.8 gezeigt ist.

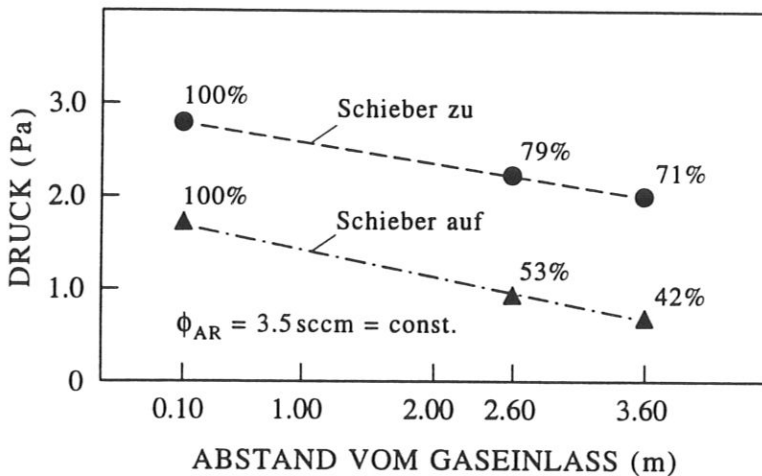


Abb. 7: Experimentelle Daten zum Druckabfall im verlängerten Versuchs-Hohlleiter mit zunehmendem Abstand vom Gaseinlaß.

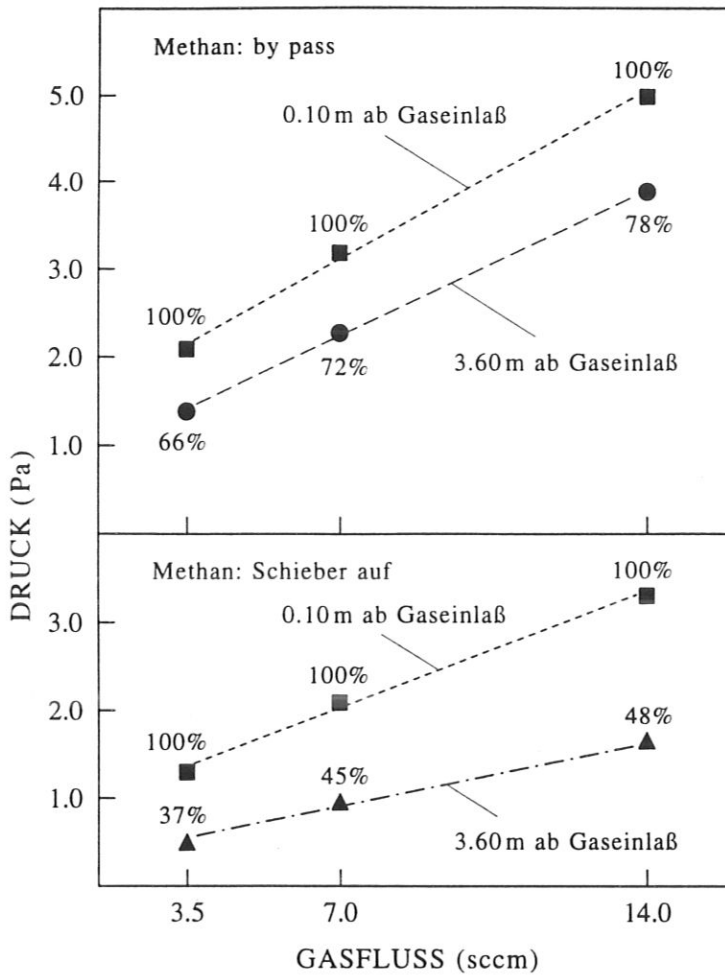


Abb. 8: Experimentelle Daten zum Druckabfall im verlängerten Versuchs-Hohlleiter bei variiertem Gasfluß.

### 3.3.2 Leistungsmessung

Die eingestrahnten, reflektierten und transmittierten Mikrowellenleistungen wurden mit Hilfe dreier Richtkoppler und eines kalibrierten Leistungsmeßgerätes gemessen. Das verwendete Leistungsmeßgerät, (Hewlett Packard, HP 432A), mißt die von den Richtkopplern ausgekoppelte Mikrowellenleistung über einen Thermistormeßkopf und eine Brückenschaltung und zeigt diese auf der kalibrierten Leistungsskala direkt an.

Die im Plasma absorbierte Leistung  $P_{abs}$  ergibt sich dann aus der eingestrahnten Leistung  $P_{ein}$ , der reflektierten Leistung  $P_{refl}$  und der transmittierten Leistung  $P_{trans}$  zu:

$$P_{abs} = P_{ein} - P_{refl} - P_{trans}. \quad (41)$$

Für die Experimente mit der stationären Hohlleiter-Entladung kann die absorbierte Leistung etwa auf 3% genau angegeben werden, da im Versuchshohlleiter praktisch keine Verluste auftreten.

Der verlängerte Hohlleiteraufbau für die Laufentladung ist dahingegen auch ohne Plasma mit etwa 20% Leitungsverlust behaftet, sodaß der Fehler bei der Bestimmung der absorbierten Leistung in der Größenordnung der festgestellten absorbierten Leistung abgeschätzt werden muß, und damit im Prinzip nur noch qualitative Trendaussagen möglich sind.

Da bei einem Vergleich von Plasmen unter gleichen Prozeßbedingungen im kurzen und im verlängerten Testhohlleiter jedoch etwa dieselben absorbierten Leistungsdichten festgestellt wurden, muß man annehmen, daß die im verlängerten Hohlleiter mit Plasma gemessenen Leistungen trotzdem realistisch sind. Die Ursache des hohen Leitungsverlustes ohne Plasma konnte nicht geklärt werden.

Zusätzlich wurde über eine Meßleitung in Hohlleiterausführung das Stehwellenverhältnis bestimmt, welches sich zwischen Stub-Tuner und Plasma im Hohlleiter einstellt. Die Meßleitung war dabei zwischen dem Schraubentransformator und dem Eintrittsfenster der Mikrowelle in den Vakuumbereich des Versuchshohlleiters installiert. Sie enthält eine mechanisch bewegbare, kapazitive Sonde, von der das ausgekoppelte Signal ebenfalls auf das kalibrierte Leistungsmeßgerät gegeben und von diesem als Intensität angezeigt wird. Die Kalibrierung der Eintauchtiefe der Sonde erfolgte bei Abschluß des Hohlleiters mit einem angepaßten Abschlußwiderstand, der einen perfekten Absorber darstellt, durch Vergleich mit der über den Richtkoppler ausgekoppelten hinlaufenden Leistung.

### 3.3.3 Laserinterferometrie

Ein einfacher interferometrischer Aufbau mit einem He-Ne-Laser als Lichtquelle und einer Photodiode als Empfänger, wie er im Versuchsaufbau des Hohlleiter-Experimentes (Abb.5) angedeutet ist, erlaubt es die Abscheiderate der aufwachsenden C:H-Schichten in-situ zu bestimmen, soweit diese Schichten dünn und optisch transparent sind, und der Brechungsindex der Schichten bekannt ist.

Eine Ausführung des Laserinterferometers mit Strahlteiler und Einfall des Laserlichts unter zwei verschiedenen Einfallswinkeln ermöglicht nach Koch et.al. die gleichzeitige Bestimmung von Schichtdicke und Brechungsindex der aufwachsenden Schicht [Koch 91]. Der dafür verwendete Aufbau ist in Abb.9 gezeigt.

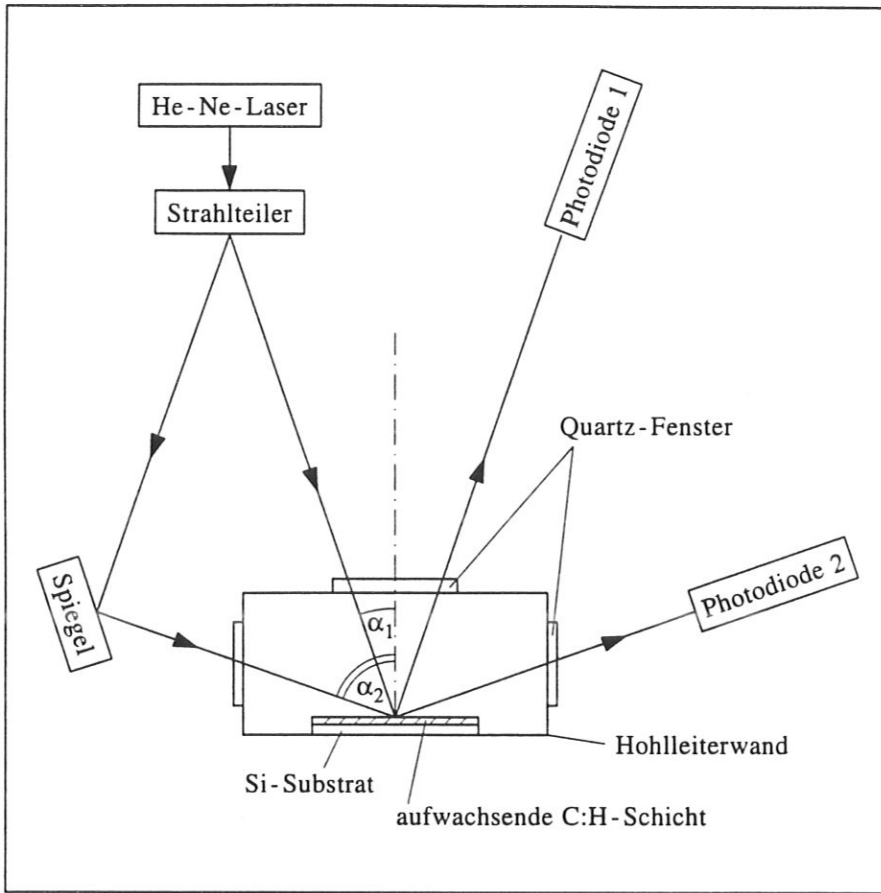


Abb. 9: Versuchsaufbau zur in-situ-Zweistrahllaserinterferometrie.

Um eine möglichst hohe Genauigkeit der Messung zu gewährleisten, muß die Differenz zwischen den beiden Winkeln  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  groß gewählt werden, um einen möglichst großen Unterschied in der Periodizität der detektierten Signale zu erhalten. Im Experiment wurden die Winkel mit  $7.2^\circ$  bzw.  $72^\circ$  vermessen. Die Überlagerung der, an der Schichtoberfläche der aufwachsenden Schicht, bzw. an der Substratoberfläche der verwendeten Silizium-Substrate reflektierten Strahlen, ergibt durch die Interferenz eine periodische Änderung der detektierten Intensitäten, welche von der Schichtdicke  $d_s$ , vom Brechungsindex der Schicht  $n_s$ , von der Laser-Wellenlänge  $\lambda_L$ , und von den Einfallswinkeln  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  abhängt.

Zwei bekannte Einfallswinkel erlauben die gleichzeitige Bestimmung von Schichtdicke und Brechungsindex für einen begrenzten Auftreffbereich der Laserstrahlen, welcher im Experiment etwa 0.5 mm Durchmesser mißt. Die Bestimmung der Schichtparameter erfolgt aus dem Verhältnis  $P = p_1/p_2$  der in einer bestimmten Zeit aufgezeichneten Perioden  $p_1$  und  $p_2$

der beiden Photodiodensignale.

Der Brechungsindex  $n_s$  ergibt sich daraus zu:

$$n_s = \sqrt{\frac{P^2 \sin^2 \alpha_2 - \sin^2 \alpha_1}{P^2 - 1}}, \quad (42)$$

während sich die Schichtdicke  $d_s$  aus einem der beiden Photodiodensignale berechnen läßt:

$$d_s = \frac{p_1 \lambda_L}{2 \sqrt{n_s^2 - \sin^2 \alpha_1}}. \quad (43)$$

### 3.3.4 Downstream Massenspektrometrie

Im Downstream der Hohlleiter-Entladung wurde ein Quadrupol-Massenspektrometer (Leybold, QMS 200) betrieben. Dieses war durch eine Blende von 0.45 mm Durchmesser vom Versuchsaufbau getrennt, und wurde differentiell gepumpt. Es sollte für einen qualitativen Vergleich zwischen dem ohne Plasma durch den Hohlleiter strömenden Methangas und dem mit Plasma registrierten Gasgemisch von Kohlenwasserstoffen und Wasserstoff dienen, und es ermöglichen, das Verhältnis von angebotenen zu abgeschiedenen Kohlenstoff und von sonstigen Änderungen in der Plasmazusammensetzung bei verschiedenen Prozeßparametern zumindest qualitativ abzuschätzen.

### 3.3.5 Emissionsspektroskopie

Ein Emissionsspektrum des Plasmalichts konnte im Wellenlängenbereich von etwa 350 bis 550 nm aufgenommen werden. Das Plasmalicht wurde dazu auf der Mittelachse des Hohlleiters mit einem Lichtleiterkabel ausgekoppelt und auf einen Monochromator gegeben, wobei die Wellenlänge durch einen Schrittmotor variiert wurde. Die Spektren wurden mit einem x-t-Schreiber aufgezeichnet. Von Interesse waren im beobachtbaren Wellenlängenbereich eine CH- und zwei Wasserstoff-Linien ([Mieno 91], [Raveh 92]). Die relativen Änderungen der Intensitäten bei variierten Prozeßparametern können dabei als Indikator für qualitative Änderungen der Plasmazusammensetzung dienen.

### 3.3.6 Langmuir-Sonde

Um quantitative Informationen über die Änderung wesentlicher Plasmaparameter mit dem Druck zu erhalten, und qualitative Schlußfolgerungen hinsichtlich der Wechselwirkung von

Mikrowelle und Plasma zu überprüfen, wurden in Argon-Plasmen mit einer Einzel-Langmuir-Sonde Elektronentemperaturen und Plasmadichten bestimmt.

Die Langmuir-Sonde wurde in der Mitte des Hohlleiterquerschnitts plaziert. Es wurde eine zylindrische Sondenform aus einem Molybdändraht von 0.8 mm Durchmesser und 3 mm Länge gewählt. Die Sonde wurde von der schmalen Seite des Hohlleiters her eingeführt und durch koaxiale Metall- und Keramikröhrchen abgeschirmt.

Entsprechend der Langmuirschen Sondentheorie sollte die Debyesche Abschirmlänge  $\lambda_D$ , welche gegeben ist durch:

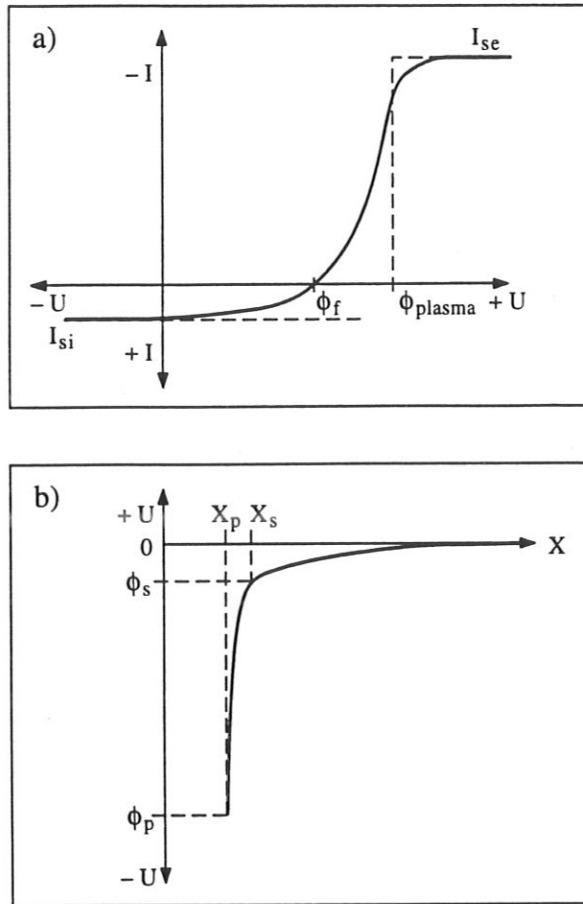
$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (44)$$

wobei  $\epsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante des Vakuums,  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $T_e$  die mittlere Elektronentemperatur bezeichnen, klein sein im Vergleich zur Sondendimension, welche wiederum klein sein sollte im Vergleich zu den mittleren freien Weglängen von Elektronen und Ionen [Langmuir 24]. Hinsichtlich dieser Forderungen wurde mit der eingesetzten Sonde ein Kompromiß gewählt.

Weiterhin mußte der Einfluß des Magnetfeldes berücksichtigt werden. Dabei wurde nach [Lipschultz 86] eine Bedingung gewählt, bei welcher der Larmor-Radius der Elektronen klein ist gegen den Sondendurchmesser. Annähernd erfüllt wurde diese Bedingung, indem die Sonde bei einem relativ hohen Magnetfeld von etwa 75 mT eingesetzt wurde. Diese Sondenposition auf der von der Mikrowellenstrahlung abgewandten Seite des Plasmas im Bereich eines relativ hohen Magnetfeldes garantierte gleichzeitig, daß keine Störeffekte durch das elektrische Feld der Mikrowelle auftraten, da die Mikrowelle durch das mehrere Wellenlängen starke Plasma bzw. durch den Cutoff abgeschirmt wurde. Damit waren nur Messungen für den Arbeitsmode A (siehe 4.1.1.) der Hohlleiter-Entladung mit einem maximalen Magnetfeld oberhalb des ECR-Magnetfeldes und ohne einen Anteil an transmittierter Mikrowellenleistung möglich. Bei Verringerung des maximalen Magnetfeldes bzw. bei einem Verfahren des Plasmas, sodaß die Sonde weiter zur Seite der Mikrowelleneinstrahlung vorrückte, konnten entsprechend zu den Überlegungen der Sondentheorie (Änderung der Bedingung hinsichtlich des Larmor-Radius) bzw. zu einer Störung der Messungen durch die eingestrahlte Mikrowelle, keine auswertbaren Sondenkennlinien aufgenommen werden. Räumlich aufgelöste Messungen oder Messungen im Arbeitsmode B (siehe 4.1.1.) der Hohlleiter-Entladung, mit einem Anteil transmittierter Leistung, waren deshalb nicht möglich.



Die unter den aufgeführten Bedingungen gemessenen Strom-Spannungs-Charakteristiken wurden nach Hutchinson ausgewertet [Hutchinson 87].



**Abb. 10:** Strom-Spannungs-Charakteristik einer Langmuir-Sonde (a) und Potentialverlauf (b) von der Sondenoberfläche ( $X=X_p$ ) über die Grenze der Raumladungsschicht ( $X=X_s$ ) bis ins ungestörte Plasma.

Abb.10a zeigt eine typische I-U-Charakteristik. Wenn an die Sonde eine hohe positive Spannung angelegt wird, können zunächst nur die negativ geladenen Elektronen auf die Sonde gelangen, während die positiven Ionen abgestoßen werden. Der Sondenstrom wird durch den negativen Elektronenstrom bestimmt, welcher einen Sättigungswert erreicht, wenn die aufgebaute negative Raumladung vor der Sondenoberfläche einen weiteren Zufluß von Elektronen verhindert. Dieser Punkt der Charakteristik wird als Elektronensättigungsstrom  $I_{se}$  bezeichnet. Dabei gibt ein gestrichelt angedeuteter Knick in der Charakteristik das positive Plasmapotential an. Dieses positive Potential nimmt ein Plasma im Verhältnis zu einer begrenzenden Wand an, weil die Elektronen mit einer höheren Geschwindigkeit aus dem

Plasma entweichen als die Ionen. Die Elektronen bilden vor der Wand bzw. vor der Sondenoberfläche eine negative Raumladungsschicht aus, welche die Elektronenbewegung abbremst und die Ionenbewegung beschleunigt. Mit einer Verringerung der positiven SONDENSspannung nimmt der negative Elektronenstrom exponentiell ab, bis er gleich dem Wert des positiven Ionenstroms auf die Sonde wird. Der Nettostrom auf die Sonde ist an diesem Punkt der Charakteristik Null, und das Potential wird als Floating-Potential  $\Phi_f$  bezeichnet. Diesen Potentialwert würde eine Sonde im Verhältnis zum Plasma annehmen, wenn keine Vorspannung angelegt wird. Bei weiterer Verringerung der SONDENSspannung in den negativen Spannungsbereich gelangen schließlich nur noch die positiv geladenen Ionen auf die Sonde, wobei die Strombegrenzung ebenfalls durch eine, jetzt positive Raumladungsschicht erfolgt. Dieser Punkt der Charakteristik wird als Ionensättigungsstrom  $I_{si}$  bezeichnet. In der Abb.10b ist der räumliche Potentialverlauf von der Sondenoberfläche ( $X = X_p$ ) über die Grenze der Raumladungsschicht ( $X = X_s$ ) bis zum ungestörten Plasma bei  $X = \infty$  dargestellt. In der einfachen Sondentheorie wird die Dicke der Raumladungsschicht  $X_s - X_p$  als klein gegenüber dem Sondenradius  $X_p$  angenommen. Unter dieser Annahme kann die Plasmadichte bei Einbeziehung eines zur Sondenachse senkrecht orientierten Magnetfeldes nach folgender Gleichung aus dem Ionensättigungsstrom  $I_{si}$  berechnet werden [Chen 65]:

$$n_i = n_e = \frac{I_{is}}{0.5eA_p \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}} \quad (45)$$

Die Ionen- bzw. Elektronendichten sind mit  $n_i$  bzw.  $n_e$  bezeichnet.  $e$  ist die Elementarladung,  $T_e$  die Elektronentemperatur und  $m_i$  die Ionenmasse. Die Elektronentemperatur  $T_e$  wird aus dem exponentiell ansteigenden Teil der Sondenkennlinie graphisch ermittelt, indem für die Werte der aktuellen SONDENSspannung  $\Phi < \Phi_{Plasma}$  die Differenz  $I - I_{is}$  des aktuellen Sondenstromes zum Ionensättigungsstrom über der SONDENSspannung aufgetragen und eine Gerade durch die Punkte gelegt wird. Der Anstieg der Geraden ist proportional zu  $e\Phi/k_B T_e$  ([Lipschultz 86], [Hutchinson 87]), woraus  $T_e$  bestimmt wird.  $A_p$  bezeichnet die Sondenfläche, welche hier als erste Näherung für die Fläche der Begrenzung der Raumladungsschicht  $A_s$  eingesetzt wurde. Bei Anwesenheit eines Magnetfeldes sollte die Berechnung der Plasmadichte immer aus dem Ionensättigungsstrom erfolgen, da der Elektronensättigungsstrom durch das Magnetfeld wesentlich stärker verfälscht sein kann [Stangeby 82].

Hutchinson gibt dahingegen an, daß die Dicke der Raumladungsschicht  $X_s - X_p$  mit der angelegten SONDENSspannung variiert und bei einer stärker negativ vorgespannten Sonde

zunimmt. Deshalb korrigiert er die Sondenfläche  $A_p$  für eine zylindrische Sonde nach folgender Näherung [Hutchinson 87]:

$$A_s \approx A_p \left(1 + \frac{X_s - X_p}{X_p}\right), \quad (46)$$

um die tatsächliche Oberfläche der Begrenzung der Raumladungsschicht  $A_s$  besser zu approximieren.

Die Dicke der Raumladungsschicht  $X_s - X_p$  wird dabei wie folgt berechnet [Hutchinson 87]:

$$\frac{X_s - X_p}{\lambda_D} = 1.02 \sqrt{\left(\sqrt{\frac{-e\Phi_0}{k_B T_e}} - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) \left(\sqrt{\frac{-e\Phi_0}{k_B T_e}} + \sqrt{2}\right)}. \quad (47)$$

Dabei ist  $\lambda_D$  die Debyelänge,  $\Phi_0$  die angelegte Spannung der Sonde an demjenigen Punkt der Kennlinie, an dem der Wert des Ionensättigungsstromes  $I_{i,s}$  zur Berechnung der Plasmadichte genommen wird und  $T_e$  die Elektronentemperatur. Die Berechnung der Plasmadichte erfolgt nach Hutchinson iterativ, indem ausgehend von der Sondenfläche  $A_p$  eine erste Näherung für die Plasmadichte berechnet wird. Diese erlaubt dann die Berechnung der Debyelänge und der Raumladungsdicke  $X_s - X_p$ , womit wiederum eine Korrektur der zu betrachtenden Fläche  $A_s$  erfolgt. Das Einsetzen der Fläche  $A_s$  in die Gleichung zur Bestimmung der Plasmadichte ergibt dann eine zweite Näherung für die Plasmadichte und so fort. Bei den Bedingungen der erfolgten Untersuchung genügten zwei bis drei Iterationen, um einen dann relativ konstant bleibenden Wert für die Plasmadichte zu approximieren.

### 3.3.7 Laufzeitmessung

Die Laufzeitmessung bei der Laufentladung erfolgte mittels eines mit der Pulsfrequenz der Entladung getriggerten Zweistrahl-Oszillographen. Dabei wird das Plasmalichtsignal einer Photodiode, welches an den Beobachtungsfenstern registriert wird, mit dem Anstieg der Mikrowellenleistung, die mit einer entsprechenden Mikrowellendiode an einem Richtkoppler oder einem Auskoppelstift hinter dem Zirkulator registriert wird, gleichzeitig auf dem Zweistrahl-Oszillographen dargestellt, wobei sich aus der Zeitdifferenz der beiden Signale die Laufzeit ergibt.

In Abb.11 ist das Foto einer solchen Messung gezeigt.

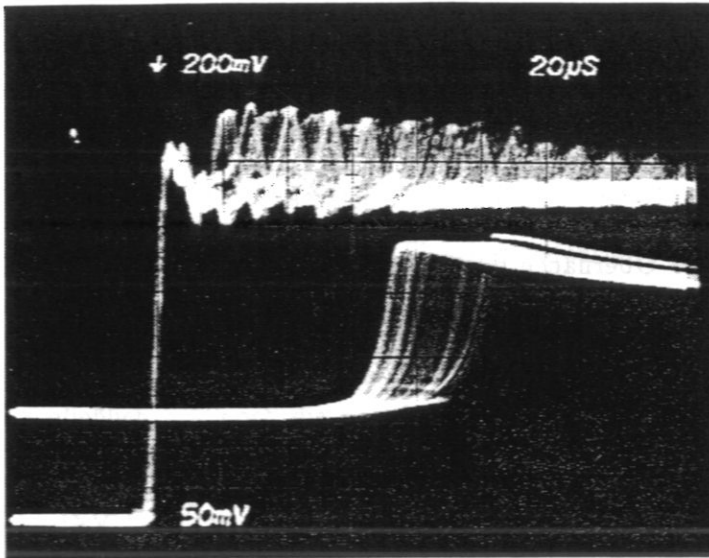


Abb. 11: Signal der Mikrowellenleistung, wie es während eines Mikrowellenpulses mittels einer Mikrowellendiode registriert wurde (oben) und Plasmalichtsignal am Fenster 8, wie es mittels einer Photodiode registriert wurde (unten). Zeitraster: 20  $\mu$ s.

Das obere wellige Signal ist dabei die Mikrowellenleistung, während das untere Signal vom Plasmalicht stammt. Der Fehler bei der Bestimmung der Laufzeit ist gegen die mittlere Schwankung des eintreffenden Plasmalichtsignals zu vernachlässigen, welche auf dem Foto bei relativ ungünstigen Verhältnissen etwa  $\pm 20 \mu$ s und im Mittel etwa  $\pm 10 \mu$ s beträgt. Der Fehler bei der Bestimmung der Laufgeschwindigkeit liegt mit einem abgeschätzten Fehler von  $\pm 5$  cm in der Genauigkeit der Bestimmung des Abstandes von der ECR-Zone dann bei etwa 5%.

Um auch den zeitlichen Abfall des Plasmalichts bei der Austaktung des Mikrowellen-senders bzw. nach dem Vorbeilaufen eines Plasmapaketes an einem Beobachtungsfenster verfolgen zu können, wurde die Photodiode, welche eine zu große Zeitkonstante von ca. 1 ms aufwies, für diese Untersuchungen durch einen Photomultiplier ersetzt.

### 3.4 EX-SITU-SCHICHTDIAGNOSTIK

#### 3.4.1 Schichtdicke und Brechungsindex

Schichtdicke und Brechungsindex der C:H-Schichten wurden für einige Proben, welche mit verschiedenen Parametern von Druck, Gasfluß, absorbierter Leistung und Magnetfeld bei Raumtemperatur abgeschieden wurden, in situ mittels der beschriebenen

Zweistrahll-Laserinterferometrie bestimmt.

Die so bestimmten Werte wurden nach der Entnahme der Proben aus dem Hohlleiter-Reaktor mittels ex-situ-Ellipsometrie und Schichtdickenbestimmung mit einem Profilometer (TENCOR Instruments, Alpha Step 2000) überprüft. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung, welche innerhalb der Fehlergrenzen der Meßverfahren (ca.10%) lag.

Die weiteren Schichtdicken wurden danach mittels Einstrahl-Laserinterferometrie in situ bestimmt, und mit dem ex-situ-Ellipsometer und Profilometer nachgemessen. Auch dafür ergab sich eine gute Übereinstimmung mit einer maximalen Abweichung von weniger als 10% des Meßwertes.

### 3.4.2 H/C-Verhältnis

Das Verhältnis von Wasserstoff zu Kohlenstoff in den abgeschiedenen C:H-Schichten wurde mit den Hochenergie-Beschleuniger-Methoden ERD (Elastic Recoil Detection) und PES (Proton Enhanced Scattering) bestimmt, welche in Abb.12 schematisch dargestellt sind.

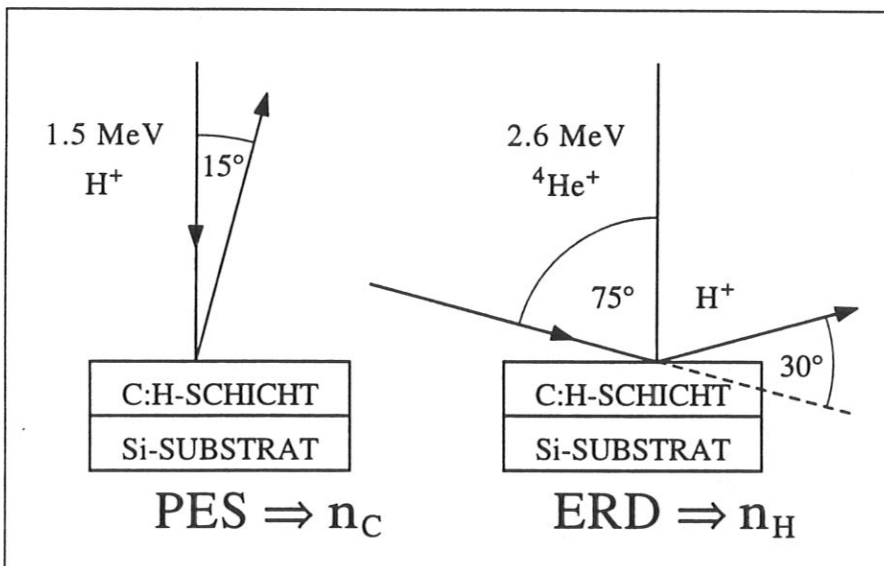


Abb. 12: Schematische Darstellung der Bestimmung der Flächendichten an Kohlenstoff ( $n_C$ ) mittels Proton Enhanced Scattering (PES) und an Wasserstoff ( $n_H$ ) mittels Elastic Recoil Detection (ERD).

Mit ERD wurde die Flächendichte von Wasserstoff ermittelt. Dabei treffen die verwendeten Helium-Ionen mit einer Energie von 2.6 MeV unter flachem Einfallswinkel auf die Schicht,

und es werden Wasserstoff-Ionen aus der Schicht herausgeschlagen, welche unter einem Winkel von  $30^\circ$  zur Einfallrichtung der Helium-Ionen detektiert werden.

Die Flächendichte von Kohlenstoff wurde mit dem PES-Verfahren ermittelt. Dafür werden  $H^+$ -Ionen verwendet, welche mit einer Energie von 1.5 MeV senkrecht auf die Schicht treffen. Die rückgestreuten Ionen werden unter einem Winkel von  $15^\circ$  zur Einfallrichtung detektiert.

Bei diesen Verfahren kann aus den rückgestreuten Teilchen bei bekanntem Wirkungsquerschnitt für den Streuprozess, dem Ionenstrom, der Winkelgeometrie und der Energie der rückgestreuten Teilchen, die Zahl der streuenden Teilchen berechnet werden. Die Zahl der Streueignisse ergibt sich dabei zu:

$$\Psi = n_I \Delta \Omega \int_0^{n_x} \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{x,E} dn, \quad (48)$$

wobei  $n_I$  die Zahl der einfallenden Ionen,  $d\sigma/d\Omega$  den differentiellen Wirkungsquerschnitt,  $\Delta\Omega$  den Raumwinkel des Detektors und  $n_x$  die Flächendichte der streuenden Atome bezeichnet.

### 3.4.3 Massendichte

Die Massendichte der abgeschiedenen C:H-Schichten wurde zum einen aus den experimentell bestimmten Flächendichten und der bekannten Dicke der Schicht berechnet. Der Fehler beträgt dabei etwa 20%.

Als zweites Verfahren wurde die Wägung mit einer Präzisionswaage (Sartorius, Ultramicro Typ 4504) gewählt. Bei diesem Verfahren werden die zu beschichtenden Silizium-Substrate vor der Beschichtung und nach der Beschichtung gewogen. Aus der ersten Wägung und der bekannten Siliziumdichte und -dicke wird die Oberfläche des Substrates bestimmt. Damit läßt sich aus einer zweiten Wägung nach der Beschichtung bei bekannter Schichtdicke die Massendichte der C:H-Schicht berechnen. Der Fehler für die Bestimmung der Massendichte ist bei diesem Verfahren kleiner als 10%.

### 3.4.4 Infrarotspektroskopie

Der wesentliche quantitative Parameter, welcher aus den Infrarot-Absorptionsspektren bestimmt werden soll, ist das Verhältnis von  $sp^2$ -gebundenem zu  $sp^3$ -gebundenem Kohlenstoff in den C:H-Schichten ([Dischler 83], [Nadler 84], [Catherine 89]). Dieses Verhältnis gibt ein Maß dafür, ob es sich um harte a-C:H-Schichten, welche scheinbar etwa 60%  $sp^3$ -Bindungen

aufweisen, oder um polymerartige C:H-Schichten mit scheinbar etwa 90%- $sp^3$ -Bindungen handelt. Ein Problem dieser Auswertung ist die Unterschätzung des  $sp^2$ -Anteils, da ein Teil des  $sp^2$ -gebundenen Kohlenstoffs in Kohlenstoff-Clustern vorliegt und nicht an Wasserstoff gebunden ist. Für die IR-Spektroskopie sind nur die an Wasserstoff gebundenen Kohlenstoffatome zugänglich. Aus dem Vergleich von IR-Messungen mit Messungen der kernmagnetischen Resonanz ( $^{13}C$ -NMR), geht hervor, daß der  $sp^2$ -Anteil etwa um einen Faktor drei unterschätzt wird ([Grill 87], [Tamor 91], [Grill 92], [Jacob 93]). Die IR-Absorptionsspektren wurden mit einem FTIR-Spektrometer (Fourier Transform Infrared) von C:H-Schichten auf Silizium-Substraten aufgenommen. Als Untergrundsignal diente dementsprechend ein unbeschichtetes Silizium-Substrat. In Abb.13 ist der für C:H-Schichten interessante Teil eines Absorptionsspektrums dargestellt.

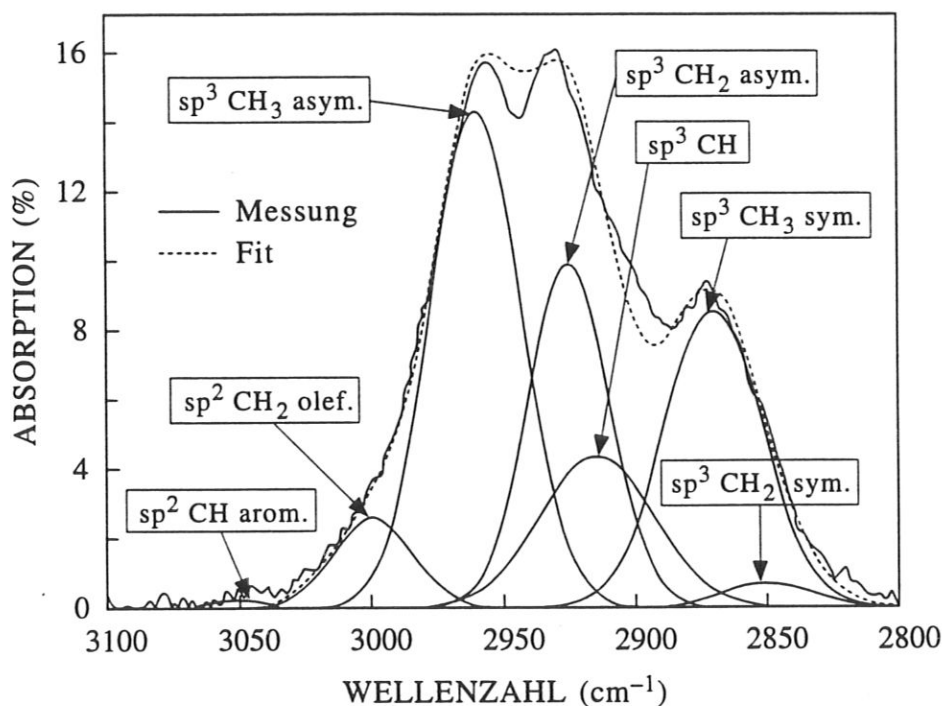


Abb. 13: Für C:H-Schichten interessanter Wellenzahlbereich des IR-Absorptionsspektrums von 2800 bis 3000 Wellenzahlen mit angepaßtem Fit aus der Summe der Absorptionspeaks der gekennzeichneten C-H-Schwingungen.

Die unterschiedlichen Kohlenstoff-Wasserstoff-Bindungen absorbieren dabei im infraroten Bereich des Spektrums der elektro-magnetischen Strahlung bei verschiedenen Frequenzen. Nimmt man für den Absorptionspeak jeder Schwingung eine Gaußverteilung an, und paßt

die Summe der einzelnen Peaks dem Spektrum an, so kann man das Verhältnis von  $sp^2$  zu  $sp^3$ -Bindungen bestimmen. Die Anpassung der einzelnen Schwingungen, wie sie in Abb.13 exemplarisch gezeigt ist, erfolgte über ein PC-Programm, indem die einzelnen Peaks von Hand dem Spektrum angepaßt wurden.



## 4 ERGEBNISSE

### 4.1 LOKALISIERTE HOHLLEITER-ENTLADUNG

#### 4.1.1 Abscheiderate, Leistungsabsorption und Magnetfeld

Zunächst wurde die lokalisierte Hohlleiter-Entladung jeweils bei vorliegender ECR-Bedingung gezündet, d.h. bei einem maximalen Magnetfeld von 87.5 mT oder darüber, indem die Mikrowellenleistung hochgeregelt wurde. Dabei mußte die eingespeiste Leistung auf etwa 100 W begrenzt werden, da ansonsten bei Variation der äußeren Parameter Druck und Gasfluß ein Überspringen des Plasmas vom Zündort bei den Magnetspulen zum Einkoppelfenster der Mikrowelle beobachtet wurde, was im Sinne des 'moving-coil'-Verfahrens nicht anzustreben war. Bei günstiger Wahl der Prozeßparameter konnte die eingespeiste Mikrowellenleistung jedoch bis zu 300 W hochgeregelt werden, ohne ein Überspringen des Plasmas auszulösen. Wie aus Abb.14 hervorgeht, steigt die reflektierte Leistung mit zunehmender eingespeister Leistung ebenfalls an, während die transmittierte und damit auch die absorbierte Leistung konstant bleiben. Dieses Wechselwirkungsverhalten von Mikrowelle und Plasma wird dadurch bestätigt, daß die registrierte Abscheiderate konstant bleibt, wie bei einer konstanten absorbierten Leistungsdichte zu erwarten. Die Abscheiderate wurde hierbei mit dem in-situ Laserinterferometer ca. 6 cm vor der linken Begrenzung des Magnetspulensatzes (Abb.5) bestimmt.

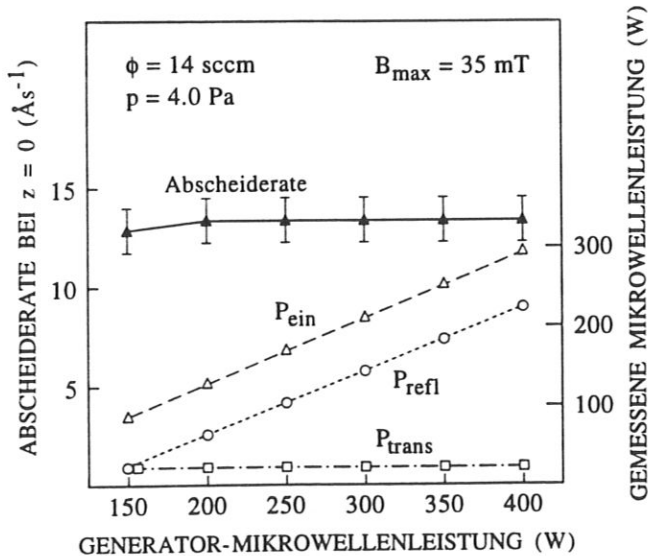


Abb. 14: Abscheiderate einer C:H-Schicht, die nahe des Abscheidemaximums (Diese Position entspricht dem Ort  $z=0$  der axialen Rateverteilung in Abb.17.) aus einem Methan-Plasma auf einem Si-Substrat abgeschieden wurde, als Funktion der Generatorleistung. Weiterhin sind die mittels Richtkoppler und kalibriertem Leistungsmesser bestimmten Werte der eingespeisten, reflektierten und transmittierten Leistung gezeigt.

In Abb.15 sind die gemessenen Mikrowellenleistungen und die Variation der Abscheiderate bei variiertem Magnetfeld aufgetragen. Mit abnehmendem maximalen Magnetfeld wird eine leichte Zunahme von absorbiertener Leistung und Abscheiderate beobachtet.

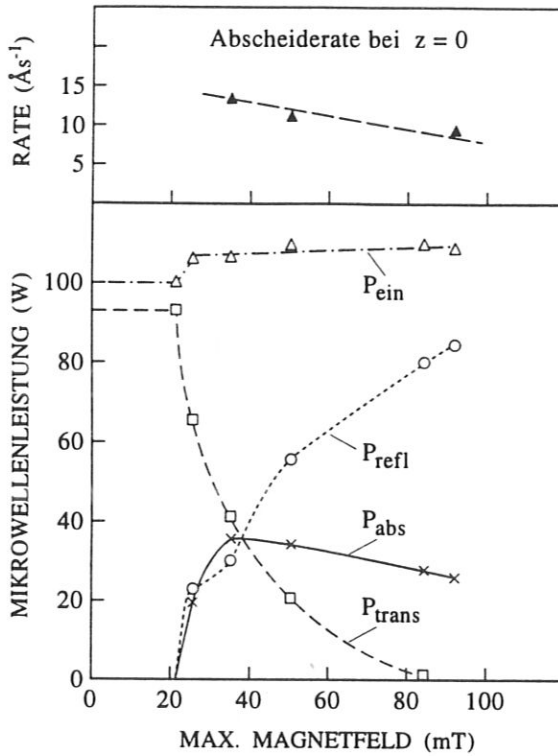


Abb. 15: Abscheiderate einer C:H-Schicht, die nahe des Abscheidemaximums (Diese Position entspricht dem Ort  $z=0$  der axialen Rateverteilung in Abb.17.) aus einem Methan-Plasma auf einem Si-Substrat abgeschieden wurde, sowie die mittels Richtkoppler und kalibriertem Leistungsmesser registrierte eingespeiste, reflektierte und transmittierte Mikrowellenleistung als Funktion des maximalen Magnetfeldes auf der Hohlleiterachse ( $\Phi=14$  sccm,  $p=4$  Pa).

Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu einer theoretischen Beschreibung der Hohlleiter-Entladung als ECR-Plasma, welche eine starke Abnahme der Leistungsabsorption bei Unterschreitung des ECR-Magnetfeldes erwarten läßt. Im Gegensatz dazu wird im Experiment das Maximum der absorbierten Leistung bei etwa 40% des ECR-Magnetfeldes erreicht. Bei etwa 25% des ECR-Feldes verlöscht das Plasma. Diese charakteristischen Werte des Magnetfeldes sind vom Druck und Gasfluß abhängig und liegen bei kleinerem Druck und Gasfluß entsprechend höher.

Nach den Abb.16 und 17 kann man bei Variation des Magnetfeldes nach Zündung bei der ECR-Bedingung zwei Arbeitsmoden der Hohlleiter-Entladung unterscheiden. Im Mode A, mit einem maximalen Magnetfeld, welches über dem ECR-Feld liegt, wird keine transmittierte Mikrowellen-Leistung beobachtet, während im Mode B bei etwa halbem ECR-Feld in Abhängigkeit von Druck und Gasfluß ein variierender Betrag an transmittierter Leistung zu beobachten ist.

Die Variation der Abscheideraten der C:H-Schichten in Abhängigkeit von der Verweilzeit

$t_d$  der Gasmoleküle im Plasmavolumen, welche gegeben ist durch:

$$t_d = \frac{V_{Plasma} p}{\Phi}, \quad (49)$$

wobei  $V_{Plasma}$  das Plasmavolumen,  $p$  den Druck und  $\Phi$  den Gasfluß bezeichnet, ist in der Abb.16 dargestellt.

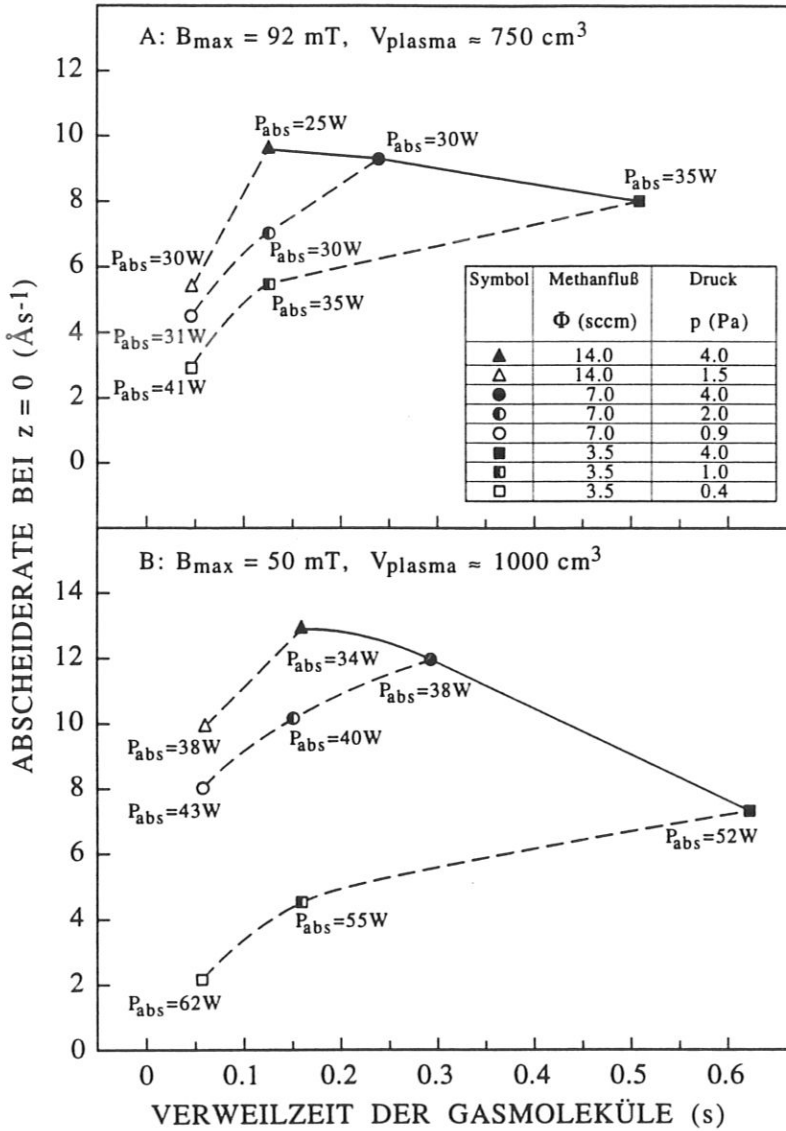


Abb. 16: Abscheideraten von C:H-Schichten, die nahe des Abscheide-maximums (Diese Position entspricht dem Ort  $z=0$  der axialen Rateverteilung in Abb.17.) aus Methan-Plasmen auf Si-Substraten abgeschieden wurden, als Funktion der Verweilzeit für die beiden Arbeitsmoden A und B der lokalisierten Gasentladung im Hohlleiter. Die Verweilzeit wurde bei konstantem Druck (durchgezogene Linien) und bei konstantem Gasfluß (gestrichelte Linien) variiert.  $P_{abs}$  ist die aus eingespeister, reflektierter und transmittierter Leistung errechnete, im Plasma absorbierte Leistung. Die eingespeiste Leistung betrug für alle Messungen 100 W.

Der Arbeitsmode B der Hohlleiter-Entladung ist gegenüber dem Mode A auch durch ein größeres Plasmavolumen gekennzeichnet. Bei konstantem Druck (Abb.16, durchgezogene Linie) steigt die im Plasma absorbierte Leistung mit abnehmendem Gasfluß an. Die Abscheiderate nimmt dabei trotz der höheren Leistungsabsorption mit abnehmendem Gas-

fluß ab. Wenn man einen konstanten Gasfluß mit abnehmendem Druck (gestrichelte Linie) oder eine konstante Verweilzeit mit abnehmendem Gasfluß und Druck betrachtet, wird dieselbe negative Korrelation zwischen zunehmender absorbiertes Leistung und abnehmender Abscheiderate augenscheinlich.

In der Abb.17 ist die axiale Verteilung der Abscheiderate für die beiden Arbeitsmoden A und B der Hohlleiter-Entladung gezeigt. Zwei verschiedene Gasfluß- und Druckwerte werden dabei verglichen, während die Verweilzeit für jeden Mode konstant gehalten wird.

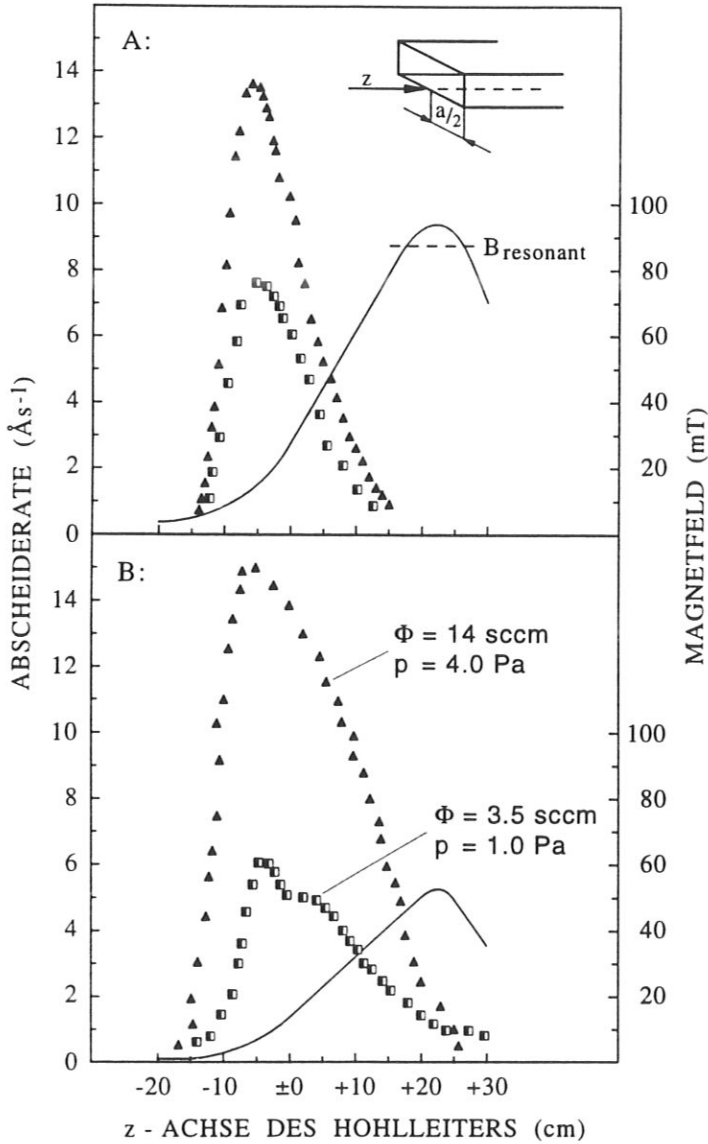


Abb. 17: Axiale Verteilungen der Abscheideraten von C:H-Schichten, die aus Methan-Plasmen auf Si-Substraten abgeschieden wurden (Symbole), und die Variation des Magnetfeldes auf der Hohlleiterachse (Linien) für die beiden Arbeitsmoden A und B der lokalisierten Gasentladung im Hohlleiter. Die Verweilzeit wurde konstant gehalten, während der Druck über den Gasfluß variiert wurde. Die Symbole entsprechen denen aus Abb.16. Die eingespeiste Leistung betrug für alle Messungen 100 W.

Für Mode A ist die Breite und Position der Abscheiderateverteilung nahezu unabhängig von Druck und Gasfluß, während im Mode B für kleinen Druck und Fluß eine leichte Verschiebung in Richtung auf das maximale Magnetfeld zu beobachten ist. Im Falle hohen

Drucks und Gasflusses ist die maximale Abscheiderate bei dem kleineren Magnetfeld etwas geringer als für das hohe Magnetfeld, während für den Fall niedrigen Drucks und Gasflusses das umgekehrte Verhältnis gefunden wird. In Übereinstimmung mit der 30%-igen Volumenzunahme, nimmt die axiale Ausdehnung der Verteilung von Mode A zu Mode B ebenfalls um etwa 30% zu. Die Halbwertsbreite der Verteilung im Mode B übersteigt diejenige im Mode A nahezu um einen Faktor zwei. Die integralen Abscheideraten nehmen entsprechend der Zunahme der axialen Ausdehnung ihrer Verteilungen bei kleinerem Magnetfeld deutlich zu. Aus diesem Grunde sind für eine Innenbeschichtung mit dem 'moving-coil'-Verfahren Plasmen, die bei Magnetfeldern deutlich unterhalb der ECR-Bedingung betrieben werden, wesentlich effizienter. In beiden Moden sind die Maxima von Abscheiderate und Magnetfeld deutlich gegeneinander verschoben. Diese Verschiebung beträgt etwa 30 cm.

Die Druck- und Gasflußabhängigkeit der transmittierten Leistung bei variiertem Magnetfeld ist in Abb.18 dargestellt.

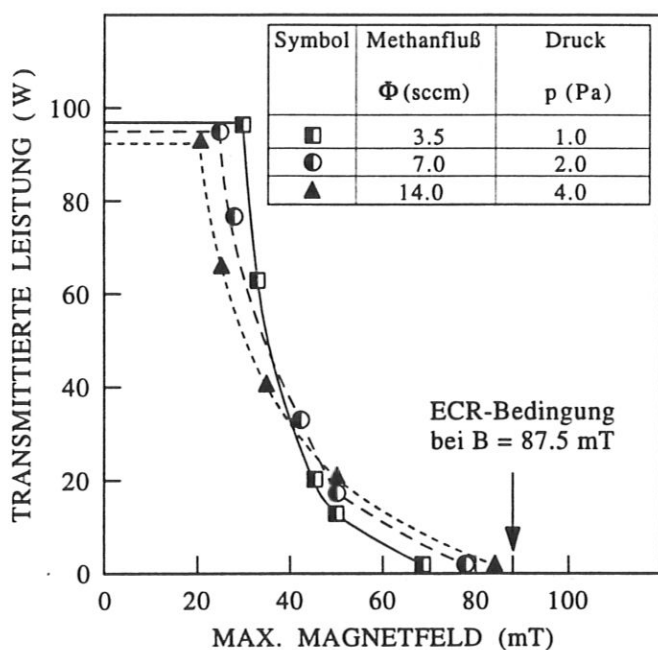


Abb. 18: Beobachtete transmittierte Mikrowellenleistung bei lokalisierten Methan-Plasmen im Hohlleiter als Funktion des maximalen Magnetfeldes auf der Hohlleiterachse. Der Gasdruck wurde über den Gasfluß reguliert, wobei die Verweilzeit der Gasteilchen im Plasmavolumen konstant blieb. Die Symbole entsprechen denen aus Abb.16. Die eingespeiste Leistung betrug für alle Messungen 100 W.

Für konstantes Magnetfeld wird bei höherem Druck und Gasfluß auch ein größerer Anteil an transmittierter Leistung registriert. Neben der Variation der transmittierten Leistung mit dem Druck und Gasfluß ist auch eine Änderung im Stehwellenverhältnis zu verzeichnen, wenn man z.B. den Druck variiert und alle anderen regelbaren Parameter des Experimentes konstant hält.

Wie in Abb.19 gezeigt ist, wächst das Stehwellenverhältnis auf der Meßleitung, welche

zwischen dem Stub-Tuner und dem Einkoppelfenster der Mikrowelle in den Vakuumbereich des Hohlleiters installiert ist, im Druckbereich um 1 Pa mit abnehmendem Druck an. Dasselbe Verhalten, wie es in der Abb.19 exemplarisch für ein Argon-Plasma gezeigt ist, wird auch für das Methan-Plasma beobachtet.

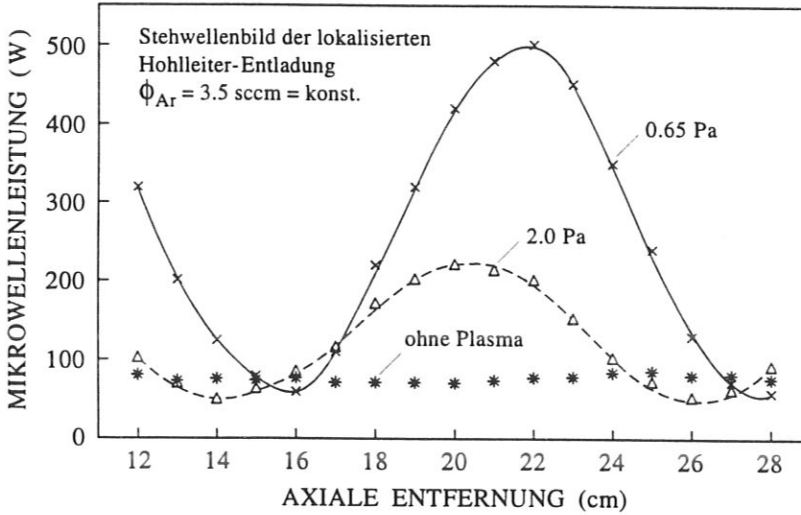


Abb. 19: Stehwellenbild einer lokalisierten Hohlleiter-Entladung in Argon. Der Abstand zweier Minima entspricht einer halben Hohlleiter-Wellenlänge.

#### 4.1.2 Downstream Massenspektrometrie und Emissionsspektroskopie

Um die negative Korrelation zwischen absorbiertener Leistung und Abscheiderate, wie sie in der Abb.16 beobachtet wurde, näher zu untersuchen, wurde das Verhältnis von angebotenem zu abgeschiedenem Kohlenstoff mit zwei unabhängigen Methoden bestimmt (Abb.20).

Mit Hilfe der Massenspektrometrie im Downstream der Hohlleiter-Entladung wurden die Kohlenwasserstoffsignale aller  $C_xH_y$ -Spezies, wie sie mit Plasma und ohne Plasma aufgenommen wurden, ins Verhältnis gesetzt, wobei ihre Fragmentierung und Ionisierung im Massenspektrometer berücksichtigt wurden. Signifikante Unterschiede mit und ohne Plasma konnten nur bis zu den  $C_2$ -Spezies festgestellt werden.

Die totale Abscheiderate an Kohlenstoffatomen wurde durch eine zweidimensionale Integration der axialen Verteilungen bestimmt, wobei die Verteilung in der Querschnittsrichtung, d.h. senkrecht zur Hohlleiterachse, wie sie in Abb.21 gezeigt ist, durch eine  $\sin^2$ -Verteilung angenähert wurde [Koch 89]. Die Massendichte und die Kohlenstoffkonzentration der abgeschiedenen C:H-Schichten wurden aus Ionenstrahlanalysen gewonnen (siehe Abschnitt 4.3.). Auf der unteren und oberen Breitseite des Rechteck-Hohlleiters wurde eine symmetrische

Abscheidung beobachtet. Für die schmalen Seitenflächen wurde ein Korrekturfaktor eingesetzt, wie er aus Überlegungen hinsichtlich der Verteilung der Neutralteilchen-Diffusion zu den Wänden hervorgeht [Hirschfelder 54] (siehe dazu auch Gleichung (29) für das einfache Methan-Plasmodell in Abschnitt 2.2.).

Beide Methoden beinhalten relativ große Unsicherheiten, welche schwer zu quantifizieren sind. Deshalb ist die in Abb.20 festzustellende Übereinstimmung der Ergebnisse als recht gut zu betrachten.

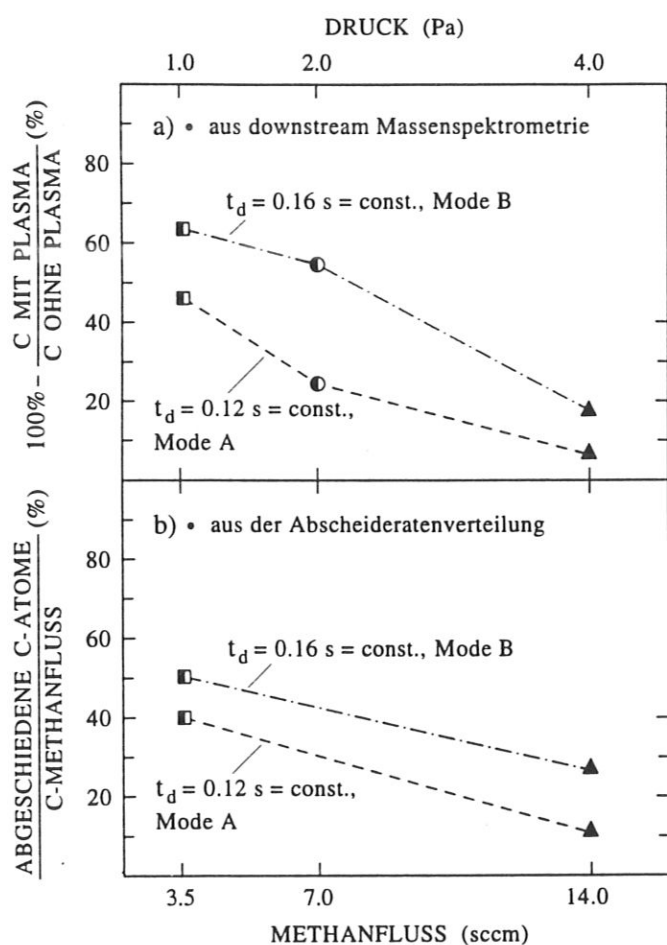


Abb. 20: Abscheideeffizienz des Kohlenstoffs aus einem Methan-Plasma, wie sie a) aus der Downstream-Massenspektrometrie und b) aus der Integration der Abscheideratenverteilung ermittelt wurde.

Bei kleinem Druck und Gasfluß wird etwa 50% des angebotenen Kohlenstoffs abgeschieden, was den Schluß zuläßt, daß die Abscheiderate in diesem Fall eher durch das Kohlenstoffangebot als durch die absorbierte Leistung beschränkt wird.

Zusätzlich bedeutet eine höhere absorbierte Leistung pro Volumen, eine höhere Ionisierungs- und Dissoziationsrate des Methans, welche wiederum, insbesondere bei kleinem Druck und Gasfluß, eine höhere Konzentration an atomarem Wasserstoff im Plasma erwarten lassen.

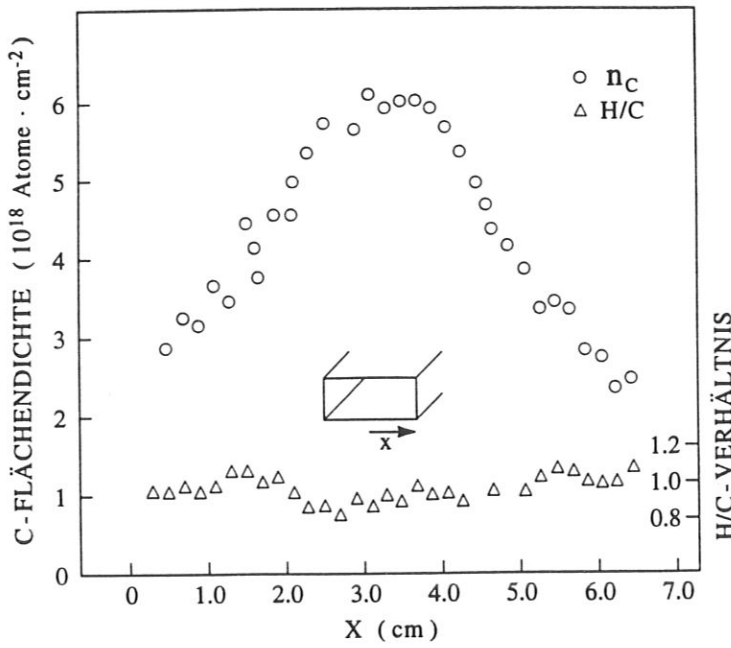


Abb. 21: Flächendichte-  
verteilung des Kohlenstoffs  
in der Querschnittsrichtung  
des Rechteck-Hohlleiters  
(entlang der breiten  
Seite a) wie sie mittels PES  
für C:H-Schichten auf Si-  
Substraten bestimmt wurde.

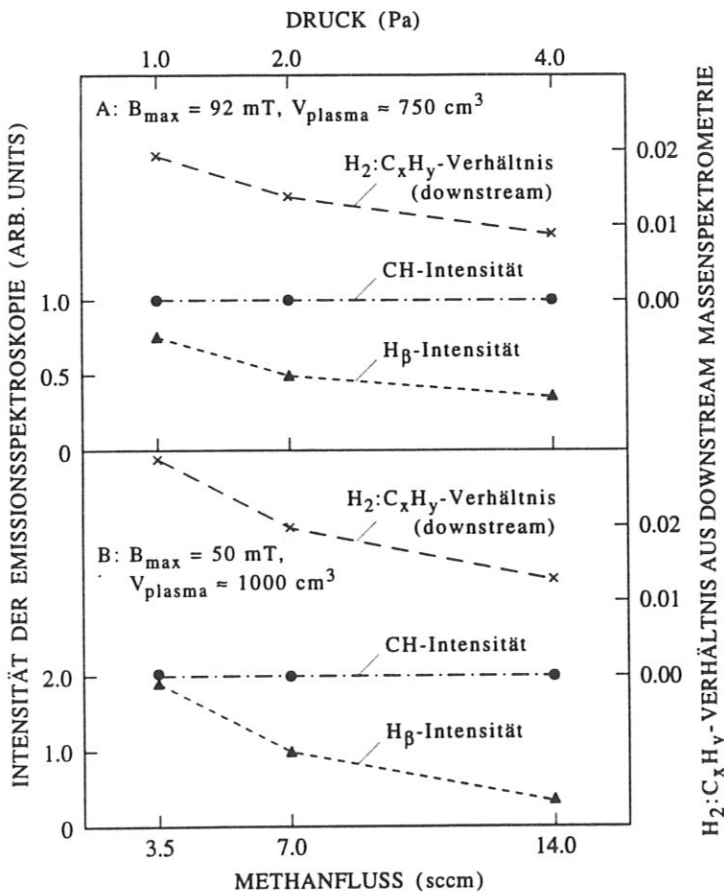


Abb. 22: Variationen  
der Downstream-Massen-  
spektren und der Emis-  
sionsspektren von Methan-  
Plasmen als Funktion von  
Gasfluß und Druck bei  
konstanter Verweilzeit.

Diese Änderung der Plasmazusammensetzung wird mit der Downstream-Massenspektrometrie beobachtet, und als Änderung des Verhältnisses des Wasserstoff-Peaks zu den  $C_xH_y$ -Peaks



registriert, wie in Abb.22 dargestellt ist. Außerdem zeigt die Abb.22 auch eine signifikante Änderung im Verhältnis der CH-Linie und der  $H_{\beta}$ -Linie des Emissionsspektrums, wobei die Wasserstofflinie mit zunehmender absorbiertes Leistung bei kleinem Druck und Fluß deutlich an Intensität gewinnt, während die Intensität der CH-Linie konstant bleibt.

#### 4.1.3 Langmuir-Sonde im Argon-Plasma

Abb.23 zeigt eine typische Sondenkennlinie der verwendeten Einzel-Langmuir-Sonde, wie sie unter den in Abschnitt 3.3.6. besprochenen experimentellen Bedingungen aufgenommen wurde. Für die Aufnahme der gesamten Kennlinie wurden etwa sechzig Sekunden benötigt. Die Auswertung der Sondenkennlinie erfolgte entsprechend dem in Abschnitt 3.3.6. beschriebenen Verfahren.

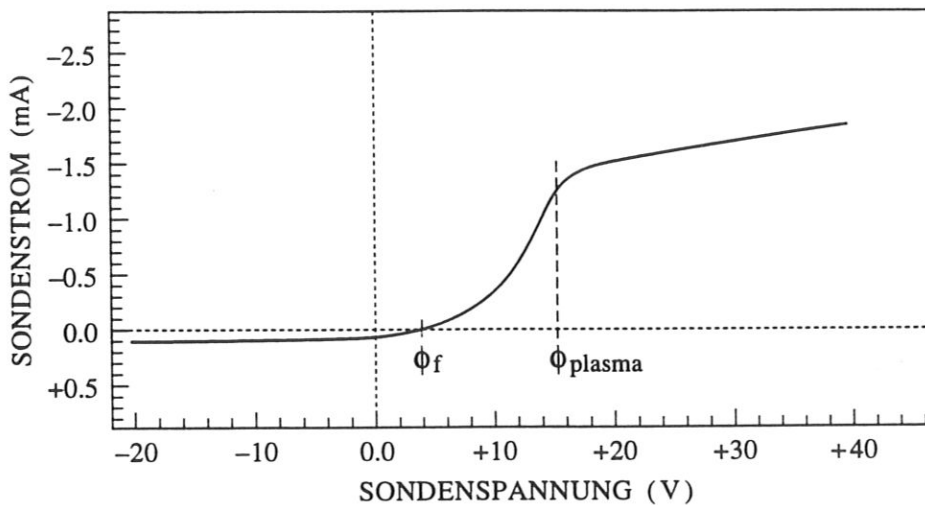


Abb. 23: Gemessene Sondenkennlinie einer Einzel-Langmuir-Sonde wie sie in einer lokalisierten Hohlleiter-Entladung in Argon aufgenommen wurde.

Die Ergebnisse der Langmuir-Sondenmessungen in Argon-Plasmen sind zusammen mit den Vorhersagen eines in Abschnitt 2.2. diskutierten Plasmamodells in Abb.24 gezeigt.

Die experimentell bestimmten Elektronentemperaturen liegen im Bereich von 4 eV bis 7.5 eV, während Plasmadichten zwischen  $1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  und  $4.5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  ermittelt wurden. Im untersuchten Druckbereich um 1 Pa nehmen sowohl die Elektronentemperatur als auch die Plasmadichte mit zunehmendem Druck ab. Dieses Ergebnis stimmt qualitativ mit der Beobachtung überein, daß mit zunehmendem Druck die absorbierte Leistungsdichte abnimmt.

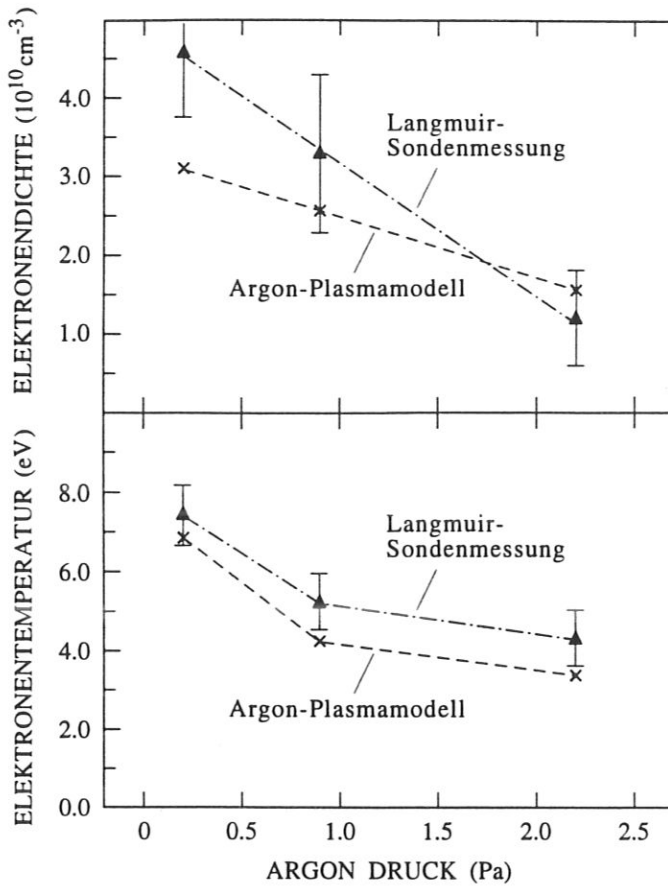


Abb. 24: Vergleich von Ergebnissen der Modellrechnungen nach dem einfachen Plasmamodell für Argon mit den Ergebnissen der Langmuir-Sondenmessungen.

## 4.2 HOHLLEITER-LAUFENTLADUNG

### 4.2.1 Zündung und Übergang zur Laufentladung

Zur Untersuchung der Zündcharakteristik der Hohlleiter-Entladung und des Übergangs von der stationären Hohlleiter-Entladung zur Laufentladung wurden zwei verschiedene experimentelle Vorgehensweisen gewählt.

Zum einen wurden für einen konstanten Druck mittels des Spulenstromes verschiedene Magnetfeldstärken eingestellt, und anschließend erfolgte die Zündung der Gasentladung durch langsames Hochregeln der eingestrahlten Mikrowellenleistung am Magnetron. Die Zündung wurde über eine Photodiode am Beobachtungsfenster im Bereich maximalen Magnetfeldes registriert und auf einem Oszillographen dargestellt. Die Zündfeldstärke  $E$  wurde nach den folgenden Gleichungen [Meinke 86] aus der zum Zündzeitpunkt mittels Richtkoppler und kalibriertem Leistungsmeßgerät gemessenen eingestrahlten Mikrowellenleistung  $P_{HF}$  ermittelt:

$$E = \sqrt{\frac{2P_{HF}Z_F}{ab}} \quad (50)$$

Dabei sind  $a$  und  $b$  die Seiten des Rechteck-Hohlleiters, und  $Z_F$  bezeichnet den Feldwellenwiderstand, welcher im betrachteten System gegeben ist durch:

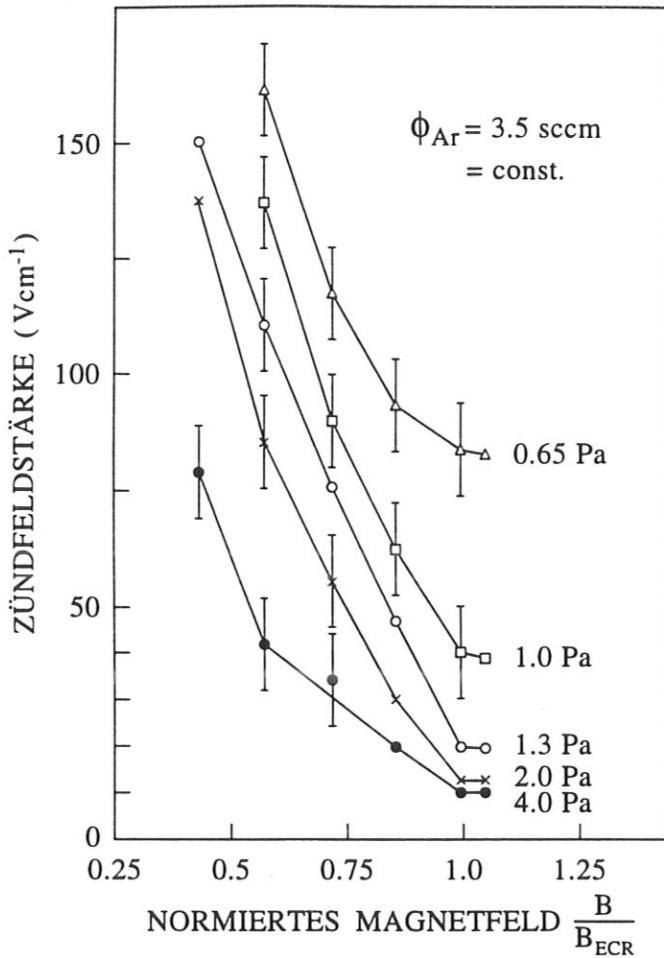
$$Z_F = \frac{Z_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}, \quad (51)$$

wobei  $Z_0=377\Omega$  der Vakuum-Feldwellenwiderstand und  $\lambda_0$  die Freiraum-Wellenlänge ist.

In Abb.25 sind die Ergebnisse dieser Messungen für fünf verschiedene Werte des Argon-Gasdrucks dargestellt. Der Gasfluß wurde konstant eingestellt, und der Druck über die Saugleistung variiert. In der Abbildung ist die Zündfeldstärke über dem nach der ECR-Bedingung normierten Magnetfeld aufgetragen.

Für alle untersuchten Magnetfelder von der Hälfte bis etwas über die ECR-Bedingung hinaus findet man die geringste Zündfeldstärke jeweils beim höchsten Druck. Diese Tendenz ist auch bei der ECR-Bedingung eindeutig, wengleich die Zündfeldstärken der höchsten Druckwerte von 1.3 bis 4 Pa im Rahmen der Fehlergrenzen nicht mehr zu unterscheiden sind.

Der Kurvenverlauf zeigt näherungsweise eine umgekehrte Proportionalität zwischen der Zündfeldstärke und dem Quadrat des Magnetfeldes.



**Abb. 25:** Zündfeldstärke von Argon-Plasmen als Funktion des maximalen Magnetfeldes auf der Hohlleiterachse und des Gasdrucks bei konstantem Gasfluß.

Bei der zweiten Herangehensweise wurde eine konstante Mikrowellenleistung von 100 W eingestellt und die Zündung der Gasentladung erfolgte für einen bestimmten Druck dann jeweils durch ein langsames Heraufregeln des Magnetfeldes mittels des Spulenstromes. Anschließend wurde das Magnetfeld wieder langsam verringert, bis die Entladung erlosch.

Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb.26 dargestellt, wobei auf der linken Skala das normierte maximale Magnetfeld über dem Argon-Gasdruck aufgetragen ist.

Bei kleinem Gasdruck von 0.3 Pa kann für die gewählte Mikrowellenleistung nur mit dem ECR-Magnetfeld gezündet werden, während mit zunehmendem Druck die Zündung bei immer kleineren Magnetfeldern, und schließlich auch ohne zusätzliches Magnetfeld, nur mittels des elektrischen Feldes der Mikrowelle möglich ist. Weiterhin ist bei 0.3 Pa noch etwa das halbe ECR-Magnetfeld zur Aufrechterhaltung der Gasentladung erforderlich. Auch dieser charakteristische Magnetfeldwert, bei dem die Entladung erlischt, nimmt mit zunehmendem Druck ab, bis die Entladung schließlich nur durch das elektrische Feld der Mikrowelle aufrechterhalten werden kann.

Dieser Punkt kennzeichnet den Übergang von der lokalisierten Hohlleiter-Entladung, die nur im Bereich des Magnetfeldes aufrechterhalten werden kann, zur Hohlleiter-Laufentladung, welche als Plasmapakett durch den gesamten Hohlleiter läuft, und schließlich am Einkoppelfenster der Mikrowelle in den Vakuumbereich des Versuchs-Hohlleiters als lokalisiertes Plasma brennt.

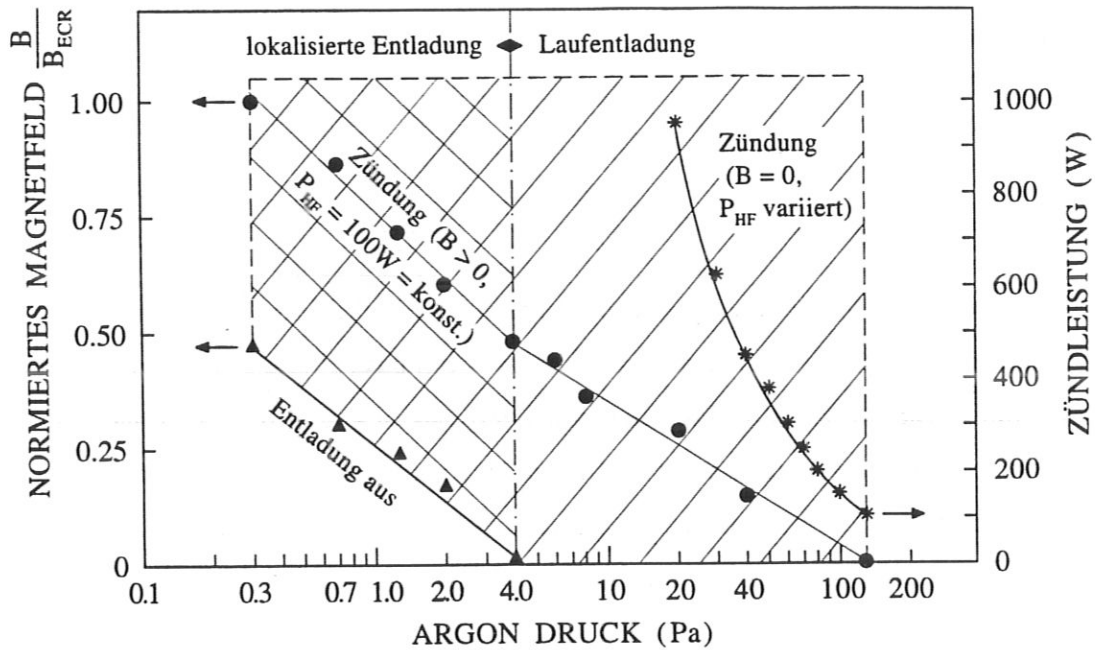


Abb. 26: Zündmagnetfeld (Kreise) und Abbruchmagnetfeld (Dreiecke) für ein magnetfeldgestütztes Argon-Plasma bei konstanter eingespeister Mikrowellenleistung von 100 W (linke Skala), sowie Zündleistung (Sterne) für eine Mikrowellen-Gasentladung ohne Magnetfeld (rechte Skala) als Funktion des Gasdrucks.

Auf der rechten Skala der Abb.26 ist die Zündleistung für eine Mikrowellen-Gasentladung ohne Magnetfeldunterstützung ( $B=0$ ) aufgetragen. Ausgehend von dem hohen Druck von etwa 130 Pa, bei dem eine Zündung bei 100 W möglich ist, steigt die erforderliche Zündleistung mit abnehmendem Gasdruck steil an, sodaß bei etwa 20 Pa die maximale Leistung des Magnetrons von 1000 W erreicht ist.

Die Zündung erfolgt zunächst für alle diese Fälle ohne Magnetfeld am Einkoppelfenster der Mikrowelle, als lokalisierte Mikrowellen-Gasentladung. Allerdings läßt sich aus den vorhergehenden Experimenten zur magnetfeldgestützt gezündeten Laufentladung ableiten, daß im Druckbereich zwischen 20 und 130 Pa auch eine Laufentladung ohne Magnetfeldzündung möglich sein sollte, wenn man durch eine lokale Überhöhung der elektrischen Feldamplitude der Mikrowelle an einem vom Einkoppelfenster entfernten Ort ein Plasma zündet, und dies

durch das normale, d.h. nicht überhöhte elektrische Feld der Mikrowelle aufrechterhalten werden kann.

Eine solche Laufentladung mit Zündung durch lokale Überhöhung des elektrischen Feldes der Mikrowelle, konnte bei einem Druck von etwa 50 Pa realisiert werden, indem eine metallische Spitze in ca. 1.5 m Abstand vom Einkoppelfenster der Mikrowelle in den Versuchshohlleiter eingebracht wurde. Detailliertere Untersuchungen unterblieben, weil einerseits das Vakuum-Pumpsystem nicht für diesen Druckbereich ausgelegt war, und andererseits an den Kanten der Beobachtungsfenster des Versuchshohlleiters ebenfalls Störungen zu erwarten waren.

#### 4.2.2 Laufgeschwindigkeit

Im weiteren werden Experimente zur Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmapaketes entlang der Hohlleiterachse, welche nachfolgend als Laufgeschwindigkeit bezeichnet wird, vorgestellt.

Die Abb.27 zeigt zunächst im Vergleich von dem oben dargestellten Signal der Mikrowellenleistung mit dem unten dargestellten Plasmalichtsignal einer Argon-Laufentladung, das über den Photomultiplier am Beobachtungsfenster 8 (siehe Abb.6) registriert wurde, daß es sich in der Tat um ein relativ scharf begrenztes Plasmapaket handelt.

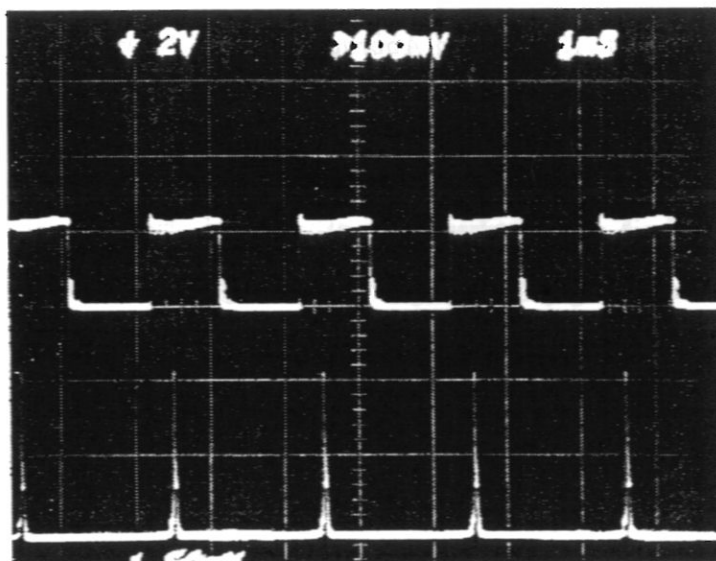


Abb. 27: Signal der gepulst eingespeisten Mikrowellenleistung, wie es mittels einer Mikrowellendiode registriert wurde (oben) und Plasmalichtsignal am Fenster 8, wie es mittels eines Photomultipliers registriert wurde (unten). Zeitraster: 1 ms.

In der Abb.28 ist dagegen im oberen Teil das Signal der Photodiode an Fenster 8 gezeigt,

welches im Abfall des Signals nicht die zeitliche Abnahme der Intensität des Plasmalichts nach dem Vorbeilaufen des Plasmapaketes, sondern die Zeitkonstante der Photodiode widerspiegelt.

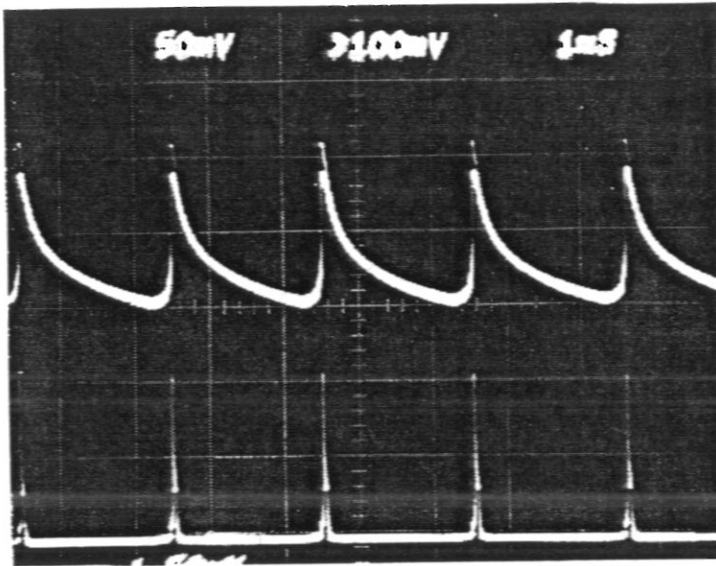


Abb. 28: Plasmalichtsignal am Fenster 8, wie es mittels einer Photodiode registriert wurde (oben) und Plasmalichtsignal am Fenster 8, wie es mittels eines Photomultipliers registriert wurde (unten). Zeitraster: 1 ms.

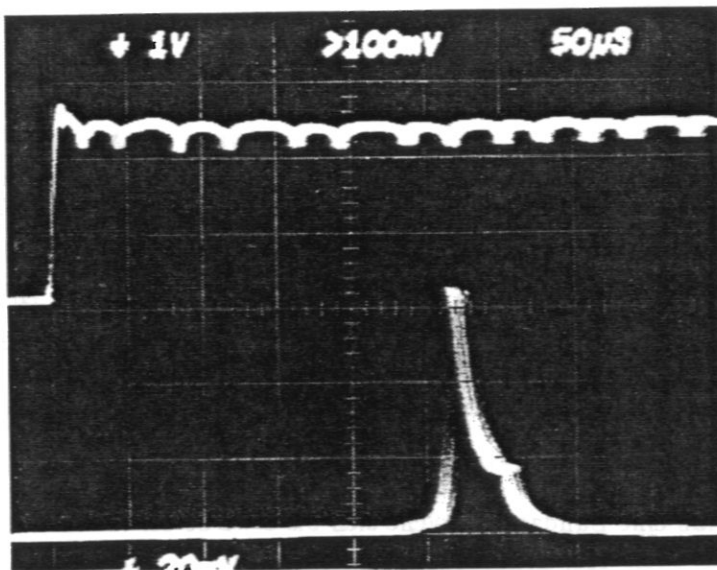
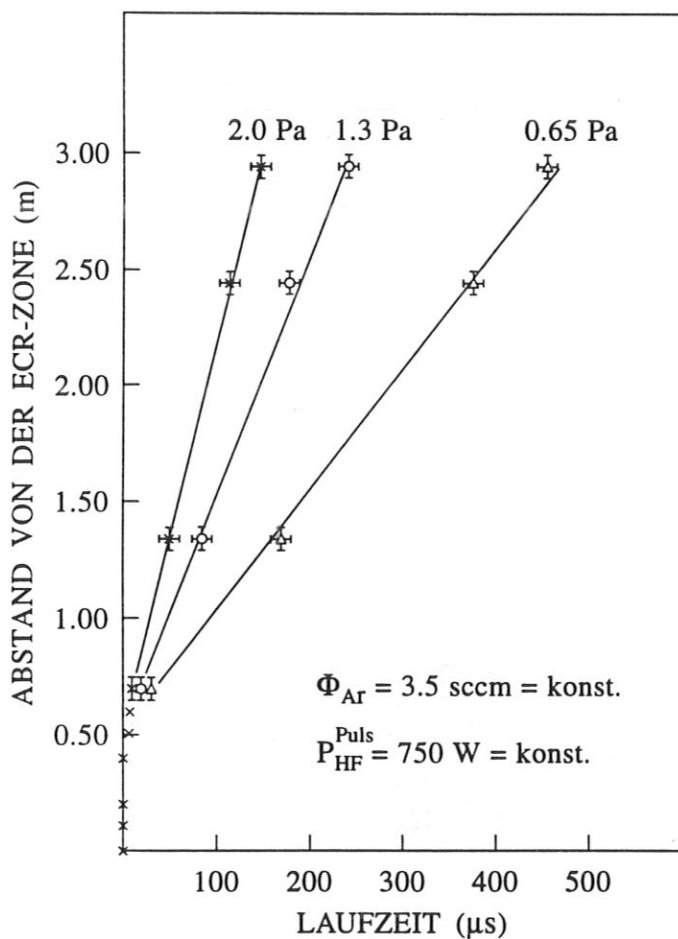


Abb. 29: Signal der gepulst eingespeisten Mikrowellenleistung, wie es mittels einer Mikrowellendiode registriert wurde (oben) und Plasmalichtsignal am Fenster 8, wie es mittels eines Photomultipliers registriert wurde (unten), bei hoher Zeitauflösung von  $50\mu\text{s}$ .

Die Länge des Plasmapaketes kann aus dem Plasmalichtsignal und der Laufgeschwindigkeit bestimmt werden (siehe Abb.29). Sie kann sowohl mit dem Abstand von der ECR-Zone, als auch mit den Entladungsparametern (Druck, Gasfluß, Mikrowellenleistung) und der Gasart variieren. Die Laufgeschwindigkeit wird aus dem Abstand von der ECR-Zone und der Zeitdifferenz zwischen dem steilen Anstieg des Plasmalichtsignals bei Eintreffen der Ionisierungsfront des Plasmapaketes und dem Anstiegssignal der Mikrowellenleistung bestimmt.

In den Abb.30 und 31 ist jeweils der Abstand von der ECR-Zone, d.h. die Laufstrecke, über der Laufzeit aufgetragen.



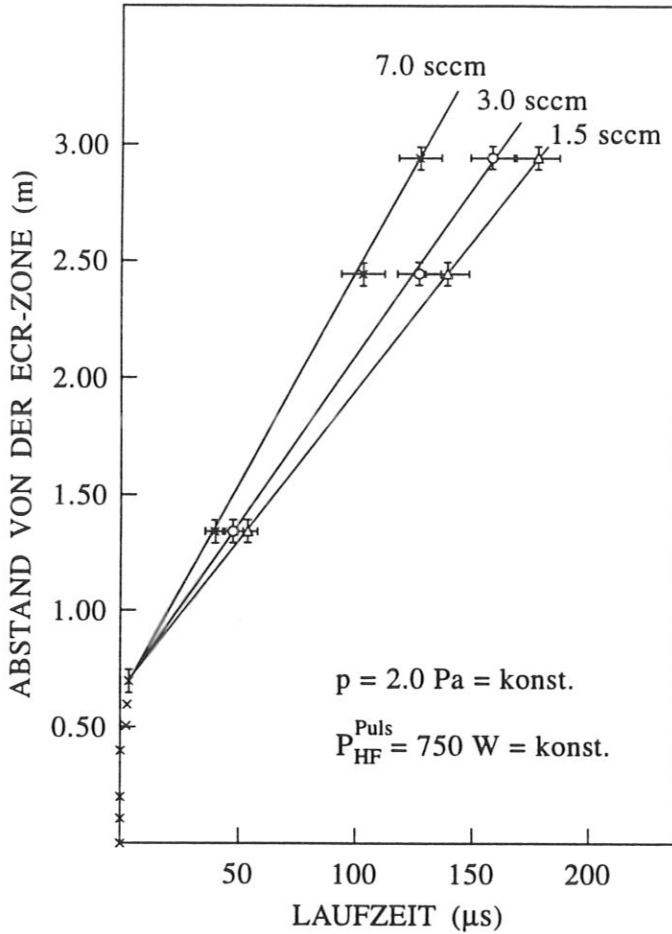
**Abb. 30:** Darstellung des Abstandes von der ECR-Zone über der Laufzeit für Laufentladungen in Argon. Der Gasdruck wurde bei konstantem Gasfluß variiert. Die eingespeiste Mikrowellenleistung während der Pulse betrug konstant 750 W.

Zunächst erkennt man eine Zündzone, welche sich bis etwa 50 bis 70 cm vor die ECR-Zone erstreckt. Anschließend ergibt sich im Rahmen der Meßfehler von Ort und Zeit ein linearer Anstieg, woraus eine konstante Laufgeschwindigkeit bis zum Einkoppelfenster der Mikrowelle in etwa 3 m Abstand von der ECR-Zone folgt.

In Abb.30 nimmt bei konstantem Argon-Gasfluß und bei konstanter eingespeister Mikro-



wellenleistung die Laufgeschwindigkeit mit dem Druck zu. Die Zunahme der Laufgeschwindigkeit mit dem Druck erfolgt etwa linear. Qualitativ dasselbe Ergebnis, nämlich eine Zunahme der Laufgeschwindigkeit mit steigendem Gasfluß bei konstantem Druck ist aus Abb.31 ersichtlich.



**Abb. 31:** Darstellung des Abstandes von der ECR-Zone über der Laufzeit für Laufentladungen in Argon. Der Gasfluß wurde bei konstantem Gasdruck variiert. Die eingespeiste Mikrowellenleistung während der Pulse betrug konstant 750 W.

In Abb.32 ist für konstanten Argon-Gasfluß und drei verschiedene Druckwerte die Abhängigkeit der Laufgeschwindigkeit von der, während der Pulse eingespeisten Mikrowellenleistung dargestellt. Man sieht je nach Druck einen oder mehrere, verschieden steile, lineare Anstiege der Laufgeschwindigkeit mit der eingespeisten Mikrowellenleistung, und im Bereich der höchsten verfügbaren Leistungen eine Sättigung.

Abb.33 zeigt einen Vergleich der Druckabhängigkeit der Laufgeschwindigkeit zwischen einem Argon-Plasma und einem Methan-Plasma, bei konstantem Gasfluß und konstanter eingespeister Mikrowellenleistung. Die Druckabhängigkeit ist für beide Gase linear, jedoch mit unterschiedlichem Anstieg.

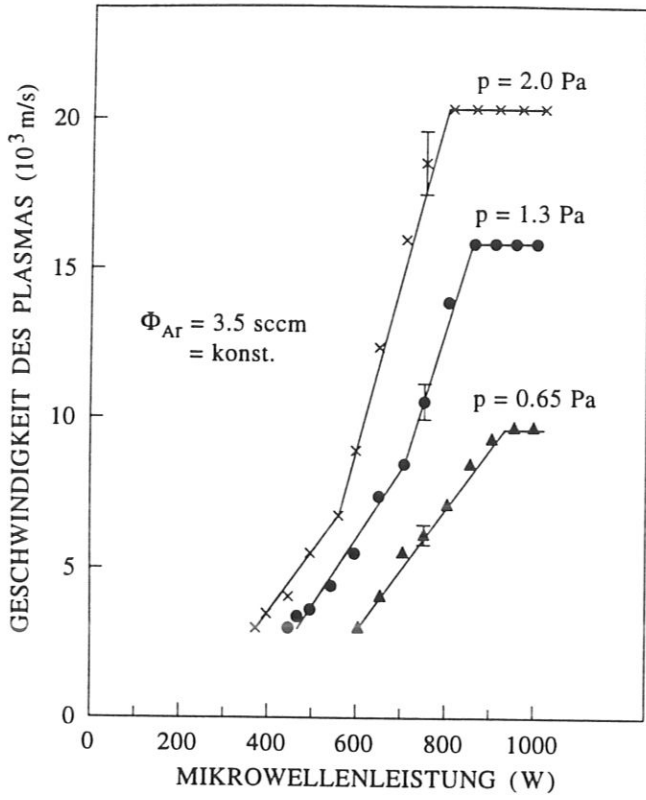


Abb. 32: Laufgeschwindigkeit als Funktion der eingespeisten Mikrowellenleistung für Laufentladungen in Argon. Der Gasdruck wurde bei konstantem Gasfluß variiert.

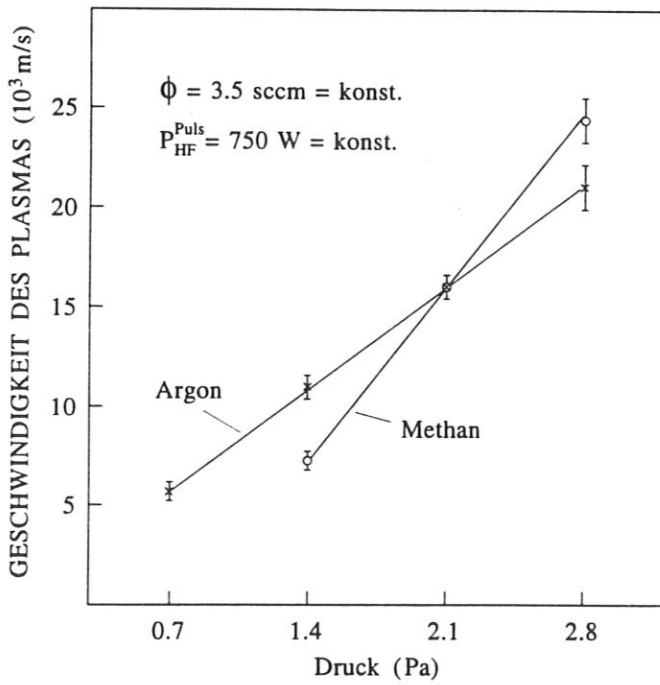
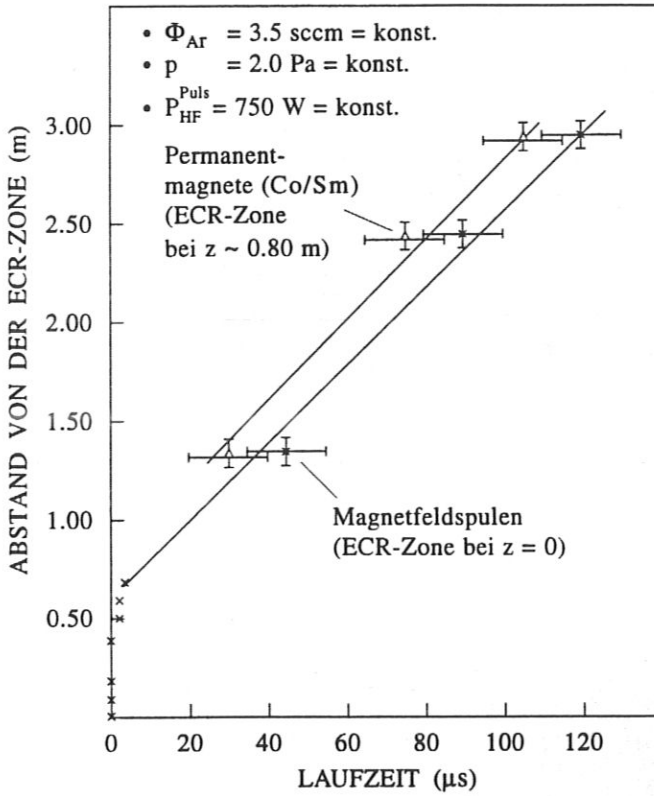


Abb. 33: Laufgeschwindigkeit als Funktion des Gasdrucks für Laufentladungen in Argon und Methan. Der Gasdruck wurde bei konstantem Gasfluß variiert. Die eingespeiste Mikrowellenleistung während der Pulse betrug konstant 750 W.

In einem weiteren Experiment (Abb.34) wurde die Laufgeschwindigkeit einer durch Magnetfeldspulen bei der ECR-Bedingung gezündeten Laufentladung mit einer Laufentladung verglichen, welche durch Co/Sm-Permanentmagnete gezündet wurde.



**Abb. 34:** Vergleich der Laufzeiten von Argon-Laufentladungen, die bei unterschiedlichen Magnetfeldkonfigurationen gezündet wurden. Gasfluß und Druck waren konstant. Die eingespeiste Mikrowellenleistung während der Pulse betrug konstant 750 W.

Der Vergleich ergab, wie aus Abb.34 zu ersehen ist, im Rahmen der Meßfehler für die Zündung mittels der beiden verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen keinen Unterschied in der Laufgeschwindigkeit.

Neben der Bestimmung der Laufgeschwindigkeit aus dem Plasmalichtsignal an einem Beobachtungsfenster, dessen Abstand von der ECR-Zone bekannt ist, sind noch zwei weitere Möglichkeiten gegeben, die Laufgeschwindigkeit zu bestimmen. Die beiden dazu nutzbaren Signale sind in Abb.35 gezeigt. Bei dem oberen Signal handelt es sich um die reflektierte Mikrowellenleistung, die über einen Auskoppelstift hinter dem Zirkulator auf eine entsprechende Mikrowellendiode gegeben wurde. Man sieht deutliche Schwankungen des Signals und schließlich einen relativ konstanten Verlauf. Der Übergang zum konstanten Signal gibt den Zeitpunkt an, nach dem das Plasmaket am Einkoppelfenster der Mikrowelle eingetroffen

ist, wo es für den Rest der Pulsdauer brennt.

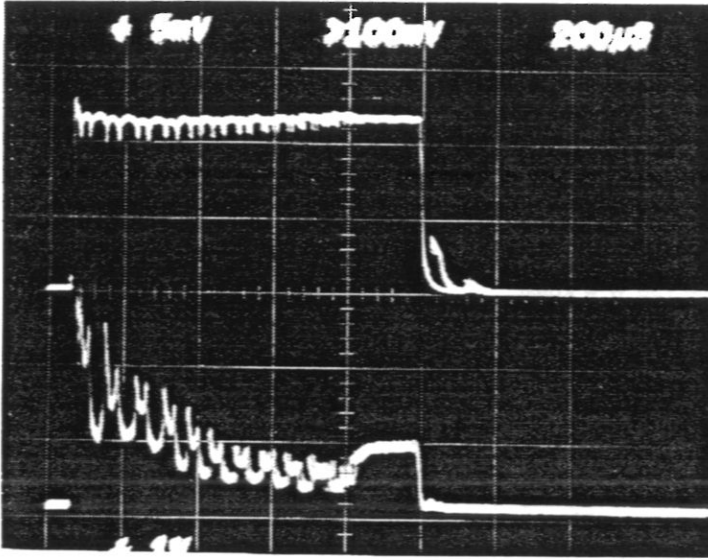


Abb. 35: Signal der reflektierten Mikrowellenleistung, wie es mittels einer Mikrowellendiode hinter dem Zirkulator ausgekoppelt wurde (oben) und axiales Plasmalichtsignal, wie es mittels eines Photomultipliers auf der Achse des Hohlleiters ausgekoppelt wurde (unten). Zeitraster: 200  $\mu$ s.

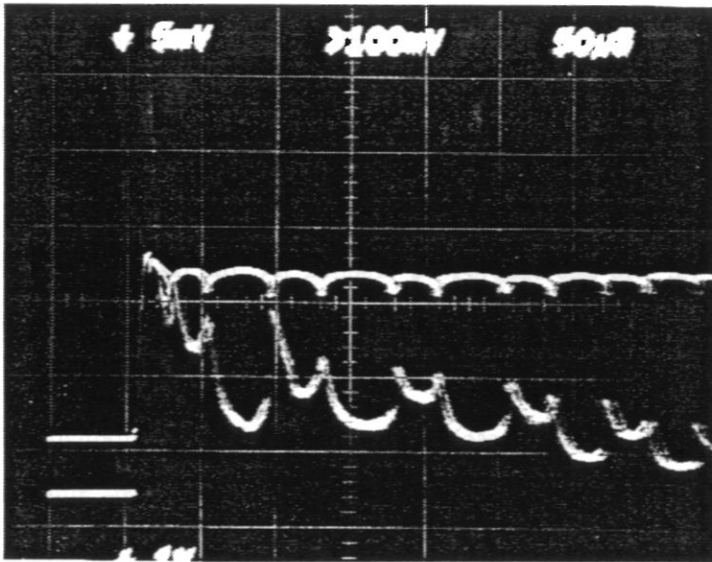


Abb. 36: Signal der reflektierten Mikrowellenleistung, wie es mittels einer Mikrowellendiode hinter dem Zirkulator ausgekoppelt wurde (oben) und axiales Plasmalichtsignal, wie es mittels eines Photomultipliers auf der Achse des Hohlleiters ausgekoppelt wurde (unten), bei hoher Zeitaufösung von 50  $\mu$ s.

Aus der Laufzeit, die in Abb.35 etwa 0.7 ms beträgt, und dem Abstand von der Zündzone

bis zum Einkoppelfenster der Mikrowelle ( $\approx 2.5$  m) errechnet sich die Laufgeschwindigkeit für die als Beispiel gezeigte Laufentladung in Argon zu etwa 3500 m/s. Das untere Plasmalichtsignal wurde über den Photomultiplier in axialer Hohlleiterichtung aufgenommen. Es zeigt die Schwankungen des integralen Plasmalichtsignals während das Plasmapakett den Hohlleiter durchläuft. Aus Abb.36 ist deutlich zu ersehen, daß die Schwankungen der beiden Signale zeitlich miteinander korreliert sind. Immer wenn die reflektierte Leistung ein Minimum aufweist, zeigt das Plasmalicht ein Maximum. Aus den Schwankungen des Plasmalichts kann man entweder auf ein räumliches Ausdehnen und Zusammenziehen des Plasmas oder auf Schwankungen der Intensität schließen. Die Anzahl der Maxima bzw. Minima der beiden Signale zählt man zu etwa 20, was multipliziert mit der halben Hohlleiterwellenlänge von ca. 12 cm etwa dem Abstand zwischen dem Ende der Zündzone und dem Einkoppelfenster der Mikrowelle entspricht. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf den ursächlichen Zusammenhang der Signal-Schwankungen mit der Stehwellenstruktur (Abb.19). Auch bei dem axialen Plasmalichtsignal gibt es den Übergang zu einem konstanten Signal wenn das Plasma schließlich am Einkoppelfenster brennt, und letztlich einen steilen Abfall des Signals mit dem Abschalten der Mikrowellenleistung (siehe Abb.35).

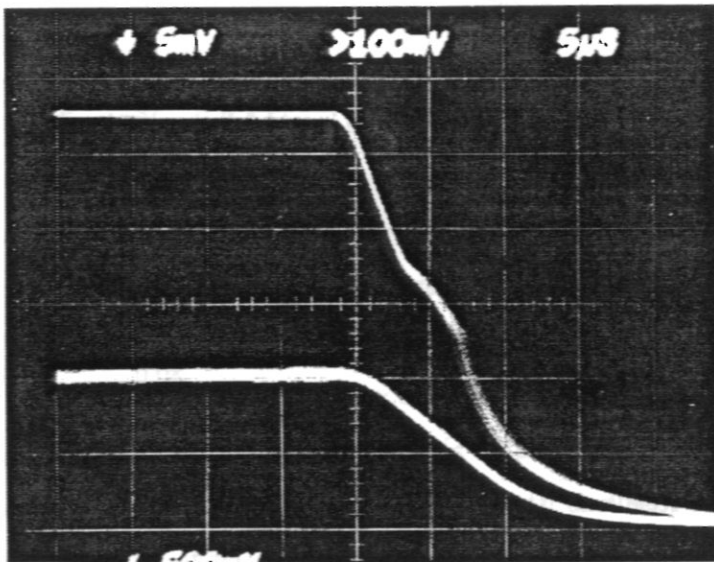


Abb. 37: Signal der reflektierten Mikrowellenleistung, wie es mittels einer Mikrowellendiode hinter dem Zirkulator ausgekoppelt wurde (oben) und axiales Plasmalichtsignal, wie es mittels eines Photomultipliers auf der Achse des Hohlleiters ausgekoppelt wurde (unten), bei hoher Zeitauflösung von  $5 \mu\text{s}$ .

In Abb.37 ist nun der Abfall der beiden Signale mit hoher Zeitauflösung dargestellt, wobei

das obere Mikrowellensignal von der hinter dem Zirkulator direkt ausgekoppelten reflektierten Leistung herrührt. Im Gegensatz dazu wurde in Abb.38 das obere Mikrowellensignal der eingespeisten Leistung über einen 60 dB-Richtkoppler gemessen.

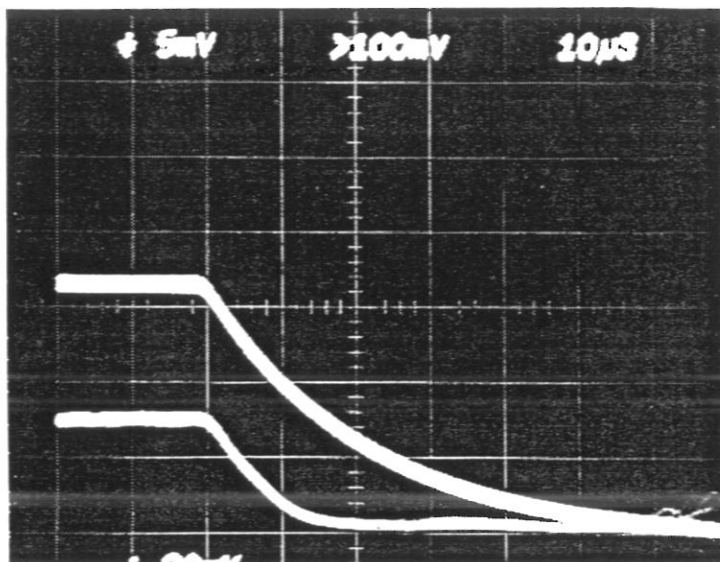


Abb. 38: Signal der eingespeisten Mikrowellenleistung, wie es mittels einer Mikrowellendiode über einen 60dB-Richtkoppler ausgekoppelt wurde (oben) und axiales Plasmalichtsignal, wie es mittels eines Photomultipliers auf der Achse des Hohlleiters ausgekoppelt wurde (unten), bei hoher Zeitaufösung von 10  $\mu$ s.

Man erkennt die unterschiedliche Zeitkonstante im Abfall der beiden Mikrowellensignale. Ebensolche und noch größere Unterschiede in den Zeitkonstanten ergaben sich bei Verwendung unterschiedlicher Mikrowellendioden, die jedoch allesamt für die Frequenz von 2.45 GHz ausgelegt waren. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß mit den für das Experiment verfügbaren Mikrowellendioden der schnelle zeitliche Abfall der Mikrowellenleistung nach der Austaktung des Magnetrons nicht gemessen werden konnte, sondern lediglich der un stetige Übergang zu dem nachfolgenden exponentiellen Abfall als Hinweis auf den Zeitpunkt des Abschaltens der Mikrowellenleistung von Relevanz ist. Weiterhin gibt es keinen Grund anzunehmen, daß die Mikrowellenleistung nicht ebensoschnell abgeschaltet, wie eingeschaltet wird. Letzteres erfolgt je nach Leistung auf einer Zeitskala von 1  $\mu$ s bis 5  $\mu$ s, wobei für die unterschiedlichen Mikrowellendioden und Meßorte keine Variation festzustellen war. Nimmt man eine solche schnelle Abschaltung der Mikrowellenleistung an, so kann der 1/e-Abfall des Plasmalichtsignals, wie er aus Abb.37 und 38 zu etwa 10  $\mu$ s ersichtlich ist, als oberer Grenzwert für die Elektroneneinschlußzeit des Plasmas abgeschätzt werden. Dieser Wert stimmt gut mit den

Elektroneneinschlußzeiten überein, die sich aus der Plasmamodellierung in Abschnitt 2.3 zu etwa  $5 \mu\text{s}$  ergeben.

#### 4.2.3 Abscheiderate

Nach der Untersuchung grundlegender Charakteristika der Hohlleiter-Laufentladung, welche zum überwiegenden Teil mit Argon als Prozeßgas erfolgte, um eine zu starke Beschichtung mit nachfolgender aufwendiger Reinigung, bzw. variierenden Randbedingungen bezüglich der Hohlleiterwand weitgehend zu vermeiden, erfolgten Versuche zur Variation der Abscheiderate von C:H-Filmen. Dabei wurde die Variation der Abscheiderate als Funktion des Abstandes von der ECR-Zone, d.h. der Lauflänge, die Variation bei unterschiedlicher eingespeister Leistung in Methanplasmen, und die Variation bei Einsatz der beiden unterschiedlichen Kohlenwasserstoffgase Methan und Acetylen untersucht.

Die in Abb.39 und 40 dargestellten Abscheideraten wurden jeweils auf Silizium-Substraten in der Mitte des Hohlleiterbodens gemessen.

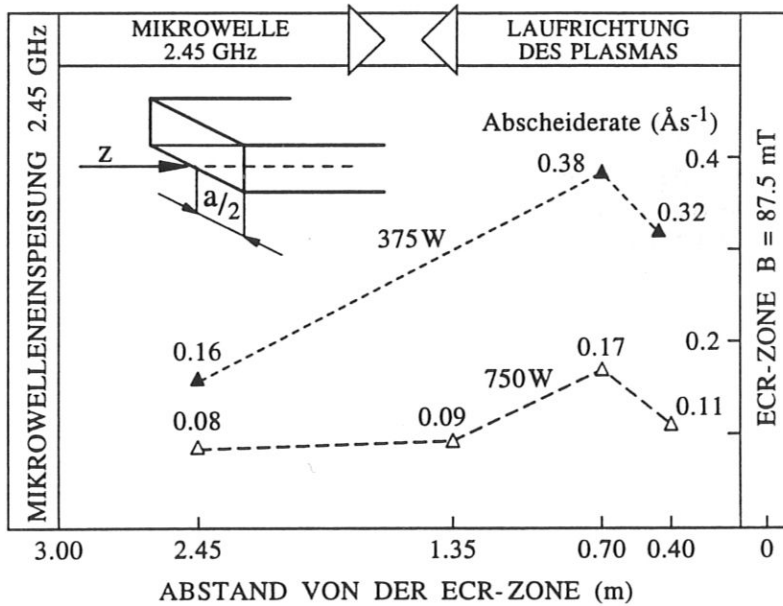


Abb. 39: Vergleich der Abscheideraten von C:H-Schichten, die aus Laufentladungen in Methan bei 375 W bzw. 750 W eingespeister Leistung auf Silizium-Substraten abgeschieden wurden. ( $\Phi = 14 \text{ sccm}$ ,  $p = 1.6 \text{ Pa}$ ).

Für die beiden Prozeßgase bzw. für die beiden unterschiedlichen eingespeisten Leistungen mit Methan als Prozeßgas wird in axialer Hohlleiterrichtung qualitativ in etwa derselbe Verlauf



registriert. Nach einem anfänglich leichten Anstieg im Bereich der Zündzone der Laufentladung, findet man ein Maximum bei etwa 0.7 m und schließlich bei einer Lauflänge von 2.5 m eine Abnahme auf etwa die Hälfte des Maximalwertes. Ob sich ein quasi-stationärer Zustand mit einer auch bei verlängerter Laufstrecke konstant bleibenden Abscheiderate einstellt, kann dieses Experiment nicht beantworten.

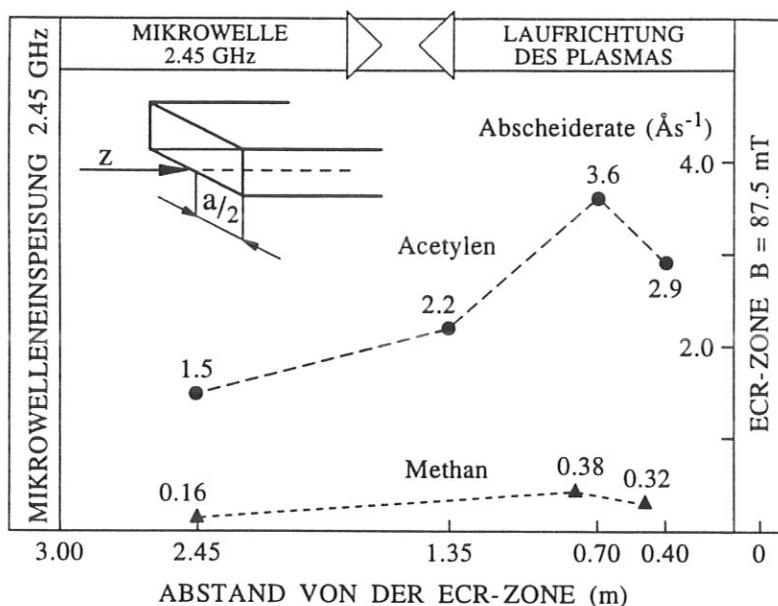


Abb. 40: Vergleich der Abscheideraten von C:H-Schichten, die aus Laufentladungen in Methan bzw. Acetylen auf Silizium-Substraten abgeschieden wurden. Die während der Pulse eingespeiste Mikrowellenleistung betrug konstant 375 W. ( $\Phi = 14 \text{ sccm}$ ,  $p = 1.6 \text{ Pa.}$ )

Bei etwa konstanten Prozeßparametern der Laufentladung findet man die Abscheiderate aus einem Acetylen-Plasma um nahezu einen Faktor zehn höher, als diejenige aus einem Methan-Plasma.

Die Abb.41 und 42 zeigen den während der Beschichtung aufgenommenen qualitativen zeitlichen Verlauf der eingespeisten (Abb.41) bzw. reflektierten Leistung (Abb.42), wie sie an den 60 dB-Richtkopplern über Mikrowellendiode registriert wurden. Man sieht in Abb.41 ein etwa konstantes Signal der eingespeisten Leistung, während Abb.42 eine deutliche Zunahme der reflektierten Leistung mit der Laufzeit erkennen läßt. Die transmittierte Leistung war bei der Laufentladung immer Null. Daraus folgt, daß die integrale absorbierte Leistung mit zunehmender Laufzeit oder Lauflänge abnimmt.



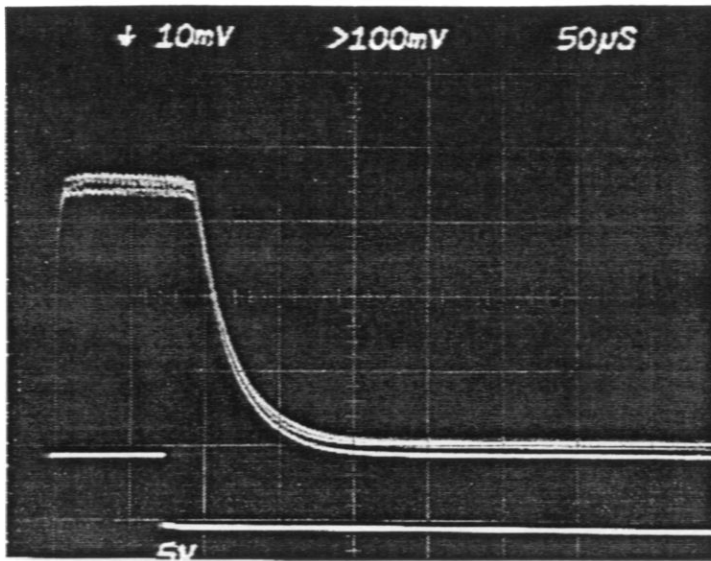


Abb. 41: Zeitlicher Verlauf der eingespeisten Mikrowellenleistung während eines Pulses. Zeitraster:  $50\mu\text{s}$ .

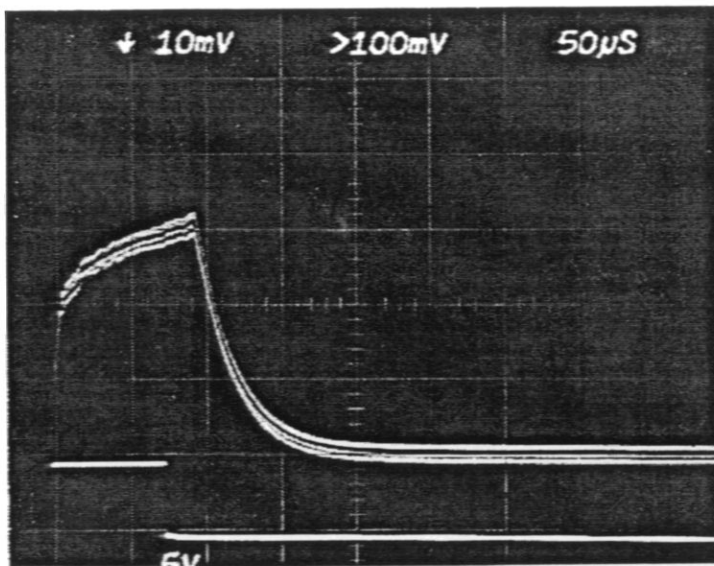


Abb. 42: Zeitlicher Verlauf der reflektierten Mikrowellenleistung während eines Pulses. Zeitraster:  $50\mu\text{s}$ .

Der Vergleich der Beobachtungsfenster 7 und 9 zeigt für 750 W eingespeister Leistung eine Abnahme der Intensität des Plasmalichtsignals, während die Signalbreite etwa gleich bleibt (Abb.43 und 44).

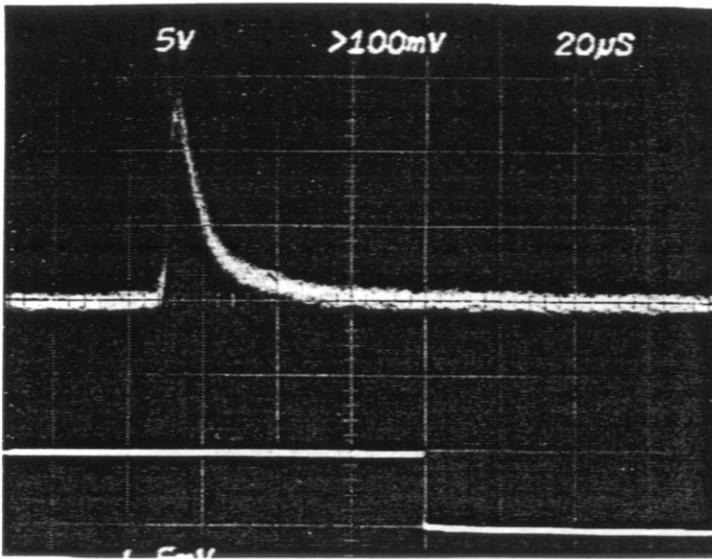


Abb. 43: Plasmalichtsignal am Fenster 7, wie es mittels eines Photomultipliers beim Vorbeilaufen des Methan-Plasmapaketes ausgekoppelt wurde (oben) und Signal des Taktgenerators (unten). Die eingespeiste Mikrowellenleistung betrug 750 W. Zeitraster: 20µs.

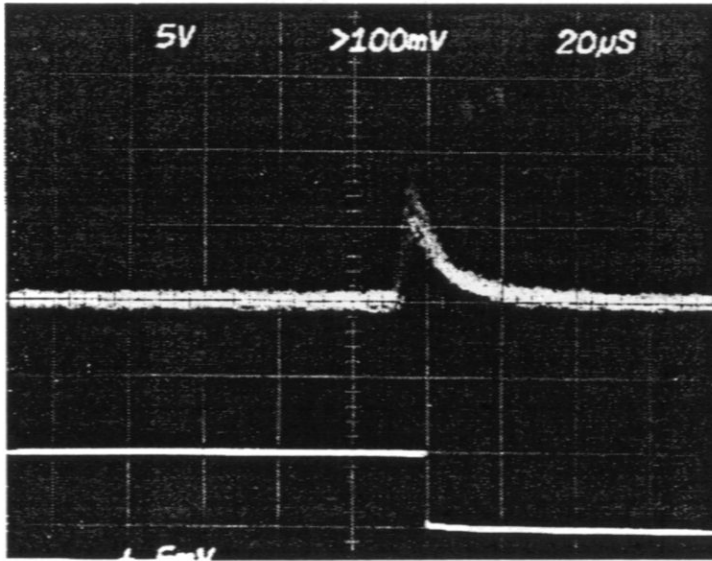


Abb. 44: Plasmalichtsignal am Fenster 9, wie es mittels eines Photomultipliers beim Vorbeilaufen des Methan-Plasmapaketes ausgekoppelt wurde (oben) und Signal des Taktgenerators (unten). Die eingespeiste Mikrowellenleistung betrug 750 W. Zeitraster: 20µs.

Für 375 W nimmt hingegen sowohl die Signalbreite als auch die Intensität ab (Abb.45 und 46).

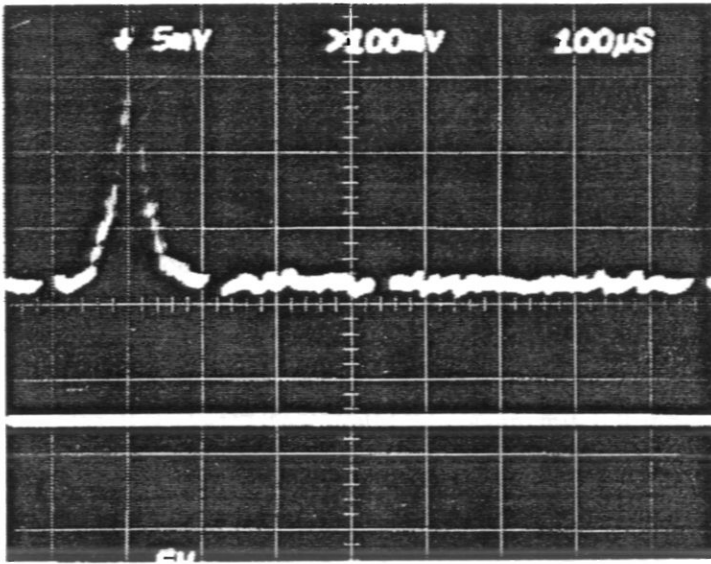


Abb. 45: Plasmalichtsignal am Fenster 7, wie es mittels eines Photomultipliers beim Vorbeilaufen des Methan-Plasmapaketes ausgekoppelt wurde (unten) und Signal der Mikrowellenleistung (oben). Die eingespeiste Mikrowellenleistung betrug 375 W. Zeitraster: 100μs.

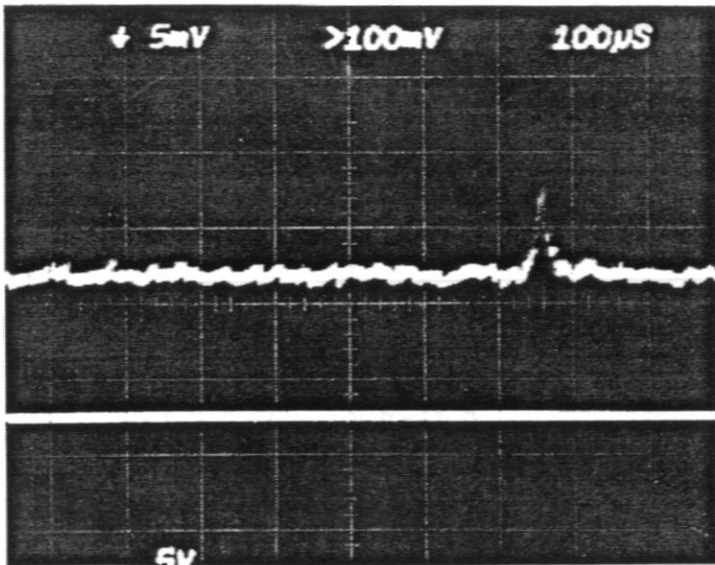


Abb. 46: Plasmalichtsignal am Fenster 9, wie es mittels eines Photomultipliers beim Vorbeilaufen des Methan-Plasmapaketes ausgekoppelt wurde (unten) und Signal der Mikrowellenleistung (oben). Die eingespeiste Mikrowellenleistung betrug 375 W. Zeitraster: 100μs.

### 4.3 SCHICHTEIGENSCHAFTEN

Entsprechend den untersuchten Schichteigenschaften der bei Raumtemperatur aus den Methan-Plasmen im Hohlleiter abgeschiedenen C:H-Schichten, sind diese als polymerartig einzuordnen.

Die ermittelten Werte für die Schichteigenschaften zeigten keine signifikante Abhängigkeit von den variierten Entladungsparametern, sondern blieben vielmehr relativ konstant.

Im einzelnen wurden bestimmt: der Brechungsindex zu  $n=1.55\pm 0.05$ , das H/C-Verhältnis zu  $1.1\pm 0.2$ , und die Massendichte zu  $\rho=(1.1\pm 0.1)\text{g cm}^{-3}$ .

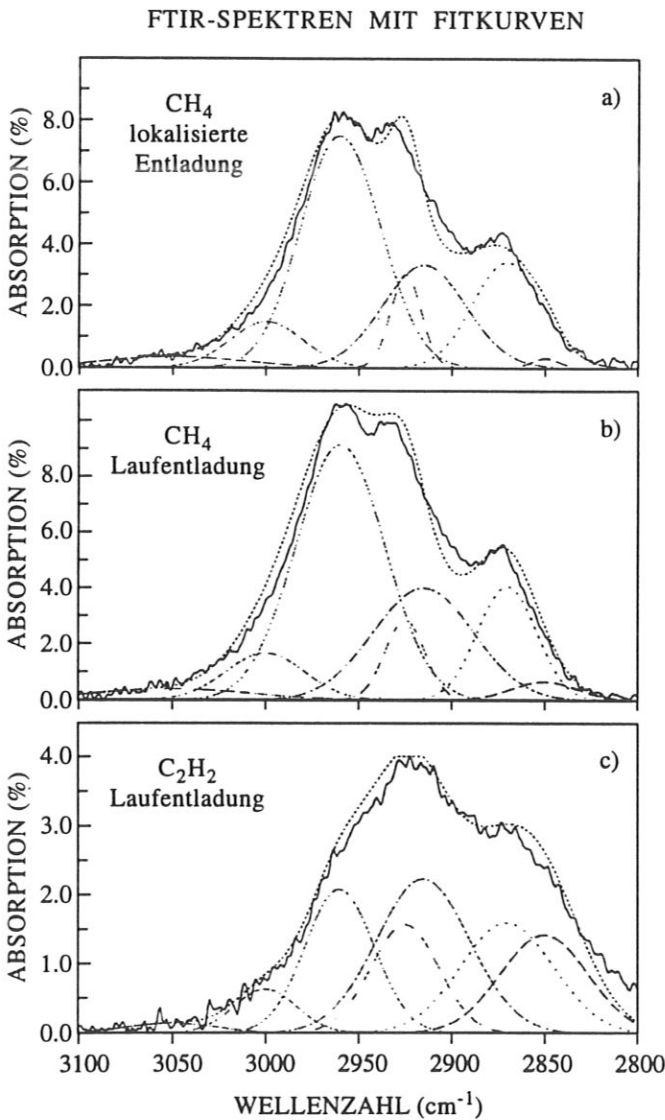


Abb. 47: FTIR-Spektren von C:H-Schichten mit Fitkurven der Schwingungsbanden der C-H-Bindungen im Bereich von 2800 bis 3000 Wellenzahlen.

In Abb.47 ist jeweils der wesentliche Ausschnitt des aufgenommenen IR-Absorptionsspektrums für eine C:H-Schicht gezeigt, wobei die Schicht in Abb.47a aus einer lokalisierten Hohlleiter-Entladung in Methan, diejenige in Abb.47b aus einer Hohlleiter-Laufentladung in Methan, und diejenige in Abb.47c aus einer Hohlleiter-Laufentladung in Acetylen abgeschieden wurde. Man findet eine Übereinstimmung der Spektren a und b, mit einem aus dem IR-Spektrum ermittelten scheinbaren  $sp^2/sp^3$ -Verhältnis von etwa 15%, was nach Vergleichen von IR-Daten mit NMR-Daten ([Grill 87], [Tamor 91]) einem realen  $sp^2/sp^3$ -Verhältnis von etwa 45% entspricht, während das Spektrum c von den oberen beiden abweicht. Diese Abweichung im IR-Spektrum setzt sich auch in der festgestellten Änderung des Brechungsindizes für die, aus dem Acetylen-Plasma abgeschiedene C:H-Schicht fort, welcher zu  $n=1.85\pm 0.05$  ermittelt wurde. Das H/C-Verhältnis bleibt hingegen mit 0.9 innerhalb der Variation, wie sie auch für C:H-Schichten aus Methan-Plasmen festgestellt wurde.

Von Koch et.al. wurde der Sekundärelektronenemissionskoeffizient (SEEC) für C:H-Schichten die aus einem Methan-Plasma bei Raumtemperatur auf einem Testhohlleiter aus Kupfer abgeschieden wurden untersucht (Abb.48) [Koch 89].

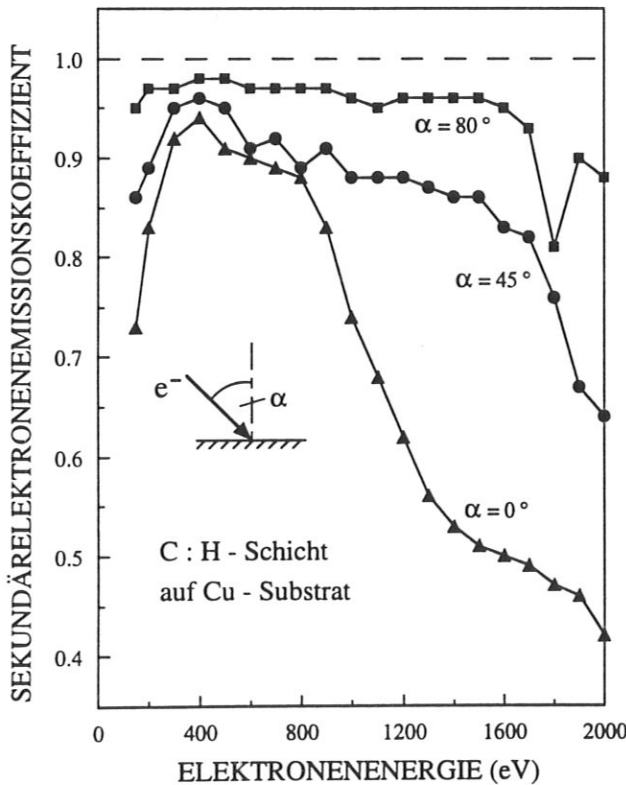


Abb. 48: SEEC einer C:H-Schicht auf einem Kupfer-Substrat als Funktion der Elektronenenergie und des Einfallswinkels der Primärelektronen.

Für Elektronenenergien zwischen 200 eV und 2 keV, und Einfallswinkeln zwischen  $0^\circ$  und  $80^\circ$ , zeigten die abgeschiedenen C:H-Schichten dabei einen Sekundärelektronenemissionskoeffizienten kleiner eins.

## 5 DISKUSSION

### 5.1 WELLE-PLASMA-WECHSELWIRKUNG IM HOHLLEITER

In der Literatur sind viele Spezialfälle möglicher Wechselwirkungen von elektromagnetischen Wellen im Mikrowellenbereich mit Plasmen behandelt worden. Dabei werden jeweils eingeschränkte, idealisierte Bedingungen hinsichtlich des Plasmas (z.B. Homogenität, scharfe Grenzflächen) und hinsichtlich der Winkelbeziehungen zwischen Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle und der Richtung des Magnetfeldes, bzw. zwischen dem elektrischen und magnetischen Feldvektor der Welle und der Richtung des Magnetfeldes betrachtet.

Aus den in der Literatur behandelten Fallunterscheidungen ergeben sich z.B. Modenumwandlungen. Falls ein TM-Mode (Transversal Magnetischer Mode) an ein Plasma ankoppelt, so wandelt er sich nach [Trivelpiece 59] in eine langsame Plasmawelle um. Ein TE-Mode (Transversal Elektrischer Mode) kann sich nach [Bevc 62] im engeren Bereich um die ECR-Bedingung in einen sogenannten Zyklotron-Mode wandeln. Weitere Möglichkeiten von Polarisationsänderungen bzw. von verschiedenen Varianten des Absorptions-, Reflektions- und Transmissionsverhaltens bei der Wechselwirkung von Mikrowellen mit Plasmen sind z.B. in [Bachynski 66] dargestellt und zum Teil auch erfolgreich auf die Interpretation von speziell konzipierten Experimenten angewandt worden.

Dabei wurde ein erheblicher Aufwand an Diagnostik betrieben, wie es aufgrund der Rahmenbedingungen für das untersuchte, verhältnismäßig kleine Hohlleiterplasma-Projekt nicht annähernd möglich war. Trotzdem sollen ausgehend von den experimentellen Beobachtungen einige qualitative Erklärungen für die Wechselwirkung von Mikrowelle und magnetisiertem Plasma im untersuchten Rechteck-Hohlleitersystem vorgeschlagen und diskutiert werden.

Eine Optimierung der Hohlleiter-Entladung hinsichtlich des 'moving-coil'-Verfahrens, welche die höchste integrale Abscheiderate bei einem maximalen Magnetfeld ergibt, welches deutlich unter dem ECR-Magnetfeld liegt, und insbesondere die Tatsache, daß sich die im Plasma absorbierte mittlere Leistungsdichte nicht ändert, wenn das maximale Magnetfeld von der ECR-Bedingung ausgehend bis auf die Hälfte des Resonanzfeldes (Abb.16) oder noch darunter reduziert wird, läßt nur den Schluß zu, daß es sich bei dem Hohlleiter-Experiment im wesentlichen um eine nichtresonante Absorption der Mikrowelle durch die Elektronen des Entladungsplasmas handeln muß, auch dann, wenn die ECR-Bedingung formal realisiert ist.

Die Schlußfolgerung, daß beim untersuchten Hohlleiter-Experiment im wesentlichen nicht-

resonante Mikrowellenabsorption eintritt, kann durch einen Cutoff der Mikrowelle im plasmagefüllten Hohlleiter erklärt werden.

Die quasi-optische Betrachtung der Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im Hohlleiter ist in Abschnitt 2.2. beschrieben. Die Gleichungen (19) und (21) stellen eine Beziehung zwischen dem Winkel der Wellenausbreitung bezüglich der Hohlleiterachse und der komplexen Dielektrizitätskonstanten eines Mediums her, in welchem die Ausbreitung erfolgt. Wenn man nun das magnetisierte Plasma im Hohlleiter als dielektrisches Medium beschreiben will, so wird die exakte Behandlung der Welle-Plasma-Wechselwirkung zu einem Problem, da es sich um ein begrenztes, anisotropes, inhomogenes Plasma handelt, von dem die räumlich aufgelöste Plasmadichteverteilung nicht bekannt ist. Um dennoch eine vereinfachte, qualitative Beschreibung zu ermöglichen, werden folgende Annahmen gemacht:

Erstens wird das Plasma als ein homogener, rechteckiger Quader mit scharfen Grenzflächen betrachtet, welcher den gesamten Hohlleiter-Querschnitt ausfüllt, und ausschließlich mit einer ebenen elektromagnetischen Welle im  $TE_{10}$ -Mode wechselwirkt.

Zweitens wird die Bewegung der Ionen vernachlässigt, da die Ionen-Zyklotronfrequenz aufgrund ihrer großen Masse klein im Verhältnis zur Mikrowellenfrequenz ist.

Drittens, werden die Stöße zwischen den Elektronen und den Neutralgasteilchen vernachlässigt, obwohl sie, wie in Abschnitt 2.1. beschrieben, für den Energietransfer Welle-Plasma und die Ionisierungsprozesse in einer Gasentladung notwendig sind. In einer hier zu behandelnden ersten Näherung jedoch, sind die daraus resultierenden Änderungen vernachlässigbar klein, da das Verhältnis  $\nu_c/\omega \approx 0.001$  für den betrachteten Druckbereich um 1 Pa sehr klein ist, wobei  $\nu_c$  die elastische Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Gasmolekülen und  $\omega$  die Kreisfrequenz der Mikrowelle bezeichnen.

Das verbleibende Problem der Ausbreitung einer ebenen elektromagnetischen Welle durch ein homogenes Plasma mit einem beliebigen Winkel  $\Theta$  bezüglich der magnetischen Feldlinien, wobei das Magnetfeld als homogen und parallel zur axialen Richtung angenommen wird, wird durch die Appleton-Hartree-Gleichung gelöst (siehe Abschnitt 2.2.). Die Gleichungen (19),(21) und (24) zusammengenommen, beschreiben die Ausbreitungscharakteristik einer ebenen, elektromagnetischen Welle in einem plasmagefüllten Rechteck-Hohlleiter mit axialem Magnetfeld in Abhängigkeit von der Elektronendichte und der magnetischen Induktion.

In Abb.49 ist diese Ausbreitungscharakteristik schematisch in einem CMA-Diagramm dargestellt. In unserem Hohlleiter-Experiment wird die mögliche Resonanzzone für den rechts-



zirkular polarisierten Anteil der linear polarisierten Mikrowelle nur beim Zündprozeß erreicht, d.h., solange die Elektronendichte gegen Null strebt, während im Falle eines stationär brennenden Plasmas schon vorher eine Reflexion der Welle am Cutoff eintritt.

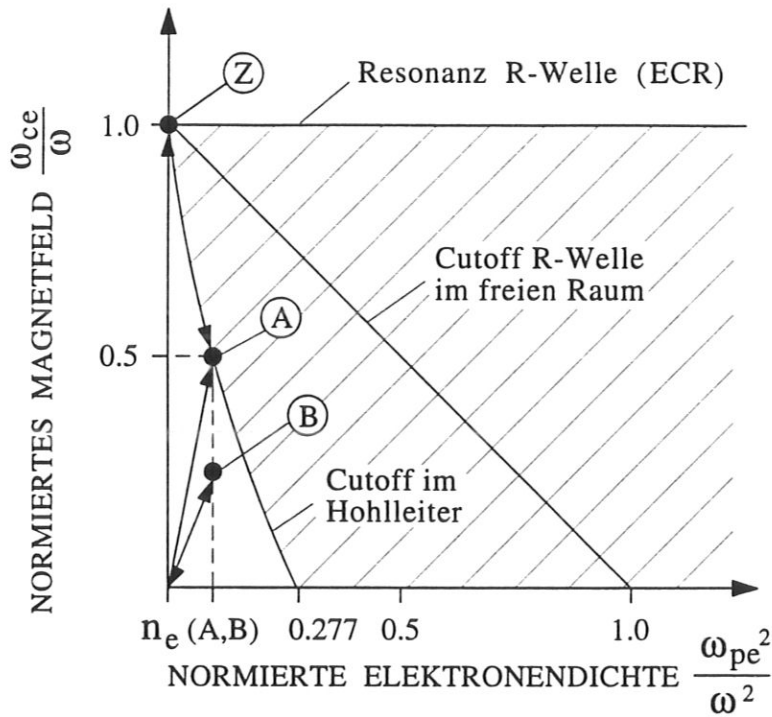


Abb. 49: CMA-Diagramm mit Cutoff im plasmagefüllten Rechteck-Hohlleiter.

Nach dieser qualitativen Betrachtung können drei charakteristische Punkte in die Abb.49 eingeführt werden. Der Punkt Z bezeichnet die Zündung der Entladung. Die Elektronendichte ist in diesem Falle nahe Null, und die Mikrowelle kann die Resonanzzone erreichen, auch wenn sie, wie in unserem Experiment, von der Seite niedrigen Magnetfelds eingespeist wird. Wegen der möglichen Erfüllung der Resonanzbedingung kann die Mikrowelle die wenigen freien Elektronen, welche durch die natürliche UV- und Höhenstrahlung gegeben sind, sehr stark beschleunigen, sodaß sie hohe kinetische Energien erreichen. Weiterhin werden die Elektronenverluste durch die Diffusion zu den Gefäßwänden in der radialen Richtung stark eingeschränkt, da das Magnetfeld in der Resonanzzone parallel zur Hohlleiterachse orientiert ist. Im Ergebnis der Stoßprozesse zwischen hochenergetischen Elektronen und Neutralgaspartikeln kommt es zu Elektronenstoßionisationen, und es stellt sich ein stationäres Plasma ein, dessen Elektronendichte viele Größenordnungen höher ist, als zum Zeitpunkt der Zündung.

In diesem Fall, d.h. für eine genügend hohe Elektronendichte im Plasma, kann die Mikrowelle die Resonanzzone nicht mehr erreichen, wenn sie von der Seite niedrigen Magnetfelds eingespeist wird. Sie wird vielmehr am Cutoff reflektiert, welcher in Abb.49 durch den Punkt A gekennzeichnet, und durch einen bestimmten Wert der Elektronendichte  $n_e(A, B)$  und einen bestimmten Wert des Magnetfeldes  $B(A)=B(\text{Cutoff})$  charakterisiert ist. Für diesen Fall wird keine Leistungstransmission erwartet, was der experimentellen Beobachtung für den Mode A des Hohlleiter-Experimentes entspricht.

Nimmt man nun eine konstantbleibende Elektronendichte an, während man das Magnetfeld von seinem Resonanzwert bis unter die Hälfte desselben reduziert, so gelangt man zu Punkt B in Abb.49. An diesem Punkt gibt es keinen Cutoff für den Wert der Elektronendichte  $n_e(A, B)$  und den Wert des Magnetfeldes  $B(B)$ , und die Mikrowelle kann sich demzufolge durch das gesamte Volumen des magnetisierten Plasmas frei ausbreiten. In Übereinstimmung mit dieser Aussage wird in Mode B des Hohlleiter-Experimentes ein bestimmter Betrag an transmittierter Leistung beobachtet, wenn das Magnetfeld unter einen bestimmten druck- und gasflußabhängigen Wert herabgesetzt wird.

Für Entladungsbedingungen mit einer konstanten Verweilzeit der Gasteilchen im Plasmavolumen, bei denen eine Variation des Druckes über die Änderung der Gasflußrate erfolgte, wurde in Abb.18 die gemessene transmittierte Leistung als Funktion des variierten maximalen Magnetfeldes aufgetragen. Im Ergebnis erscheint bei Verringerung des Spulenstromes und damit des Magnetfeldes dieselbe transmittierte Leistung bei höherem Gasdruck eher als bei kleinerem Druck. Aus dieser Beobachtung kann, bezüglich der obigen Diskussion zu Abb.49, auf eine, mit den Entladungsparametern variierende, mittlere Elektronendichte geschlossen werden, welche mit zunehmendem Druck und Gasfluß abnimmt. Eine solche Schlußfolgerung kann auch die beobachtete Abnahme der mittleren absorbierten Leistungsdichte trotz Druckerhöhung (Abb.16) erklären.

Wenn wir nach der Diskussion zu Abb.49 die nichtresonante Mikrowellenabsorption als den dominanten Prozeß der Leistungseinkopplung in das Hohlleiter-Plasma betrachten, so folgt aus Gleichung (17), daß die absorbierte Leistungsdichte bei einer Druckerhöhung zunehmen sollte, da die Stoßfrequenz der Elektronen  $\nu_c$  mit der Teilchendichte zunimmt. Solch ein Trend kann jedoch durch eine Abnahme der Elektronendichte, und eine entsprechende Änderung des elektrischen Feldes der Mikrowelle durch die Wechselwirkung mit dem Plasma, kompensiert oder sogar überkompensiert werden.

Weiterhin wird eine deutliche Asymmetrie der Gasentladung und der Deposition bezüglich des Magnetfeldes beobachtet (Abb.17). Eine mögliche Erklärung dafür kann ebenfalls der Cutoff der Mikrowelle im Hohlleiter-Plasma sein. Wenn man eine konstante oder mit der Reduzierung des Magnetfeldes abnehmende Elektronendichte annimmt, so ist bei kleinerem Magnetfeld ein tieferes Eindringen der Mikrowelle in das Plasma zu erwarten, während bei höherem Magnetfeld die Wellenausbreitung im Plasma eher am Cutoff gestoppt wird. Dieser Schluß ist mit den experimentellen Beobachtungen der Abb.16 und 17 konsistent. Insbesondere wird eine deutliche Verschiebung des Maximums der Abscheiderate gegenüber der ECR-Zone beobachtet.

Von Miyake und Chen [Miyake 91] wurde im Gegensatz dazu in demselben Druckbereich die höchste Abscheiderate aus einem ECR-Methanplasma (Mikrowellenfrequenz 2.45 GHz, divergentes Magnetfeld mit Einkopplung der Welle von der Seite hohen Magnetfeldes) genau in der ECR-Zone registriert, was, wie erwartet, für ansonsten konstante äußere Prozeßparameter der höchsten Abscheideeffektivität in der Zone der größten absorbierten Leistungsdichte entspricht. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß in unserem Experiment das Maximum der absorbierten Leistungsdichte deutlich vor der ECR-Zone liegt.

Die in unserem Experiment beobachtete Asymmetrie der Abscheidung kann jedoch auch durch die Drift der Ladungsträger entlang der Feldlinien des divergenten Magnetfeldes unterstützt sein [Reinke 91]. Außerdem nimmt das elektrische Feld der Mikrowelle mit fortschreitender Ausbreitung im Plasma ab, wobei die Abnahme durch die Leistungsabsorption der Plasmaelektronen aus der Mikrowelle bestimmt ist.

## 5.2 PLASMAMODELLIERUNG

Ergebnisse der Modellrechnungen nach dem einfachen Plasmamodell sind für Methan-Plasmen in Abb.50 gezeigt [Hytry 92]. Trotz der freien Wahl des Fittingparameters  $s$ , kann keine Übereinstimmung zwischen der mittleren Abscheiderate des Experimentes und der, aus dem Modell gewonnenen mittleren Abscheiderate erzielt werden. Insbesondere ergibt sich ein unterschiedlicher qualitativer Verlauf in der Druckabhängigkeit der Abscheiderate. Abb.50 zeigt die bestmögliche erzielte Näherung. Dabei ist für die modellierte Abscheiderate eine dominante Rolle des  $CH_3$ -Radikals bei der C:H-Schichtabscheidung angenommen, wie sie aus der Literatur bekannt ist ([Kline 89], [Tachibana 84]), und der effektive Stickingkoeffizient wurde zu  $s=0.03$  gewählt. Die modellierte Abscheiderate  $\Gamma$  in Abb.50 wurde aus dem Methylfluß

zur Wand wie folgt berechnet:

$$\Gamma = \frac{n_{CH_3}}{\tau_{CH_3}} \cdot \frac{V_{Plasma}}{A_o} \cdot s \cdot \frac{1}{n_C} \quad (52)$$

wobei  $\tau_{CH_3}$  und  $n_{CH_3}$  die mittlere Verweilzeit im Plasma und die Teilchendichte des Methylradikals bezeichnen.  $V_{Plasma}$  ist das Plasmavolumen, und  $A_o$  die dem Plasma ausgesetzte Oberfläche. Die Kohlenstoffdichte  $n_C$  der abgeschiedenen C:H-Schichten ist aus Beschleunigeranalysen bekannt (siehe Abschnitt 4.3.).

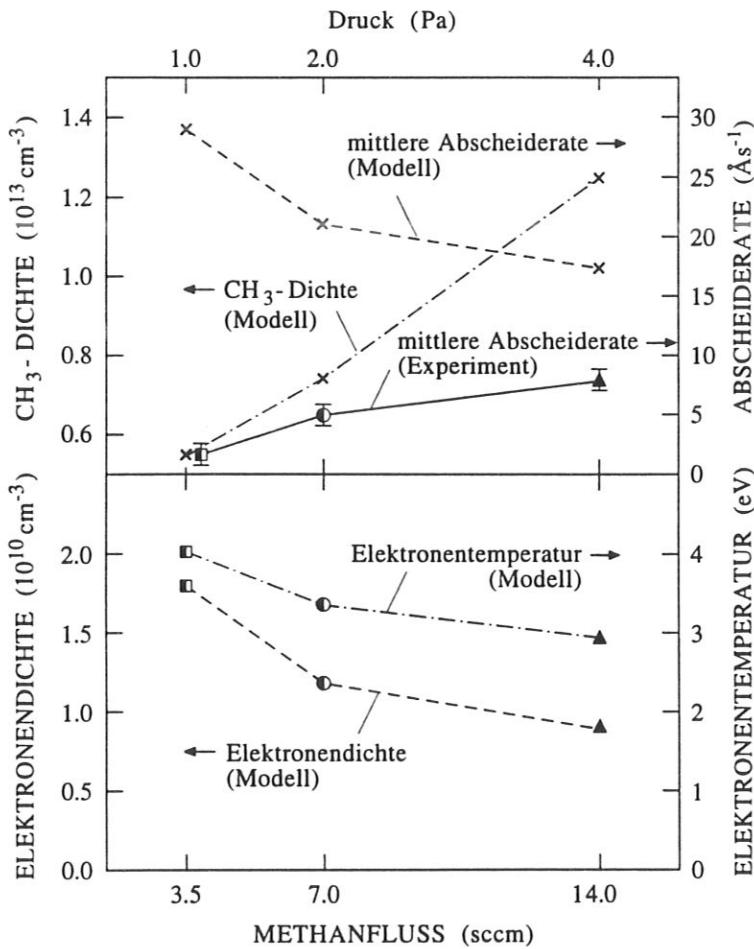


Abb. 50: Vergleich der Ergebnisse von Modellrechnungen nach dem einfachen Plasmamodell mit den im Experiment bestimmten Abscheideraten aus einer lokalisierten Hohlleiter-Entladung in Methan.

Das einfache Plasmamodell (Abb.50) nach Abschnitt 2.3.2 ergibt auch bei bestmöglicher Anpassung über den Fitparameter des effektiven Stickingkoeffizienten Abscheideraten, welche um einen Faktor drei bis zehn höher liegen als die entsprechenden experimentell ermittelten

Raten. Dabei wird die Abweichung zwischen Modell und Experiment zu kleinem Druck und Gasfluß hin immer größer. Das Letztere weist darauf hin, daß eine korrekte Modellierung der Abscheiderate die Gasflußeffekte (Abb.20, für den unterschiedlichen Anteil abgeschiedenen Kohlenstoffs) ebenso berücksichtigen muß, wie die Rückätzreaktion bei einer unterschiedlichen Konzentration an atomarem Wasserstoff im Plasma (Abb.22).

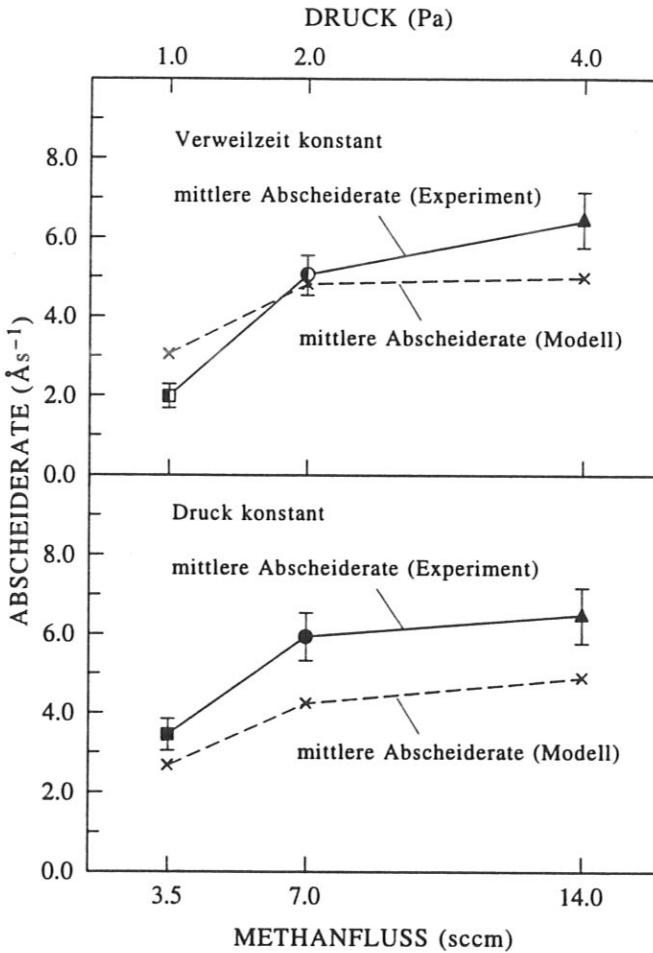


Abb. 51: Vergleich der Ergebnisse von Modellrechnungen nach dem erweiterten Plasma- und Schichtwachstumsmodell mit den im Experiment bestimmten Abscheideraten aus einer lokalisierten Hohlleiter-Entladung in Methan.

Ein relativ hoher Anteil an atomarem Wasserstoff im Plasma begünstigt den zum Schichtwachstum konkurrierenden Ätzprozeß, was im Ergebnis zu einer kleineren Netto-Abscheiderate führt. Für einen speziellen Fall einer untypisch hohen Leistungsabsorption bei kleinem Druck und Gasfluß wurde im Experiment tatsächlich das Netto-Rückätzen einer schon abgeschiedenen C:H-Schicht festgestellt. Ein ebensolches Rückätzen wurde auch von Reinke bei der

C:H-Abscheidung aus einem Methanplasma in einem typischen ECR-Reaktor beobachtet [Reinke 92].

Die einfache Modellierung des Methanplasmas sagt im Druckbereich um 1 Pa weiterhin eine Abnahme der Elektronendichte und Elektronentemperatur mit zunehmendem Druck voraus (Abb.50). Insbesondere die Abnahme der Elektronendichte mit steigendem Druck stimmt dabei qualitativ mit den Schlußfolgerungen hinsichtlich des Mikrowellen-Cutoffs (Abb.18) und hinsichtlich der Variation der absorbierten Leistungsdichte (Abb.16) überein, wie sie im Abschnitt 5.1 diskutiert wurden.

In Abb.51 sind Abscheideraten nach dem im Abschnitt 2.3.4 diskutierten simultanen Plasma- und Schichtwachstumsmodell von v.Keudell [v.Keudell 92b] berechnet. Mit diesem erweiterten Plasma- und Schichtwachstumsmodell wird auch eine gasflußabhängige Modellierung der Abscheiderate aus einem Methan-Plasma möglich, wie sie in Abb.51 im Vergleich mit experimentellen Daten gezeigt ist. Obwohl hierbei keine optimale Anpassung des Modells erfolgte, sondern vielmehr die von v.Keudell [v.Keudell 92b] für einen Druck von 1.6 Pa und einen Methanfluß von 14 sccm temperaturabhängig angepaßten Wirkungsquerschnitte und die Desorptionsenergie für andere Druck- und Gasflußwerte übernommen wurden, wird eine gute Übereinstimmung mit den mittleren experimentell bestimmten Abscheideraten erzielt. Als wichtigster Unterschied zur einfachen Plasmamodellierung mit einem mittleren effektiven Stickingkoeffizienten als Fitparameter ist insbesondere noch einmal der Einfluß der Oberflächenreaktion mit dem atomarem Wasserstoff hervorzuheben, welche im Wechselspiel mit dem Einbau von Methyl-Radikalen über die Adsorbatschicht die Abscheiderate wesentlich bestimmt. Was kann die Ursache für den starken Einfluß dieser Oberflächenreaktion auf die Abscheiderate sein? Daß Methyl-Radikal besitzt aufgrund eines ungepaarten Elektrons in der Nähe einer Festkörperoberfläche ein wesentlich größeres Dipolmoment als das symmetrische Methanmolekül, weshalb seine Oberflächenbindungsenergie deutlich höher ist, und es den Hauptanteil der adsorbierten Schicht stellt. Der atomare Wasserstoff hingegen wird wegen seiner Reaktivität nicht adsorbiert, sondern reagiert mit adsorbierten Teilchen oder rekombiniert an der Oberfläche. Trifft der atomare Wasserstoff auf ein adsorbiertes Methyl-Radikal, so bildet sich ein Methanmolekül, welches aufgrund seiner kleinen Oberflächenbindungsenergie sofort wieder desorbiert. Damit hängt das Adsorptions-Desorptions-Gleichgewicht nun nicht mehr nur von der Temperatur, sondern auch von der Konzentration an atomarem Wasserstoff im Plasma ab. Im Vergleich der einfachen Plasmamodellierung, welche nur den

Methyl-Radikalenfluß auf die Wand und keine Oberflächenreaktionen berücksichtigt, mit dem erweiterten Plasma- und Schichtwachstumsmodell, welches simultan das Plasma und die Reaktionen an der Wand berechnet und die Rückwirkung der Oberflächenreaktionen auf die Plasmazusammensetzung berücksichtigt, konnte gezeigt werden, daß nur letzteres Modell die Abscheidung von C:H-Schichten aus einem Methanplasma in Übereinstimmung mit dem Experiment beschreiben kann. Die Elektronentemperaturen und -dichten verhalten sich nach diesem Modell hinsichtlich der Druck- und Gasflußabhängigkeit qualitativ ebenso, wie in dem einfachen Plasmamodell.

Die Vorhersagen des Argon-Plasmamodells sind in Abb.24 [Hytry 92] mit den Ergebnissen die aus Langmuir-Sondenmessungen bei variiertem Druck gewonnen wurden verglichen. Für ein Argon-Plasma, welches keiner Variation der Plasmazusammensetzung aufgrund von Abscheideprozessen an der Gefäßwand unterliegt, kann im Gegensatz zu der versuchten Modellierung der Abscheideraten im Methan-Beschichtungssystem schon mit der einfachen Plasmamodellierung eine gute Übereinstimmung zwischen den mit einer Langmuir-Sonde gemessenen Werten der Plasmadichte und der Elektronentemperatur und den modellierten Werten erzielt werden.

Der Trend einer, mit steigendem Druck abnehmendem Elektronendichte und -temperatur, wie er schon beim Methan für den Druckbereich um 1 Pa geschlußfolgert bzw. modelliert wurde, wird auch beim einfachen Argon-Plasmamodell gefunden und durch Langmuir-Sondenmessungen bestätigt (Abb.24). Dabei weichen das Modell und die Sondenmessungen bei der Elektronentemperatur um maximal 20%, und bei der Elektronendichte um maximal 50% voneinander ab. Dies ist als eine befriedigende Übereinstimmung von Modell und experimenteller Messung anzusehen.

Weiterhin ist festzustellen, daß sowohl die experimentell bestimmten, als auch die modellierten Elektronendichten nahe bei der Cutoff-Dichte für die untersuchte Mikrowellenfrequenz im Rechteck-Hohlleiter gefunden werden, welche ohne Magnetfeld etwa  $2 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  beträgt, wobei sie in den meisten Fällen darunter liegen, und selbst im ungünstigsten Fall nur um einen Faktor zwei darüber. Damit ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Überlegungen zur Mikrowellenausbreitung und Wechselwirkung mit dem Hohlleiter-Plasma, und der Plasmamodellierung.

Eine quantitative Abschätzung der Leistungsabsorptionskoeffizienten, die nach Heald und Wharton für ein nichtmagnetisiertes Plasma im Hohlleiter aus den Fresnelschen Beziehungen



abgeleitet werden, wobei ein homogenes Plasma mit scharfen Grenzflächen angenommen wird [Heald 65], stimmt, unter Beachtung der gemessenen Stehwellenstruktur (Abb.19) und ausgehend von der Variation von Elektronendichte und -temperatur, wie sie aus der Plasmamodellierung bzw. den Sondenmessungen am stationären Hohlleiterplasma gewonnen wurden, hinsichtlich der Druck- bzw. Gasflußabhängigkeit qualitativ mit dem Experiment überein. Die Leistungsabsorption sinkt mit zunehmendem Gasdruck, da die Elektronendichte und die mittlere Amplitude des elektrischen Feldes der Mikrowelle (siehe Abb.19) abnehmen.

Quantitativ wurde die mittlere Leistungsabsorption über den Leistungsabsorptionskoeffizienten etwa um eine Größenordnung zu klein berechnet, was auf die Vernachlässigung des Magnetfeldes zurückzuführen sein kann.

Allerdings ergab sich etwa dieselbe Diskrepanz von einer Größenordnung zwischen Rechnung und experimentell bestimmtem Wert auch bei dem Versuch einer Finite-Elemente-Rechnung, die eine magnetfeldabhängige Absorption nach der Absorptionsformel (17) zur Grundlage hatte, wenn man die Elektronendichte bei der Cutoff-Dichte des Hohlleiters begrenzte. Das Hohlleiter-Plasma wurde dabei in Scheiben zu 1 cm Dicke aufgeteilt. Ausgehend von einer vorgegebenen Startdichte an Elektronen im ersten Volumenelement wurde die absorbierte Leistungsdichte und daraus wiederum die Elektronendichte im jeweils folgenden Volumenelement berechnet, wobei die eingespeiste Leistung jeweils um den absorbierten Betrag reduziert wurde. Die Abhängigkeit der Elektronendichte von der absorbierten Leistungsdichte ergab sich aus dem einfachen Plasmamodell nach Abschnitt 2.3.2. Absorbierte Leistungsdichten in der Größenordnung der experimentell bestimmten konnten in der Rechnung nur erreicht werden, wenn man die Elektronendichten bis auf eine Größenordnung über die Cutoff-Dichte des Hohlleiters ohne Magnetfeld, d.h. bis etwa  $10^{11} \text{cm}^{-3}$  ansteigen ließ.

Diese magnetfeldabhängige Absorption nach dem ECR-Prinzip bereitet in dem benutzten Monomode-Hohlleiter weiterhin ein Verständnisproblem, da aus der eingestrahlten, linear polarisierten Welle nur der rechtszirkular polarisierte Anteil absorbiert werden sollte, und sie sich somit in eine linkszirkular oder elliptisch polarisierte Welle umwandeln sollte. Die beiden letzteren Wellen sind jedoch in dem Monomode-Hohlleiter nicht ausbreitungsfähig.

Auf welche Weise nun die Mikrowelle in dem Hohlleiterplasma absorbiert wird, und ob eventuell doch eine Modenkonzersion erfolgt, bleibt unklar. Bei den Experimenten mit halbem ECR-Magnetfeld wird jedenfalls eine transmittierte Mikrowelle registriert, welche nach Durchlaufen des Plasmas wieder, oder noch immer, im linear polarisierten  $TE_{10}$ -Mode vor-



liegt.

Eine mögliche Erklärung der experimentell beobachteten Absorption könnte in einer anomalen Erhöhung der elastischen Stoßfrequenz der Plasmaelektronen zu sehen sein, wie sie von Popov et.al. in einem ECR-Plasma in Analogie zur stochastischen Heizung in einem RF-Plasma diskutiert wird [Popov 92]. Dabei wird angenommen, daß die Elektronen durch den fluktuierenden Auf- und Abbau einer starken Überhöhung des elektrischen Feldes in der Nähe eines Cutoffs eine hohe Energie aus dem elektrischen Feld aufnehmen.

### 5.3 ZÜNDUNG DER HOHLLEITER-ENTLADUNG

Obwohl im Hohlleiter-Experiment die ECR-Bedingung für den rechtszirkularen Anteil (R-Welle) der im  $TE_{10}$ -Mode eingespeisten, linear polarisierten Mikrowelle erfüllt ist, und die Wellenausbreitung zum Zeitpunkt der Zündung auch an keinem Cutoff gestoppt werden kann, zeigen die Zündkurven der Abb.25 in ihrer Druckabhängigkeit keinen ECR-typischen Verlauf, wie er aus den Experimenten von Lax, Allis und Brown [Lax 50] bekannt ist, und auch nach der Leistungsabsorptionsformel (17) ( $P_{abs} \sim 1/\nu_c$  für  $\omega = \omega_{ce}$ ) zu erwarten wäre.

Der erwartete Kurvenverlauf sagt bei erfüllter ECR-Bedingung voraus, daß bei einem kleineren Gasdruck günstiger gezündet werden kann. In diesem Fall sollte also beim ECR-Magnetfeld für den kleinsten untersuchten Druck die geringste Zündfeldstärke registriert werden. Dies ist, wie Abb.25 zeigt, im untersuchten Hohlleiter-Experiment nicht der Fall. Vielmehr entsprechen die Zündkurven, welche die Abhängigkeit der Zündfeldstärke vom Magnetfeld zeigen, qualitativ jenem Ergebnis, welches Lax, Allis und Brown erhielten, indem sie das elektrische Feld der Mikrowelle parallel zu den magnetischen Feldlinien orientierten, um allein die Einschlußwirkung eines Magnetfeldes, d.h. die Verringerung der Diffusion senkrecht zu den Magnetfeldlinien zu zeigen. Diese Einschlußwirkung des Magnetfeldes ist zu jeder Zeit vorhanden, und kann prinzipiell nicht von der zweiten möglichen Wirkung des Magnetfeldes auf die Plasmaelektronen, nämlich der energetischen Resonanz getrennt werden, wie sie nur bei Erfüllung der ECR-Bedingung eintritt, wenn die Magnetfeldlinien zum elektrischen Feld der Mikrowelle senkrecht verlaufen.

Um die Wirkung der ECR-Bedingung bei der Zündung einer magnetfeldgestützten Gasentladung zu zeigen, sollte man deshalb ein möglichst großes Plasmagefäß verwenden, bei dem die reduzierende Wirkung des Magnetfeldes auf die Diffusion der Plasmaelektronen zur Gefäßwand eine geringere Rolle spielt. Im Falle des Hohlleiters handelt es sich hingegen

bezüglich der Querschnittsabmessungen um ein relativ kleines Plasmagefäß. Hier muß man davon ausgehen, daß jene Elektronen, welche aufgrund der ECR-Bedingung eine hohe kinetische Energie erlangen, an den Gefäßwänden verloren gehen können, ohne im Plasma einen Ionisierungsstoß auszuführen, und somit nicht zur Erhöhung der Ionisierungsfrequenz und zur Erfüllung der Zündbedingung (9) beitragen. Die Verringerung der diffusiven Verluste in der radialen Richtung des Hohlleiter-Querschnitts bleibt jedoch aufgrund der im wesentlichen axial orientierten Magnetfeldlinien in jedem Falle erhalten, und wird im Experiment (Abb.25) beobachtet.

Die Zündung der Gasentladung im Hohlleiter erfolgt entsprechend obiger Diskussion in dem untersuchten Druckbereich sowohl für die lokalisierte Entladung als auch für die Laufentladung nichtresonant. Entsprechend der gefundenen Druckabhängigkeit der Zündfeldstärke bei eingestelltem ECR-Magnetfeld muß man schlußfolgern, daß die Zündbedingung nicht durch Einstellen der energetischen Resonanzabsorption der ECR-Bedingung erfüllt wird, sondern durch die Einschlußwirkung des Magnetfeldes, welche den Teilchenverlust der Elektronen zur Wand hin verringert.

#### 5.4 ÜBERGANG ZUR LAUFENTLADUNG

Aus dem in Abb.26 dokumentierten Experiment, das für eine konstante eingespeiste Mikrowellenleistung den Magnetfeldeinfluß bei Zündung und Erlöschen der Hohlleiter-Entladung in Abhängigkeit vom Gasdruck untersucht, wird der Übergang von der lokalisierten, magnetfeldgestützten Hohlleiter-Entladung zur Hohlleiter-Laufentladung deutlich.

Bei einem niedrigen Gasdruck (0.3 .. 4 Pa) ist sowohl für die Zündung als auch für die stationäre Aufrechterhaltung der Gasentladung ein Magnetfeld erforderlich. Dies ist der Bereich des lokalisierten Hohlleiter-Plasmas, das nur bei den Magnetfeldspulen brennt.

Zu höherem Gasdruck hin schließt sich daran ein Bereich an, der dadurch gekennzeichnet ist, daß für die Zündung der Entladung noch ein Magnetfeld erforderlich ist, während die einmal gezündete Entladung offensichtlich allein durch das elektrische Feld der Mikrowelle aufrechterhalten werden kann. Im Falle der räumlichen Trennung des Zündortes vom Ort der Mikrowelleneinkopplung in das Plasmagefäß führt dies zum Phänomen einer magnetfeldgestützt gezündeten Laufentladung.

Zu hohem Druck (ca.130 Pa) hin wird dieser Bereich durch denjenigen Druckwert begrenzt, bei welchem die Zündbedingung einer normalen, konventionellen Mikrowellen-Gas-

entladung ohne Magnetfeldunterstützung erfüllt ist, und das Plasma am Ort der Mikrowelleneinkopplung in das Plasmagefäß zündet.

Nach dem in Abschnitt 2.1.2 dargestellten, vereinfachten Modell der diffusionsbestimmten Zündung einer Mikrowellen-Gasentladung, welches die Zündbedingung als Gleichgewicht zwischen Ionisierungsrate und Diffusionsverlustrate beschreibt, lassen sich qualitativ drei Fälle der Erfüllung der Zündbedingung nach Gleichung (9) unterscheiden.

Der erste Fall ist derjenige der Zündung einer konventionellen Mikrowellen-Gasentladung durch Erhöhung der Leistung bzw. der elektrischen Feldamplitude der eingestrahlten Mikrowelle. Da  $D_e$ , der Diffusionskoeffizient für die freie Diffusion der Elektronen, welcher den Zeitpunkt der Zündung zutreffend beschreibt, und die Diffusionslänge  $\Lambda$ , welche die Gefäßdimension beschreibt, für ein gegebenes Experiment konstant sind, und  $\nu_i$ , die Ionisierungsfrequenz, eine Funktion der elektrischen Feldstärke ist und mit dieser zunimmt, kann durch die Erhöhung der Feldstärke schließlich die Zündbedingung erfüllt, d.h. der Diffusionsverlust ausgeglichen werden.

Der zweite Fall ist durch die Verringerung der Diffusionsverluste senkrecht zu den Magnetfeldlinien eines von außen überlagerten Magnetfeldes gekennzeichnet. Nach Brown kann dies durch eine virtuelle Vergrößerung der Gefäßdimension, d.h. der Diffusionslänge, in der Richtung senkrecht zu den Magnetfeldlinien des äußeren Feldes, nach folgender Gleichung beschrieben werden [Brown 66]:

$$\Lambda_b^2 = \frac{\omega_{ce}^2 + \nu_c^2}{\nu_c^2} \Lambda^2. \quad (53)$$

Dabei bezeichnet  $\Lambda_b$  die Diffusionslänge mit äußerem Magnetfeld,  $\omega_{ce}$  ist die Zyklotronfrequenz der Elektronen im Magnetfeld und  $\nu_c$  die elastische Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralen. Die Vergrößerung der Diffusionslänge verringert den Diffusionsverlustterm auf der rechten Seite der Zündbedingung, weshalb eine kleinere Ionisierungsfrequenz, d.h. ein kleineres elektrisches Feld als bei der Zündung ohne äußeres Magnetfeld erforderlich ist.

Der dritte Fall der Erfüllung der Zündbedingung ist durch die Änderung des Diffusionsprozesses selbst, nämlich durch den graduellen Übergang von der freien Diffusion der Elektronen zur ambipolaren Diffusion bei konstanter eingespeister Mikrowellenleistung, d.h. bei konstanter Ionisierungsfrequenz, gekennzeichnet. In diesem Fall verringert sich der Diffusionsverlustterm dadurch, daß der Diffusionskoeffizient der Elektronen bei dem graduellen Übergang zur ambipolaren Diffusion, welcher durch das zunehmende elektrostatische Poten-

tial zwischen Elektronen und Ionen des Plasmas bestimmt wird, gegenüber demjenigen der freien Diffusion abnimmt. Dieser Übergang ist die Ursache dafür, daß zur Aufrechterhaltung des einmal gezündeten Plasmas schließlich eine kleinere Ionisierungsfrequenz bzw. eine kleinere Mikrowellenleistung genügt. Bei einer Mikrowellen-Gasentladung ohne äußere Magnetfeldunterstützung kann man aus diesem Grund, ebenso wie bei der lokalisierten magnetfeldgestützten Hohlleiter-Entladung, nach der Zündung die eingespeiste Mikrowellenleistung verringern und das stationäre Plasma trotzdem aufrechterhalten.

Mit dem Bild der Verringerung von Diffusionsverlusten durch die elektrische Wechselwirkung von Elektronen und Ionen im Plasma kann man sich vom Mechanismus der Laufentladung die nachfolgend beschriebene Modellvorstellung machen. Bei der Laufentladung gibt es nach der lokalisierten Primärzündung der Entladung, die durch lokale Erfüllung der Zündbedingung mittels Magnetfeld oder mittels Überhöhung der elektrischen Feldamplitude der Mikrowelle erreicht wird, ebenso wie bei jeder anderen stationär brennenden Gasentladung eine Diffusion der Plasmaelektronen aus dem aktuell brennenden Plasma heraus. Die Diffusion der Elektronen erfolgt nicht frei, wie zum Zeitpunkt der Primärzündung, sondern wird durch das ambipolare Potential zwischen Elektronen und Ionen im Plasma gebremst, das die Diffusionsverluste an Elektronen verringert. Die Verringerung der Diffusionsverluste in axialer Richtung bewirkt, daß sich vor dem aktuell brennenden Plasma noch eine genügend hohe Elektronendichte einstellen kann, die in diesem Bereich eine Sekundärzündung mittels der konstanten, nicht erhöhten elektrischen Feldamplitude dadurch ermöglicht, daß für den Diffusionsverlust in der Zündbedingung nicht, wie bei der Primärzündung des Plasmas, der Diffusionskoeffizient der freien Diffusion anzusetzen ist, sondern ein demgegenüber verringerter Diffusionskoeffizient, der den graduellen Übergang zur ambipolaren Diffusion kennzeichnet. Die Laufentladung kann in diesem Sinne als ein fortgesetzter Zündprozeß an der, der Mikrowelleneinspeisung zugewandten Plasmagrenze beschrieben werden.

Denselben Zündprozeß beobachtet man auch am Einkoppelfenster der Mikrowelle, wenn man die Pause zwischen den Mikrowellenpulsen so kurz taktet, daß die Elektronendichte in dieser Zeit noch nicht auf das natürliche Grundniveau, welches durch UV- und Höhenstrahlung gegeben ist, absinkt. In diesem Fall erfolgt die erneute Zündung der Gasentladung nicht im Bereich des Magnetfeldes, wie bei der Primärzündung, sondern am Einkoppelfenster. Die Abfallzeit, innerhalb derer noch eine Zündung am Einkoppelfenster erfolgt, ist dabei wesentlich länger als die Abfallzeit des Plasmalichtsignals, wie sie mit dem Photomultiplier nach

dem Abschalten der Mikrowelle gemessen wird. Für eine Entladung in Argon bei einem Druck von 2.0 Pa, einem Gasfluß von 3.5 sccm und einer Pulsleistung von 375 W muß die Pause für die Laufentladung z.B. größer als 600  $\mu\text{s}$  gewählt werden, um nicht mehr am Einkoppelfenster zu zünden, während die 1/e-Abfallzeit des Plasmalichtsignals (Abb.37 und 38) nur etwa 10  $\mu\text{s}$  beträgt und damit mit den modellierten radialen Elektroneneinschlußzeiten des Plasmamodells vergleichbar ist. Die Erklärung dafür, daß nach ca. 60 1/e-Abfallzeiten immer noch eine genügend hohe Elektronenkonzentration für eine Sekundärzündung vorliegt, ist in einer Abnahme der Elektronentemperatur nach dem Abschalten der Mikrowelle und entsprechend verlängerten Einschlußzeiten für die 'kälteren' Elektronen zu sehen.

## 5.5 LAUFGESCHWINDIGKEIT DER LAUFENTLADUNG

### 5.5.1 Laufgeschwindigkeit-qualitativ

Aus der obigen Beschreibung der Laufentladung als fortgesetztem Zündprozeß, der dadurch möglich wird, daß durch die Diffusion der Elektronen in axialer Richtung jeweils vor dem aktuell brennenden Plasma eine Vorionisierung und ein gradueller Übergang zur ambipolaren Diffusion erfolgt, ergibt sich, daß die axiale Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Plasma heraus der geschwindigkeitsbestimmende Schritt der Ausbreitung der Laufentladung sein muß. Nur dort, wo eine höhere Elektronenkonzentration erreicht wird, als sie durch die natürliche UV- und Höhenstrahlung gegeben ist, wird eine Zündung über den beschriebenen Prozeß, und damit die Ausbreitung der Entladung aus dem Bereich der Primärzündung heraus möglich.

Es wird daher angenommen, daß die Laufgeschwindigkeit der Laufentladung in ihrer qualitativen Abhängigkeit von Gasdruck und Mikrowellenleistung, bzw. elektrischer Feldstärke der Mikrowelle sowie in ihrer Größenordnung durch die axiale Diffusionsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Plasma heraus beschrieben werden kann. Aus den Elektroneneinschlußzeiten des in Abschnitt 2.3.2. besprochenen Plasmamodells läßt sich eine Ionisierungsfrequenz  $\nu_i$  bestimmen, aus welcher nach Brown mit der charakteristischen Diffusionslänge  $\Lambda$  des Plasmagefäßes formal ein Diffusionskoeffizient  $D$  berechnet werden kann [Brown 66]:

$$D = \Lambda^2 \nu_i. \quad (54)$$

Nach McDaniel kann der Diffusionskoeffizient auch über die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  und die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  der diffundierenden Teilchen dargestellt werden [McDaniel 64]:

$$D = \frac{\bar{v}\lambda}{3}, \quad (55)$$

wenn die Konzentration der diffundierenden Spezies sehr klein gegen die Gasdichte ist, was für die Elektronen des Hohlleiter-Plasmas zutrifft. Mit dem, aus dem Plasmamodell bestimmten Diffusionskoeffizienten läßt sich nun formal eine mittlere Geschwindigkeit für die diffundierende Spezies geringer Konzentration, d.h. für die Elektronen des Plasmas schreiben:

$$\bar{v} = \frac{3}{\lambda} \Lambda^2 \nu_i. \quad (56)$$

Bestimmt man die Laufgeschwindigkeit nach der Gleichung (56) quantitativ, indem man für die Ionisierungsfrequenz das Reziproke der modellierten Elektroneneinschlußzeiten ( $\tau_e \approx 5 \mu\text{s}$ ) einsetzt und die mittleren freien Weglängen nach [McDaniel 64]:

$$\lambda = \frac{1}{n_0 \sigma_e^{\text{elast}}} \quad (57)$$

mit  $n_0$  der Neutralgasdichte und  $\sigma_e^{\text{elast}}$  dem elastischen Stoßquerschnitt zwischen Elektronen und Neutralgas für die modellierten Elektronentemperaturen nach entsprechenden Literaturdaten [Tawara 90] berechnet ( $\lambda \approx$  einige cm), so ergeben sich für das Methan-Plasma bei einem Druck von einigen Pa und einer Diffusionslänge  $\Lambda \approx 1$  cm Geschwindigkeiten von einigen  $10^3$  m/s, was in der Größenordnung mit dem Experiment übereinstimmt.

Da einerseits die Ionisierungsfrequenz  $\nu_i$  mit der Mikrowellenleistung bzw. der elektrischen Feldstärke der Mikrowelle zunimmt und andererseits die mittlere freie Weglänge der Elektronen  $\lambda$  bei (nach der Plasmamodellierung) etwa konstant bleibender Ionisierungsfrequenz mit steigendem Gasdruck abnimmt, wird das Experiment (Abb.32), das in einem relativ großen Bereich eine Zunahme der Laufgeschwindigkeit mit Mikrowellenleistung und Gasdruck zeigt, mit dem aufgezeigten Formalismus qualitativ richtig beschrieben.

Nicht zu erklären ist in diesem Sinne die beobachtete Konstanz der Laufgeschwindigkeit über die Hohlleiterlänge, wie sie in den Abb.30 und 31 gezeigt ist. Nach dem in Abb.7 gezeigten Druckabfall über die Hohlleiterlänge, wäre eine Zunahme der Laufgeschwindigkeit aufgrund des in Laufrichtung ansteigenden Druckes zu erwarten. Eine mögliche Erklärung des unterschiedlichen Verhaltens hinsichtlich einer Druckänderung könnte darin liegen, daß die Diffusionsgeschwindigkeit im Experiment wesentlich durch die bei der ursprünglichen, magnetfeldgestützten Primärzündung eingestellte Plasmadichte bzw. deren Gradienten zur Plasmagrenze bestimmt ist.



### 5.5.2 Laufgeschwindigkeit und Abscheiderate aus Methan

Die Abnahme der Abscheiderate aus einer Laufentladung in Methan mit zunehmendem Abstand von der Zündzone (Abb.39 und 40) ist zunächst mit der Zunahme der reflektierten bzw. der Abnahme der absorbierten Leistung mit zunehmender Laufzeit oder Lauflänge korreliert (Abb.41 und 42). Daraus folgt, daß entweder das Plasmavolumen oder die Plasmadichte abnimmt. Für eine eingespeiste Leistung von 750 W nimmt nach den Abb.43 und 44, die eine Abnahme der Plasmalichtintensität zeigen, die Plasmadichte ab, während die Plasmalänge etwa gleich bleibt. Dagegen nimmt für eine Leistung von 375 W sowohl die Plasmalänge als auch die Intensität, und damit die Plasmadichte ab (Abb.45 und 46). Einschränkung muß jedoch hinsichtlich der beobachteten Fluktuationen des Plasmalichts und des Mikrowellensignals darauf hingewiesen werden, daß die Beobachtung nur an wenigen, relativ weit auseinanderliegenden axialen Beobachtungspunkten möglich war. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß die oben als kontinuierlicher Abfall der Abscheiderate mit der Laufzeit oder Lauflänge interpretierten Ergebnisse von einer mittleren Schwankung, welche durch die Fluktuationen verursacht wird, überlagert sind.

Da aus massenspektrometrischen und emissionsspektroskopischen Untersuchungen an Methan-Plasmen deutliche Hinweise auf einen möglichen erheblichen Einfluß einer Rückätzreaktion durch atomaren Wasserstoff auf die Nettoabscheiderate vorlagen, wurde aus dem Einsatz von Acetylen als Prozeßgas eine deutliche Erhöhung der Abscheiderate erwartet, da hierbei nur ein Wasserstoffatom pro Kohlenstoffatom vorliegt, und damit für etwa gleiche Stöchiometrie der C:H-Schichten weniger Wasserstoff ins Plasma gelangt. Diese Erwartung erfüllte sich und wurde durch die Steigerung um fast eine Größenordnung sogar übertroffen (Abb.39).

Im weiteren sollen nur die über die Laufzeit bzw. Lauflänge gemittelten absorbierten Leistungen und Abscheideraten diskutiert werden. Will man die mittlere Abscheiderate aus einer Methan-Laufentladung mit derjenigen aus einer lokalisierten Hohlleiter-Entladung in Methan vergleichen oder die Abscheidung aus einer Laufentladung modellieren, so muß man für die Laufentladung die absorbierte Leistungsdichte kennen. Eine Bestimmung der mittleren absorbierten Leistung während eines Mikrowellenpulses ist aus der integralen Messung von hinlaufender, reflektierter und transmittierter Leistung über Richtkoppler und ein kalibriertes Leistungsmeßgerät möglich, wenn man den so ermittelten, integralen Wert mit dem Verhältnis der Pulslänge, welche der Laufzeit entspricht, zur Periodenlänge eines Taktes

wichtet. Über das Plasmalichtsignal des Photomultipliers, wie es an den Beobachtungsfenstern registriert und auf einem Oszillographen dargestellt wurde (Abb.29), lassen sich die Laufgeschwindigkeit, sowie die mittlere Plasmalänge bzw. das mittlere Plasmavolumen bestimmen. Damit erhält man schließlich eine mittlere absorbierte Leistungsdichte für das Laufentladungsplasma. Für konstante Bedingungen bezüglich des Gasdrucks von 1.6 Pa und des Methanflusses von 14 sccm wurden für eine Laufentladung mit 375 W Pulsleistung  $0.05 \text{ Wcm}^{-3}$  und für 750 W Pulsleistung  $0.10 \text{ Wcm}^{-3}$  absorbierte Leistungsdichte bestimmt. Bei der lokalisierten Hohlleiter-Entladung waren es  $0.04 \text{ Wcm}^{-3}$ . Die Laufgeschwindigkeiten und mittleren Plasmavolumina lagen für 375 W bei 4000 m/s und  $750 \text{ cm}^{-3}$  und für 750 W bei 30000 m/s und  $2250 \text{ cm}^{-3}$ .

Wichtet man nun den Mittelwert der experimentell bestimmten Abscheideraten der Laufentladungsplasmen mit der Taktfrequenz von 500 Hz sowie dem Verhältnis der mittleren Länge des Plasmapaketes zur Laufgeschwindigkeit, so erhält man einen auf ein lokalisiertes Plasma normierten Wert, der mit der mittleren Abscheiderate aus der lokalisierten Hohlleiter-Entladung ( $7.5 \text{ \AA/s}$ ) zu vergleichen ist. Der Vergleich ergibt, daß die mittleren Abscheideraten aus der Laufentladung innerhalb des Fehlers der Ratebestimmung von 10 % mit der Abscheiderate der lokalisierten Entladung übereinstimmen. Daraus kann man schließen, daß sich Teilchendichten und Elektronentemperatur im Laufentladungsplasma gegenüber dem lokalisierten Plasma nicht ändern. Teilt man die mittlere absorbierte Leistungsdichte der Laufentladung nun in zwei Anteile auf, wobei der erste gleich der Leistungsdichte der lokalisierten Entladung ist, und damit dieselbe Plasmazusammensetzung einstellt, und der zweite die zusätzlichen Verluste an Teilchen beschreibt, für deren Erzeugung im Plasma Energie eingesetzt werden muß, so läßt sich aus der Leistungsdifferenz zur lokalisierten Entladung die Laufgeschwindigkeit berechnen, falls man Teilchendichten und Verlustprozesse kennt. Der Energieverlust des Plasmas durch das axiale Ausströmen dissoziierter und ionisierter Teilchen sollte qualitativ mit der Laufgeschwindigkeit zunehmen, wie dies nach den obigen Angaben auch der Fall ist. Nimmt man nach dem erweiterten Plasma- und Schichtwachstumsmodell für ein Methan-Plasma das Methyl-Radikal, dessen Konzentration im Plasma sich für die lokalisierte Entladung bei 1.6 Pa und 14 sccm zu  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  einstellt und damit zwei Größenordnungen über der modellierten Ionendichte liegt, als die wesentliche Verlustspezies an, wobei dieses in der Dissoziationsreaktion durch Elektronenstoß mit einem Energieübergang von 10 eV entsteht, so kann man den geschwindigkeitsabhängigen Leistungsverlustterm

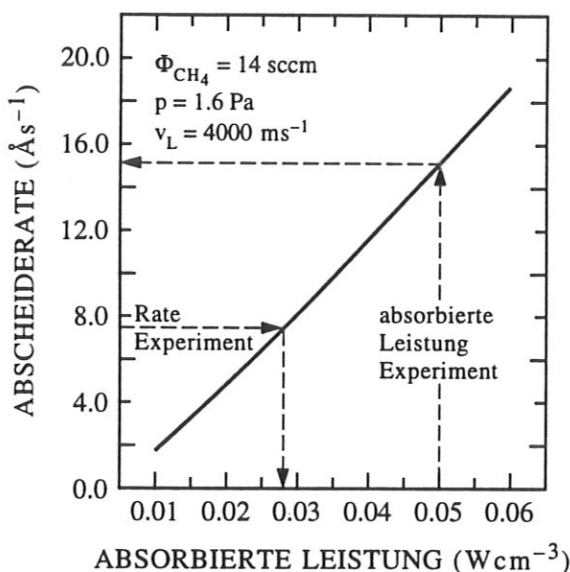


vereinfacht wie folgt schreiben:

$$P_{Verlust}^{Lauf} = v_L \frac{A_Q}{V_{Plasma}} n_{CH_3} E_{Diss}. \quad (58)$$

Dabei bedeutet  $v_L$  die Laufgeschwindigkeit,  $A_Q$  den Hohlleiter-Querschnitt,  $V_{Plasma}$  das mittlere Plasmavolumen,  $n_{CH_3}$  die Methyldichte und  $E_{Diss}$  den Energieübertrag der Dissoziationsreaktion. Die nach dieser Gleichung mit den obigen Werten berechneten Laufgeschwindigkeiten ergeben für 375 W Pulsleistung 2500 m/s und für 750 W 15000 m/s. Sie weichen damit nur um einen Faktor zwei von den gemessenen Werten der Laufgeschwindigkeit ab.

Abb.52 zeigt die nach Abschnitt 2.3.5. modellierte Abscheiderate aus einer Laufentladung mit 4000 m/s Laufgeschwindigkeit und einem Plasmavolumen von  $750 \text{ cm}^{-3}$  als Funktion der absorbierten Leistungsdichte.



**Abb. 52:** Ergebnis einer Modellrechnung nach dem für die Laufentladung modifizierten, erweiterten Plasma- und Schichtwachstumsmodell für eine Laufgeschwindigkeit von 4000 m/s in Methan.

Die Abscheiderate ist dabei auf die lokalisierte Abscheidebedingung normiert. Die normierte Abscheiderate von ca.  $7.5 \text{ Å/s}$  wird nach der Modellrechnung für die Laufentladung schon bei etwa 2/3 der Leistungsdichte erreicht, die in einer lokalisierten Entladung für dieselbe Rate absorbiert werden muß. Die Abscheideeffektivität aus einer Laufentladung wäre demnach aufgrund des erhöhten Methanzufusses höher als bei einer lokalisierten stationären

Entladung. Die Differenz zur experimentell bestimmten Leistungsdichte der Laufentladung wird damit noch etwa um einen Faktor 1.8 höher, woraus sich derselbe Faktor 1.8 für die Berechnung der Laufgeschwindigkeit ergibt. Damit wird die Laufgeschwindigkeit für eine Pulsleistung von 375 W zu etwa 4500 m/s berechnet, was noch näher bei dem experimentell bestimmten Wert liegt.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen ebenso wie die Berechnung der Laufgeschwindigkeit in Verbindung mit der Plasmamodellierung des Methanplasmas, daß man die Laufentladung als ein stationäres Plasmapaket beschreiben kann, welches sich mit hoher Geschwindigkeit durch den Hohlleiter bewegt. Das Phänomen dieser Plasmabewegung, welche als fortgesetzter Sekundär-Zündprozeß aufgrund eines gegenüber der Primärzündung verringerten Diffusionskoeffizienten verstanden werden kann, ist ein Allgemeines, in dem Sinne, daß es nicht auf die besonderen Bedingungen des Hohlleiters beschränkt ist, sondern auch bei anderen Rezipientenformen und Plasmametern auftreten kann.

## 6 ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurden zwei neuartige Verfahren der plasmagestützten chemischen Dünnschichtabscheidung aus der Gasphase (PECVD) untersucht, die als 'moving-coil'- und als Laufentladungsverfahren bezeichnet werden. Es handelt sich dabei um magnetfeldgestützte Mikrowellen-Gasentladungen in metallischen Hohlleiter-Rohren.

Bei den Untersuchungen wurden aus Methan- und Acetylen-Plasmen bei Raumtemperatur amorphe wasserstoffhaltige Kohlenstoffschichten (C:H-Schichten) auf Silizium-Substraten abgeschieden, wobei in-situ die Abscheiderate und die Leistungsdichte der absorbierten Mikrowellenleistung bestimmt wurden. Weiterhin wurden in Argon-Plasmen Langmuir-Sondenmessungen und weitere Untersuchungen zur Plasmaphysik einer Gasentladung im Hohlleiter durchgeführt. Das Ziel war eine möglichst geschlossene physikalische Charakterisierung der untersuchten Verfahren hinsichtlich der wesentlichen Mechanismen, welche die Plasmaphysik und die Physik der Dünnschichtabscheidung bestimmen.

Die Ergebnisse der Untersuchungen sind die folgenden:

Die Welle-Plasma-Wechselwirkung des Experimentes ist qualitativ mit dem Modell der quasi-optischen Wellenausbreitung in einem dielektrisch gefüllten Hohlleiter beschreibbar, wobei das Plasma in erster Näherung als homogenes Dielektrikum betrachtet werden kann. Insbesondere ergibt sich aus dieser Beschreibung, daß die Mikrowelle bei eingestellter ECR-Bedingung vor Erreichen der ECR-Zone an einer Cutoff-Zone reflektiert wird und damit in dem Experiment keine resonante Mikrowellenabsorption erfolgt. Auch das Zündverhalten des Hohlleiter-Experimentes wird nicht ECR-typisch gefunden, sondern zeigt vielmehr die Charakteristik der Einschlußwirkung des äußeren Magnetfeldes. Insgesamt sind die Leistungsabsorption und die Zündung nach den Ergebnissen der Experimente als nichtresonant zu charakterisieren.

Mittels der Entwicklung eines Plasmamodells, eines gasspezifischen Abscheidemodells über eine adsorbierte Schicht und deren Kopplung in einem simultanen Plasma- und Schichtwachstumsmodell, welches sich an der C:H-Schichtabscheidung bei erhöhter Substrattemperatur [v.Keudell 92b], sowie an den Ergebnissen massenspektrometrischer und emissionsspektroskopischer Messungen an dem untersuchten Abscheidensystem orientierte, und insbesondere die im Gegensatz zu anderen Verfahren relativ genaue Bestimmungsmöglichkeit der absorbierten Leistungsdichte als Eingangsgröße für die Plasmamodellierung zur Grundlage hatte, konnte der Abscheidemechanismus von C:H-Schichten aus einem Methanplasma verstanden

und die Abscheiderate entsprechend den Ergebnissen der Experimente modelliert werden. Dabei konnte gezeigt werden, daß zumindest für das untersuchte Methan-Abscheidesystem eine mit dem Experiment konsistente Modellierung von Plasma und Schichtwachstum nur bei simultaner Berechnung von Plasmareaktionen und Oberflächenreaktionen sowie deren Rückwirkung auf das Plasma möglich ist.

Für das Edelgas Argon konnte hingegen schon mit einem einfachen Plasmamodell eine befriedigende qualitative und quantitative Übereinstimmung von Plasmadichte und Elektronentemperatur mit den mittels einer Langmuir-Sonde gemessenen Werten erzielt werden. Die experimentell bestimmten Elektronentemperaturen lagen im Bereich von 4 eV bis 7.5 eV, während Plasmadichten zwischen  $1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  und  $4.5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$  ermittelt wurden. Im untersuchten Druckbereich um 1 Pa nehmen sowohl die Elektronentemperatur als auch die Plasmadichte mit zunehmendem Druck ab.

Es wurde erstmals eine plasmagestützte Dünnschichtabscheidung aus einem Laufentladungsplasma durchgeführt, wobei über eine Lauflänge von 2.5 m C:H-Schichten abgeschieden wurden. Die mittlere Abscheiderate aus einer Laufentladung in Methan betrug  $0.27 \text{ \AA/s}$ . Diese konnte aufgrund des Verständnisses der wesentlichen limitierenden Reaktion (Rückätzen durch atomaren Wasserstoff) und dem darauffolgendem Übergang zu Acetylen als Prozeßgas um nahezu eine Größenordnung auf  $2.6 \text{ \AA/s}$  gesteigert werden.

Aus dem Vergleich der, auf eine lokalisierte Abscheidebedingung normierten, mittleren Abscheideraten der Laufentladungsplasmen mit der mittleren Abscheiderate aus einem lokalisierten stationären Plasma kann darauf geschlossen werden, daß sich die Laufentladung als stationäres Plasmapakett beschreiben läßt, welches sich mit hoher Geschwindigkeit ( $v_L \approx 10^4 \text{ m/s}$ ) durch den Hohlleiter bewegt. Das Phänomen dieser Plasmabewegung, welche als fortgesetzter Sekundär-Zündprozeß aufgrund eines gegenüber der Primärzündung verringerten Diffusionskoeffizienten verstanden werden kann, ist ein Allgemeines, in dem Sinne, daß es lediglich an einen räumlichen Abstand zwischen dem Zündort des Primärplasmas und der Leistungseinkopplung in einen Rezipienten, jedoch nicht an die spezielle Form eines Hohlleiters gebunden ist.

Aus der Differenz zwischen den experimentell bestimmten absorbierten Leistungsdichten der lokalisierten Entladung und der Laufentladung lassen sich unter Einbeziehung der Ergebnisse der stationären Plasma- und Schichtwachstumsmodellierung hinsichtlich der wesentlichen Energieverlustprozesse und Teilchendichten Laufgeschwindigkeiten abschätzen, die bis

auf einen Faktor zwei mit den experimentell bestimmten Geschwindigkeiten übereinstimmen.

Der schnelle zeitliche Abfall des Plasmalichts, wie er über einen Photomultiplier nach dem Abschalten der Mikrowellenleistung registriert wird, ermöglicht eine Grenze für die Elektroneneinschlußzeit des stationären Hohlleiter-Plasmas anzugeben. Diese stimmt gut mit der Elektroneneinschlußzeit überein die sich in der Plasmamodellierung ergibt.

Die untersuchten magnetfeldgestützten PECVD-Verfahren sind prinzipiell für die Innenbeschichtung von metallischen Rohren beliebiger Länge geeignet. Insbesondere die Laufentladung sollte sich auch zur Innenbeschichtung von anderen Hohlkörpern beliebiger äußerer Form oder eines montierten Leitungssystems eignen, wenn die Zündung durch das Einbringen von Permanentmagneten oder durch die lokale Überhöhung der elektrischen Feldamplitude der Mikrowelle realisiert werden kann.

Aus den Experimenten ergaben sich Hinweise auf eine Fluktuation des Plasmavolumens bzw. der Plasmadichte während eines Laufentladungspulses, wobei diese als mit einer Stehwellenstruktur im plasmagefüllten Hohlleiter korreliert erscheinen. Aufgrund der wenigen verfügbaren Beobachtungsfenster könnte die Darstellung des axialen Verlaufs der Abscheiderate insofern verfälscht sein, als sie durch regelmäßige Schwankungen der Rate entsprechend den beobachteten Fluktuationen des Plasmalichts überlagert sein kann. Zur Klärung dieser Frage, wie auch der Frage nach den Ursachen der axialen Abscheiderateverteilung und der Höhe der Leistungsabsorption bei der lokalisierten Entladung, könnten Diagnostiken zur Bestimmung der räumlichen Verteilung der Elektronendichte (Mikrowelleninterferometrie) bzw. allgemein der Plasmazusammensetzung (Energie- und Massanalyse) eingesetzt werden.

## ANHANG

Auf den folgenden Seiten sind der Feldlinienverlauf und die Feldstärkeverteilung im Bereich der Magnetfeldspulen für die beiden Arbeitsmoden A und B der Hohlleiter-Entladung dargestellt, wie sie mit dem Computerprogramm KOSCR [KOSCR 89] berechnet wurden.

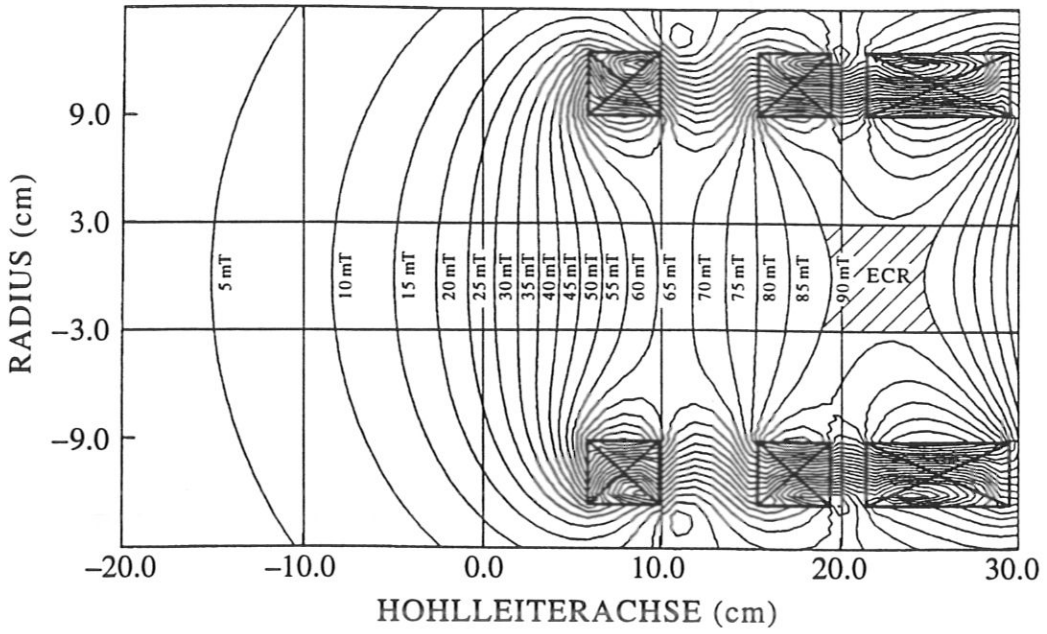


Abb. 53: Magnetfeldstärken für Mode A mit  $B_{max}=92$  mT. (Die Position 0.0 auf der Hohlleiterachse entspricht der Position  $z=0$  in der Abb.17.)

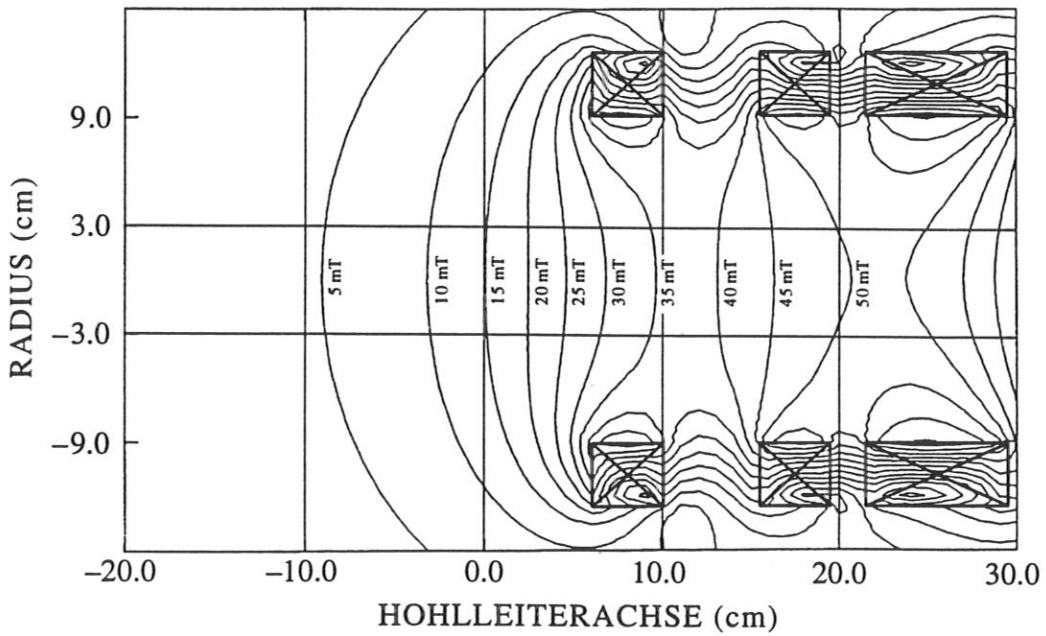


Abb. 54: Magnetfeldstärken für Mode B mit  $B_{max}=50$  mT. (Die Position 0.0 auf der Hohlleiterachse entspricht der Position  $z=0$  in der Abb.17.)

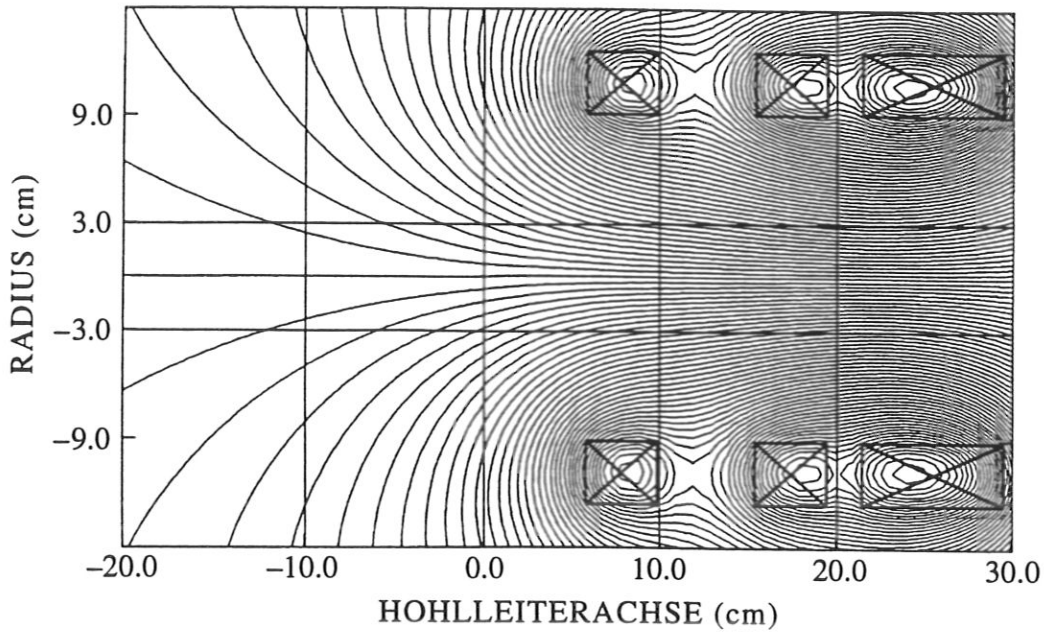


Abb. 55: Magnetfeldlinienverlauf für Mode A mit  $B_{max}=92$  mT. (Die Position 0.0 auf der Hohlleiterachse entspricht der Position  $z=0$  in der Abb.17.)

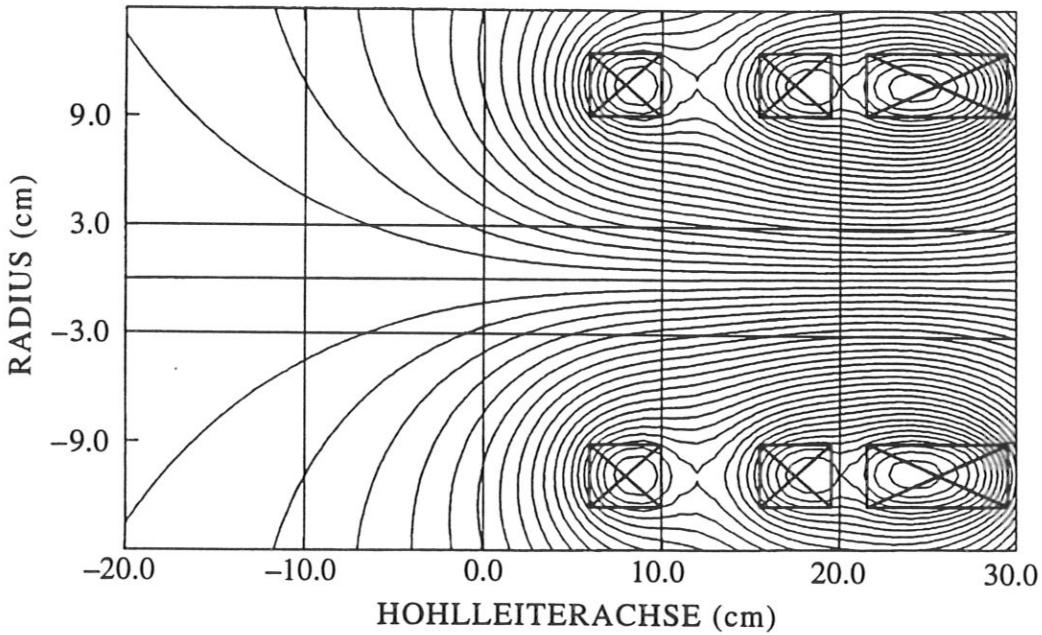


Abb. 56: Magnetfeldlinienverlauf für Mode B mit  $B_{max}=50$  mT. (Die Position 0.0 auf der Hohlleiterachse entspricht der Position  $z=0$  in der Abb.17.)



## 7 LITERATURVERZEICHNIS

- [Allis 53] W.P.Allis and D.J.Rose, Phys.Rev. 93,84(1953).
- [Allis 63] W.P.Allis,S.J.Buchsbaum,A.Bers, Waves in Anisotropic Plasmas (MIT Press, Cambridge 1963).
- [Angus 86] J.C.Angus, P.Koidl, and S.Domitz, in Plasma Deposited Thin Films, edited by J.Mort and F.Jansen (CRC Press, Boca Rayton,1986),p.89.
- [Asmussen 89] J.Asmussen, J.Vac.Sci.Technol. A7,883(1989).
- [Bachynski 66] M.P.Bachynski and B.W.Gibbs, Phys.Fluids 9,520 & 532(1966).
- [Behringer 91] K.Behringer, Plasma Physics and Contr. Fusion 33,997(1991).
- [Bevc 62] V.Bevc and T.E.Everhart, J.Electron.Control 13,185(1962).
- [Bittencourt 86] J.A.Bittencourt, Fundamentals of Plasma Physics (Pergamon Press, Oxford / New York 1986).
- [Brown 56] S.C.Brown in Handbuch der Physik, Hrsg.S.Flügge, Band 22, Gasentladungen 2,(1956).
- [Brown 66] S.C.Brown, Introduction to Electrical Discharges in Gases (Wiley,New York 1966).
- [Catherine 89] Y.Catherine, Materials Science Forum 52&53, (Trans Tech Publications, Switzerland 1989).
- [Chen 65] F.F.Chen in Plasma Diagnostic Techniques edited by R.H.Huddleston and S.L.Leonard, (Academic Press, New York 1965).
- [Chutjian 81] A.Chutjian,D.C.Cartwright, Phys.Rev.A 23,2178(1981).
- [Clemmov 55] P.C.Clemmov,R.F.Mullaly The Physics of the Ionosphere (Phys.Soc., London 1955).

- [Deutsch 88] H.Deutsch,H.Kersten,S.Klagge,A.Rutscher,  
Contrib.PlasmaPhys.28,149(1988).
- [Dillon 84] M.A.Dillon, R.-G.Wang, and D.Spence, J.Chem.Phys. 80,5581(1984).
- [Dischler 83] B.Dischler, A.Bubbenzer, P.Koidl, Solid State Commun. 48,105(1983).
- [Ehrhardt 87] A.B.Ehrhardt and W.D.Langer, Collisional Processes of Hydrocarbons in Hydrogen Plasmas, Princeton Plasma Physics Laboratory Report, PPPL-2477(1987).
- [Francis 56] G.Francis in Handbuch der Physik, Hrsg.S.Flügge, Band 22, Gasentladungen 2,(1956).
- [Geisler 90] M.Geisler,J.Kieser,E.Räuchle,R.Wilhelm,  
J.Vac.Sci.Technol.A8,908(1990).
- [Grill 87] A.Grill,B.S.Meyerson,V.V.Patel,J.A.Reimer,and,M.A.Petrich,  
J.Appl.Phys.61,2874(1987).
- [Grill 92] A.Grill and V.V.Patel, Appl.Phys.Lett. 60,2089(1992).
- [Hatch 58] A.J.Hatch, Phys.Rev. 112,681(1958).
- [Heald 65] M.A.Heald and C.B.Wharton, Plasma Diagnostics with Microwaves (Wiley, New York/London 1965).
- [Hirschfelder 54] J.O.Hirschfelder,C.F.Curtiss,and,R.B.Bird,  
Molecular Theory of Gases and Liquids(Wiley, New York 1954).
- [Hutchinson 87] I.H.Hutchinson, Principles of Plasma Diagnostics (Cambridge University Press 1987).
- [Hytry 91] R.Hytry,W.Möller,andR.Wilhelm, Proc.10th Symp.on Plasma Chemistry, Bochum, Germany, edited by U.Ehlemann,H.G.Lergon,K.Wiesemann (1991),2.1.-16.
- [Hytry 92] R.Hytry,W.Möller,R.Wilhelm,andA.v.Keudell,  
Moving-coil Waveguide Discharge for Inner Coating of Metal Tubes, submitted to J.Vac.Sci.Technol.(1992).

- [Jacob 93] W.Jacob and W.Möller, On the Structure of Thin Hydrocarbon Films, submitted to Appl.Phys.Lett.(1993).
- [Kawasaki 91] H.Kawasaki, T.Nakashima, and H.Fujiyama, Materials Science and Engineering A140,682(1991).
- [Kersten 90] H.Kersten,G.M.W.Kroesen, J.Vac.Sci.Technol. A8,38(1990).
- [v.Keudell 92a] A.v.Keudell,W.Möller,R.Hytry, Diamond 1992, Heidelberg, Germany (Sept.1992), and Appl.Phys.Lett. 62,937(1993).
- [v.Keudell 92b] A.v.Keudell, Diplomarbeit TU München (1992).
- [Kline 89] L.E.Kline, W.D.Partlow, and W.E.Bies, J.Appl.Phys. 65,70(1989).
- [Koch 89] A.Koch,W.Renz,D.Boutard,V.Dose,W.Jacob,W.Möller,J.Perchermeier, and R.Wilhelm, Proc. 9th Symp. on Plasma Chemistry, Pugnochiuso, Italy, edited by R.d'Agostino (1989),p.1820.
- [Koch 91] A.Koch,M.Engelhard,W.Jacob,W.Möller,and R.Wilhelm, in Diamond and Diamond-Like Films and Coatings, edited by R.E.Clausing, L.L.Horton, J.C.Angus and P.Koidl, NATO-ASI Series B, Vol.266 (Plenum, New York 1991).
- [Koidl 87] P.Koidl and P.Oelhafen (Eds.), Amorphous Hydrogenated Carbon Films, E-MRS Symp. Proc. 17 (Les Editions de Physique, Les Ulis, 1987).
- [KOSCR 89] W.Möller,W.Pöhlchen,Computerprogramm zur Berechnung der Feldstärke und des magnetischen Flusses von koaxialen, zylindersymmetrischen Magnetfeldspulen, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching (1989).
- [Langmuir 24] I.Langmuir,and,H.Mott-Smith,GeneralElectricReview,27,449, 538,616,762,810 (1924).
- [Lax 50] B.Lax, W.P.Allis, and S.C.Brown, J.Appl.Phys. 21,1297(1950).
- [Lipschultz 86] B.Lipschultz, I.Hutchinson,B.LaBombard,andA.Wan, J.Vac.Sci.Technol. A4,1810(1986).
- [Lotz 67] W.Lotz, Z. Physik 206,205(1967).

- [Lotz 68] W.Lotz, Z. Physik 216,241(1968).
- [Matsuo 83] S.Matsuo and M.Kiuchi, Jpn.J.Appl.Phys. 22,L210(1983).
- [McDaniel 64] E.W.McDaniel, Collision Phenomena in Ionized Gases (Wiley, New York 1964).
- [Meinke 86] Meinke/Gundlach, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik (Springer, Berlin/New York/Tokyo 1986).
- [Mieno 91] T.Mieno,T.ShojiandK.Kadota, Proc. 10th Symp. on Plasma Chemistry, Bochum, Germany, edited by U.Ehlemann,H.G.Lergon,K.Wiesemann (1991),2.2.-12.
- [Miyake 91] S.Miyake and W.Chen, Materials Science and Engineering A139,294(1991).
- [Muller 80] C.H.Muller,III and A.V.Phelps, J.Appl.Phys. 51,6141(1980).
- [Nadler 84] M.P.Nadler, T.M.Donovan, A.K.Green, Thin Solid Films 116,241(1984).
- [Ono 84] T.Ono, C.Takahashi, and S.Matsuo, Jpn.J.Appl.Phys. 23,L534(1984).
- [Perchermeier 90] J.Perchermeier,A.Koch,W.Möller,andR.Wilhelm, Report IPP/JET No.34, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching bei München (1990).
- [Popov 92] O.A.Popov,S.Y.ShapovalandM.D.Yoder, PlasmaSourcesSci.Technol.1,7(1992).
- [Raveh 92] A.Raveh,J.E.Klemberg-Sapieha,L.Martinu,and,M.R.Wertheimer, J.Vac.Sci.Technol. A10,1723(1992).
- [Reinke 91] P.Reinke,W.Jacob,andW.Möller, inDiamond and Diamond-Like Films and Coatings, edited by R.E.Clausing, L.L.Horton, J.C.Angus and P.Koidl, NATO-ASI Series B, Vol.266 (Plenum, New York 1991).
- [Reinke 92] P.Reinke, Dissertation, TU München 1992.
- [Schottky 24] W.Schottky, Phys.Zeits. 25,635(1924).
- [Self 63] S.A.Self, Phys.Fluids 6,1762(1963).

- [Self 66] S.A.Self and H.N.Ewald, Phys.Fluids 9,2486(1966).
- [Shigemizu 91] T.Shigemizu,N.Ohno,andH.Fujiyama, Materials Science and Engineering A139,312(1991).
- [Shirai 90] K.Shirai,S.Gonda, J.Appl.Phys. 68,4258(1990).
- [Stangeby 82] P.Stangeby J.Phys. D15,1007 (1982).
- [Stix 62] T.H.Stix, The Theory of Plasma Waves (McGraw-Hill, New York 1962).
- [Tachibana 84] K.Tachibana,M.Nishida,H.Harima,Y.Urano,  
J.Phys.D:Appl.Phys.17,1727(1984).
- [Tamor 91] M.A.Tamor,W.C.Vassell,K.R.Carduner, Appl.Phys.Lett. 58,592(1991).
- [Tawara 90] H.Tawara, Y.Itikawa, H.Nishimura, H.Tanaka, and Y.Nakamura, Collision Data Involving Hydro-Carbon Molecules, National Institute for Fusion Science, Nagoya, Japan, NIFS-DATA-6(1990).
- [Tonks 29] L.Tonks and I.Langmuir, Phys.Rev. 34,876(1929).
- [Trivelpiece 59] A.W.Trivelpiece and R.W.Gould, J.Appl.Phys. 30,1784(1959).
- [Unger 67] H.-G.Unger, Theorie der Leitungen (Vieweg, Braunschweig 1967).
- [Vuškovič 83] L.Vuškovič and S.Trajmar, J.Chem.Phys. 78,4947(1983).
- [Weissmantel 82] C.Weissmantel, K.Bewilogua, K.Breuer, D.Dietrich, U.Ebersbach, H.-J.Erler, B.Rau, and G.Reisse, Thin Solid Films, 96,31(1982).
- [Wutz 86] M.Wutz,H.Adam,W.Walcher, Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, (Vieweg, Braunschweig 1986).

## DANKSAGUNG

Herrn Prof. Dr. Pinkau danke ich für seine Bereitschaft zur Übernahme der akademischen Betreuung dieser Dissertation, sowie für seine richtungweisenden Kommentare und Ausführungen anlässlich des Doktorandenkolloquiums des IPP.

Herrn Prof. Dr. Dose danke ich für die Aufnahme in den Bereich Oberflächenphysik am IPP. Gleichzeitig möchte ich allen Mitarbeitern dieses Bereichs für die angenehme Arbeitsatmosphäre danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Wolfhard Möller für die Chance in dem von ihm geleiteten Projekt Plasmatechnologie am IPP ein neues und vielversprechendes Phänomen der Plasmaphysik erforschen zu dürfen, wobei besonders sein Mut einen Doktoranden mit Familie einzustellen hervorzuheben ist. Insbesondere danke ich ihm für seine Anregungen und seine Mitwirkung bei den Modellierungen der untersuchten physikalischen Phänomene und für seine Geduld bei der Einweisung in die Verfahrensweisen der Dokumentation der Ergebnisse.

Herrn Prof. Dr. Wilhelm danke ich für sein vielfältiges Interesse an der vorliegenden Arbeit, für seine kritischen Anregungen bei der Interpretation plasmaphysikalischer Phänomene und für seine Diskussionsbereitschaft. Gleichzeitig möchte ich mich bei den Mitarbeitern des Bereichs Technologie für die Unterstützung bedanken, insbesondere bei Herrn Münich und bei Herrn Dr. Leuterer.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Günther Kerkloh, der mir bei vielen experimentellen und Anlagenproblemen zur Seite stand, der immer ein freundliches und aufmunterndes Wort übrig hatte, und von dem ich in technischer, wie in menschlicher Hinsicht viel gelernt habe. Ich bedanke mich herzlich bei Frau Dr. Maritza Vepřek-Heijmann für viele Gespräche und Anregungen in den ersten Monaten meiner Arbeit. Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr. Alexander Koch für seine Einführung und Unterstützung beim Einsatz der optischen Meßtechnik. Frau Dr. Dominique Boutard verdanke ich den größten Teil der Hochenergie-Beschleuniger-Analysen, den ersten Schluck französischen Champagners in meinem Leben und eine leise Ahnung von französischer Lebensart. Herrn Klaus Lange und seinen Eltern danke ich dafür, daß sie mich in Bottrop für eine Woche freundlich in ihre Familie aufnahmen, mir Essen und Unterkunft gewährten, und mir so die Teilnahme und einen Vortrag bei einer internationalen Konferenz zur Plasmachemie ermöglichten. Herrn Achim von Keudell danke ich für ein Jahr regen Gedankenaustauschs und seine Unterstützung bei

den Plasmamodellierungen und allen sonstigen Computerproblemen. Auch bei allen anderen früheren und jetzigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Plasmatechnologie als da sind: Frau Ingrid Göbel, Herr Antonio Capitanio, Frau Dr. Petra Reinke, Herr Dr. Wolfgang Jacob, Herr Armin Friedel, Herr Max Engelhard und Herr Dr. Wolfgang Fukarek möchte ich mich herzlich für die vielfältige Hilfe und Unterstützung bedanken. Herrn Kukral danke ich für die Probenbereitstellung und weitere Hilfen in seinem Labor. Herrn Matthis Langhoff danke ich für Hochenergie-Beschleuniger-Analysen. Herrn Dr. Giannone und Herrn Komen danke ich für ihre Ratschläge hinsichtlich der Langmuir-Sondenmessungen. Frau Treske danke ich herzlich für die viele Mühe und Sorgfalt, die sie investiert hat, bis die Abbildungen dieser Arbeit in der jetzigen Form vorlagen.

An dieser Stelle gebührt mein Dank all jenen, die durch ihre finanzielle und moralische Unterstützung dazu beigetragen haben, den sozialen Rahmen für die Entstehung dieser Arbeit zu schaffen. Ich danke Herrn Dr. Peter Pohl, der durch ein kurzfristiges privates Darlehen erst die Anmietung einer Wohnung im Großraum München ermöglichte. Ich danke Herrn Erwin Böhm und seiner Frau für die kostengünstige Vermietung einer Wohnung und insbesondere dafür, daß sie in den drei Jahren die Miete nicht erhöht haben. Ich danke Herrn Alfred Schulz und seiner Frau für eine monatliche Zuwendung. Schließlich bedanke ich mich bei meinen Eltern, Schwiegereltern und Großeltern, sowie meinem Bruder und vielen Verwandten und Freunden für ihre vielfältige Hilfe und Unterstützung.

Am Ende möchte ich mich bei meiner Frau Elke und meinen Kindern Julia und Moritz bedanken, die diese Arbeit viele Entbehrungen gekostet hat.

# LEBENS LAUF

Name: Ronny Hytry  
Geburtsdatum/-ort: 31.12.62 in Berlin(Ost).  
Familienstand: Verheiratet seit 11/86,  
2 Kinder.  
Staatsangehörigkeit: Deutscher.

Schulbildung: 9/69-8/77 Polytechnische Oberschule in Berlin.  
9/77-8/81 Erweiterte Oberschule in Berlin,  
Abschluß: Abitur.  
11/81-5/83 Ableistung des Grundwehrdienstes.  
Berufsausbildung: 9/83-8/88 Studium an der TU Karl-Marx-Stadt,  
heutige TU Chemnitz, Fachrichtung: Physik,  
Vertiefungsrichtung: Festkörperphysik,  
Abschluß: "Diplomphysiker".  
3/86-6/86 Gastsemester an der TU Dresden.  
6/86-9/86 Industriepraktikum im Beschichtungszentrum  
bei Hochvakuum Dresden (HVD).  
Berufspraxis: 9/81-11/81 Montierer mikroelektronischer Bauelemente  
5/83-8/83 im Werk für Fernsehelektronik Berlin.  
9/88-9/89 Entwicklungsingenieur auf den Gebieten Ionen-  
implantation und Rapid Thermal Processing  
im Zentrum Mikroelektronik Dresden (ZMD).  
11.09.89: Nach damaligem DDR-Verständnis illegale Aus-  
reise über Ungarn in die Bundesrepublik.  
3/90-3/93 Doktorand am Max-Planck-Institut für Plasma-  
physik in Garching bei München.