

**Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt**

Institut für Angewandte Physik

---

BACHELORARBEIT

**Optische und elektrische  
Untersuchungen an einer  
Lorentz-Drift-Sputterquelle**

vorgelegt von

Thomas Manegold

SEPTEMBER 2011

---

Erstkorrektor: Dr. Marcus Iberler

Zweitkorrektor: Prof. Dr. Joachim Jacoby



# Inhaltsverzeichnis

<b>0</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>5</b>
<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Plasmaphysik</b>	<b>9</b>
2.1	Plasmaparameter . . . . .	10
2.1.1	Debye-Länge . . . . .	10
2.1.2	Plasmafrequenz . . . . .	11
2.1.3	Plasmatemperatur . . . . .	12
2.1.4	Ionisationsgrad . . . . .	13
2.2	Definition eines Plasmas . . . . .	13
2.3	Plasmaunterscheidungen . . . . .	15
2.3.1	Ideales-/nicht-ideales Plasma . . . . .	15
2.3.2	Entartetes-/nicht-entartetes Plasma . . . . .	16
2.3.3	Relativistisches Plasma . . . . .	16
2.4	Plasmaprozesse . . . . .	17
2.4.1	Ionisationsprozesse . . . . .	18
2.4.2	Volumenprozesse im Plasma . . . . .	19
2.4.3	Oberflächenprozesse . . . . .	20
2.5	Entladungsmechanismen . . . . .	21
2.5.1	Unselbstständige Entladung . . . . .	22
2.5.2	Townsend-Entladung . . . . .	22
2.5.3	Glimmentladung . . . . .	23
2.5.4	Bogenentladung . . . . .	24
2.6	Townsend-Entladung . . . . .	24
2.7	Paschen-Gesetz . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Oberflächenbeschichtung</b>	<b>29</b>
3.1	Kommerzielle Plasmasputterverfahren . . . . .	30
3.1.1	DC-Sputtern . . . . .	30
3.1.2	AC-Sputtern . . . . .	31
3.1.3	Magnetronsputtern . . . . .	32
3.2	Thermisches Verdampfen . . . . .	33

3.3	Beschichtung durch Lorentz-Drift-Sputterquelle . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>37</b>
4.1	Lorentz-Drift-Sputterquelle . . . . .	38
4.1.1	Vakuumaufbau . . . . .	38
4.1.2	Elektrischer Aufbau . . . . .	39
4.2	Höhenverstellbare Halterung . . . . .	41
4.3	Modulare Innenelektrode . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Messergebnisse</b>	<b>45</b>
5.1	Paschenkurve . . . . .	46
5.2	Strom- und Spannungscharakteristik . . . . .	47
5.3	Ausbreitung der Plasmawolke . . . . .	48
5.4	Substratbeschichtung . . . . .	50
5.4.1	Vorbemerkungen zur Messung . . . . .	50
5.4.2	Qualitative Auswertung . . . . .	51
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>55</b>
<b>7</b>	<b>Danksagung</b>	<b>57</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>59</b>

# 0

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit optischen und elektrischen Untersuchungen an einer koaxial aufgebauten Lorentz-Drift-Geometrie. So wurden Messungen an der Lorentz-Drift-Sputterquelle bezüglich der Durchbruchspannung durchgeführt. Es hat sich gezeigt, dass das Verhalten der Durchbruchspannung in Abhängigkeit vom Druck trotz der koaxialen Elektrodengeometrie vergleichbar mit der Paschenkurve für eine planparallele Anordnung ist.

Zur Untersuchung des Sputterverhaltens wurden zunächst einige Kurzaufnahmen mit einer Belichtungszeit im Mikrosekundenbereich durchgeführt, um so die Ausbreitung der Plasmawolke zu betrachten. Bei einem Durchbruch führt der Stromfluss zu einem Magnetfeld, sodass ein Lorentz-Drift entsteht. Durch die resultierende Kraft wird das Plasma beschleunigt.

Es zeigt sich, dass sich die Plasmawolke mit zunehmender Zeit bzw. zunehmendem Abstand von den Elektroden homogener im Rezipient verteilt. Da durch die Ausbreitung der Plasmafront auch ausgelöstes Elektrodenmaterial zu einem entsprechend platzierten Substrat beschleunigt wird, lagert sich dort eine dünne Schicht an.

Die Ablagerungen am Substrat wurden bei verschiedenen Drücken und verschiedenen Abständen zu den Elektroden betrachtet. Erste Messungen zeigen, dass die Schichten mit größerem Abstand homogener werden und besser am Substrat haften bleiben, jedoch die Schichtdicke geringer wird. Bei geringem Abstand lagern sich vergleichsweise dicke Schichten an, die jedoch sehr inhomogen und instabil sind. Durch Optimierung sollte es aber möglich sein, einen gewünschten Kompromiss aus Schichtdicke, Stabilität und Homogenität zu finden.

Bei niedrigeren Drücken und somit hohen Durchbruchspannungen kommt es aufgrund der höheren Stromdichte zu stärkeren Lorentz-Drifts, sodass die Teilchenenergien im Plasma steigen und es zu dickeren Ablagerungen kommt.

Die Schlussfolgerung dieser Arbeit ist, dass die Beschichtung durch eine Lorentz-Drift-Geometrie prinzipiell möglich ist. Es konnten bisher qualitative Messungen durchgeführt werden, die jedoch noch quantitativ verifiziert werden sollten.

# 1

## Einleitung

Bei einem Lorentz-Drift-Schalter (kurz: LDS) handelt es sich um einen Hochspannungs-Plasmaschalter mit besonders geringen lokalen Erosionserscheinungen. Durch die koaxiale Elektrodenanordnung und den damit verbundenen orthogonalen Stromfluss entsteht ein resultierendes Magnetfeld, wodurch die geladenen Teilchen des Plasmas eine Lorentz-Drift erfahren, sodass die Entladungswolke nach oben beschleunigt wird. Durch das Driften des Plasmas verteilen sich auch die Erosionserscheinungen bei einem Spannungsüberschlag auf einen größeren Bereich als bei herkömmlichen Schaltern, sodass die Lebensdauer der koaxialen Elektroden durch die laufende Entladung wesentlich verlängert wird.

Der Umbau des Schalters zu einer Lorentz-Drift-Sputterquelle (LDSQ) hat das Ziel, zu prüfen, ob man die hohe kinetische Energie der Teilchen in der Entladungswolke auch zur Oberflächenbeschichtung nutzen kann. Durch die zu erwartende hohe kinetische Energie der bewegten Teilchen im Plasma sind hohe Eindringtiefen in die Oberfläche möglich.

Oberflächenbeschichtungen haben weitreichende Anwendungsgebiete, die von Verschönerungen im optischen Bereich bis hin zu technisch notwendigen Funktionsschichten reichen. Hier werden besonders dünne Schichten im Nanometerbereich benötigt, deren Schichtdicke so exakt wie möglich auftragbar sein sollte.

Durch neue Methoden der Beschichtungsindustrie werden die Anwendungsbereiche stets erweitert. Jede Beschichtungsmethode hat Vorteile und Nachteile in Schichtqualität, Homogenität der Schicht, Schichtdicke, Fertigungsaufwand der Maschine und nicht zuletzt in Bezug auf Wartungsaufwand bzw. Wartungskosten.

Die Untersuchung der LDSQ soll Auskunft darüber geben, ob diese Beschichtungsmethode möglich ist und somit eine Erweiterung zu den bestehenden Methoden der Dünnschicht-erzeugung darstellen kann. Zudem sollen einige Messungen durchgeführt werden, um zu bestimmen, bei welchen Druck- und Abstandsbedingungen die besten Beschichtungseigenschaften erreicht werden.





# 2

## Grundlagen der Plasmaphysik

Im Folgenden werden die Grundlagen und Unterscheidungen von Plasmen erläutert. Es werden wichtige Plasmaparameter eingeführt und es wird auf den Prozess der Gasentladung eingegangen.

Neben den Aggregatzuständen fest, flüssig und gasförmig wird das Plasma häufig als vierter Aggregatzustand betrachtet.

Erhitzt man einen Festkörper wird er zunächst flüssig und geht anschließend in die gasförmige Phase über. Fügt man nun weitere Energie hinzu, so kommt es zu Ionisationen des Gases. Bei einem ionisierten Gas spricht man von Plasma.

Bei einem Plasma handelt es sich in erster Näherung also um ein Gemisch aus Ionen, geladenen Molekülen, Elektronen sowie neutralen Atomen und Molekülen. Im vollständig ionisierten Plasma gibt es keine neutralen Atome und Moleküle mehr, sodass das Gemisch nur noch aus geladenen Teilchen besteht.

Auf der Erde kommen natürliche Plasmen selten vor. Bekannte Plasmen sind zum Beispiel Feuer oder Blitze. Häufiger werden Plasmen künstlich erzeugt, zum Beispiel bei der Fusionsforschung oder zur Oberflächenbeschichtung.

Natürliche Plasmen sind im Universum wesentlich verbreiteter als auf der Erde. Dort liegen circa 99% der sichtbaren Masse im Plasmazustand vor [Fuj04].

Betrachtet man das Plasma als Ganzes, so ist es neutral geladen, da sich die Ladungen innerhalb des Plasmas kompensieren. Man nennt dies quasineutral.

Die genaue Plasmadefinition nutzt die Quasineutralität als Grenze zwischen einzelnen geladenen Teilchen sowie einem Plasma und wird im Folgenden dargestellt.

## 2.1 Plasmaparameter

### 2.1.1 Debye-Länge

Zwischen geladenen Teilchen wirken elektrostatische Kräfte, sodass sich in der Nähe eines geladenen Teilchens bevorzugt Ladungsträger der inversen Polarität aufhalten. Somit wird die Ladung dieses Teilchens nach außen abgeschirmt. Durch thermische Bewegung wird diese sogenannte Debye-Abschirmung verringert.

Da ein Plasma aus einzelnen Ladungen besteht, gilt die Quasineutralität nicht für jedes kleine Volumenelement  $dV$ . Die Debye-Länge ist ein Maß dafür, in welchem Abstand das Potential der Abschirmungsstörung um den Faktor  $e$  verringert ist [vK08].

Zur mathematischen Beschreibung werden folgende Parameter benutzt:

$n_{e0}/n_{i0}$  = mittlere Elektronen-/Ionendichte

$T_e/T_i$  = Elektronen-/Iontemperatur

$e$  = Elementarladung

$k_B$  = Boltzmannkonstante

Zunächst leiten wir die Debye-Länge für die Ladungsverteilung einer positiven Punktladung am Ort  $r = 0$  in einem quasineutralen Plasma mit  $Z$ -fach geladenen Ionen her:

$$Q(r) = q\delta(0) - en_e(r) + Zen_{i0}$$

Die Elektronendichte berechnet sich nach der Boltzmann-Statistik. Da das Verhältnis von potentieller zu kinetischer Energie klein ist, lässt sich die Exponentialfunktion entwickeln:

$$n_e(r) = n_{e0} e^{\frac{e\Phi(r)}{kT_e}} \approx n_{e0} \left( 1 + \frac{e\Phi}{kT_e} \right)$$

Wir nutzen nun  $\delta(r \neq 0) = 0$  und setzen in die aus der Elektrodynamik bekannte Poisson-Gleichung ein:

$$\Delta\Phi = \frac{Q(r)}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \left( \cancel{-en_{e0}} - en_{e0} \frac{e\Phi}{kT_e} + Zen_{i0} \right)$$

Hierbei lässt sich benutzen, dass bei Quasineutralität Ladungserhaltung gilt:  $en_{e0} = Zen_{i0}$   
Die Lösung der Poissongleichung berechnet sich nach Einsetzen des Laplace-Operator in

Kugelkoordinaten und wir erhalten für das Potential

$$\Phi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_{De}}} \quad \text{mit} \quad \lambda_{De} = \left( \frac{e^2 n_{e0}}{\epsilon_0 k T_e} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

Die Debye-Länge entspricht also einem Abklingen des Potentials um den Faktor  $e$ . Für eine negative Punktladung folgt das Ergebnis für die Debye-Länge  $\lambda_{Di}$  analog.

Für die allgemeine Debye-Länge muss man beide Fälle betrachten und erhält schließlich:

$$\lambda_D^{-2} = \lambda_{De}^{-2} + \lambda_{Di}^{-2} = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0} \cdot \left( \frac{1}{k_B T_e} + \frac{1}{k_B T_i} \right) \quad (2.2)$$

### 2.1.2 Plasmafrequenz

Aufgrund der wesentlich geringeren Masse bewegen sich Elektronen schneller als Ionen. Das hierdurch vorherrschende elektrische Feld  $\vec{E}$  zwischen Elektronen und Ionen führt zu einer rüktreibenden Kraft, sodass das Elektron in eine Oszillationsbewegung gegenüber den Ionen mit einer Plasmafrequenz  $\omega_p$  übergeht.

Wir betrachten eine Störung in Form einer Verschiebung um die Länge  $\delta$ :

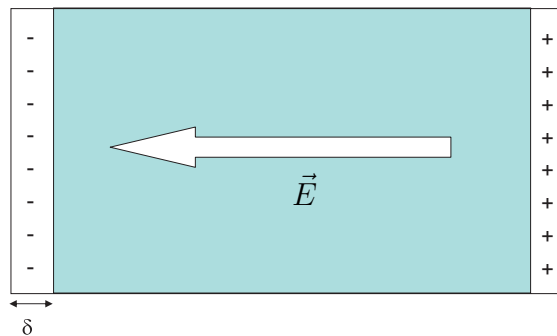


Abb. 2.1: Verschiebung von Ionen und Elektronen um  $\delta$  [vK08]

Wie in Abb. 2.1 zu sehen, stellt die Geometrie eine Analogie zu einem Plattenkondensator dar. Hierfür gilt [Sol10]:

$$E = \frac{Q}{\epsilon_0 A} = \frac{en_e \delta}{\epsilon_0}$$

Es ergibt sich also folgende Bewegungsgleichung für das Elektron:

$$m_e \frac{d^2 \delta}{dt^2} = -eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} \delta$$

Als Lösung dieser Differentialgleichung erhalten wir  $\delta(t) = C_1 \sin(\omega_p t) + C_2 \cos(\omega_p t)$  mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.3)$$

Die Periodendauer  $\tau_p = \frac{1}{\omega_p}$  gibt die Reaktionszeit des Plasmas auf Störungen an.

Ein Anwendungsbeispiel ist das Eindringen von elektromagnetischen Wellen in ein Plasma. Ist deren Frequenz kleiner als die Plasmafrequenz, können die Elektronen der Störung folgen und die Welle wird reflektiert. Oberhalb der Plasmafrequenz können die Elektronen entsprechend nicht mehr folgen und die elektromagnetische Welle wird transmittiert.

Dies nutzt man unter anderem zur Verbreitung von Langwellen, indem man die Ionosphäre, die als Plasma betrachtet werden kann, zur Reflektion verwendet. Möchte man hingegen die Funkwellen auch oberhalb der Ionosphäre empfangen, so muss man Ultrakurzwellen verwenden, da diese nicht reflektiert werden. Ein Beispiel hierfür ist die Kommunikation zu Satelliten.

### 2.1.3 Plasmatemperatur

Die Plasmatemperatur charakterisiert die mittlere kinetische Energie der Teilchen. Es wird hierbei von einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung ausgegangen. Dies ist zulässig, wenn die Teilchen genügend elastische Stöße untereinander erfahren. [vK08]:

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left( \frac{m}{k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right)$$

Somit erhalten wir folgende Relation von Plasmatemperatur und mittlerer Energie:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{\int \frac{1}{2} m v^2 f(v) d^3 v}{\int f(v) d^3 v} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.4)$$

Zur Umrechnung von Energie in Plasmatemperatur geht man allerdings nur von zwei Freiheitsgraden aus, sodass 1 eV einer Plasmatemperatur von 11605 K entspricht.

Zunächst muss man zwischen einem thermischen Plasma und einem nicht-thermischen Plasma unterscheiden:

Im thermischen Plasma herrscht zwischen Elektronentemperatur, Iontemperatur sowie der Temperatur der neutralen Teilchen ein thermisches Gleichgewicht, sodass man von

einer Plasmatemperatur sprechen kann. Dies geschieht durch eine ausreichende Anzahl an elastischen Stößen, sodass sich die Temperaturen der Teilchen einander angleichen.

Im nicht-thermischen Plasma unterscheiden sich die Temperaturen der einzelnen Plasmabestandteile. Dies Begründung hierfür liegt in der unterschiedlichen Masse, sodass Elektronen höhere kinetische Energien erreichen. Man spricht hier also von Elektronentemperatur  $T_e$ , Ionentemperatur  $T_i$  sowie Neutralteilchentemperatur  $T_n$ . Eine allgemeine Plasmatemperatur ist hier nicht definiert.

### 2.1.4 Ionisationsgrad

Der Ionisationsgrad  $x_r$  eines Plasmas beschreibt den Anteil von Atomen mit der Kernladungszahl  $Z$  und  $r$ -facher positiver Ionisation gegenüber den zugehörigen neutralen Elementen:

$$x_r = \frac{\sum_{i=r}^Z n_i}{\sum_{i=0}^Z n_i} \quad (2.5)$$

Schwach ionisierte Plasmen haben einen Ionisationsgrad  $x_r \ll 1$ , für stark oder voll ionisierte Plasmen gilt  $x_r \approx 1$ .

Die SAHA-Gleichung liefert bei Kenntnis von Temperatur  $T$ , Druck  $p$  und Ionisationsenergie  $E_{\text{Ion}}$  eine Berechnungsmöglichkeit für den Ionisationsgrad reiner Gase:

$$\frac{x_r^2}{1 - x_r^2} = 0,182 \cdot \frac{T^{5/2}}{p} \cdot e^{-\frac{E_{\text{Ion}}}{k_B T}} \quad (2.6)$$

## 2.2 Definition eines Plasmas

Zur Abgrenzung eines Plasmas von einzelnen geladenen Teilchen verwenden wir die Quasineutralität und können sie mit Kenntnis der Plasmapdefinitionen formulieren:

- $L \gg \lambda_D$ :

Von einem Plasma spricht man, wenn die betrachtete Ausdehnung des Plasmas  $L$  größer ist als die Debye-Länge, sodass der Begriff der Quasineutralität aufrechterhalten werden kann.

- $N \gg 1$ :

Im Radius der Debye-Länge  $\lambda_D$  befindet sich eine ausreichende Anzahl an geladenen Teilchen  $N$  zur Abschirmung:

Bei der Debye-Länge haben wir angenommen, dass Ionen und Elektronen durch ihre Dichteverteilung beschrieben werden können. Dies ist nur dann gültig, wenn sich in einem gewissen Volumen ausreichend viele Teilchen befinden. Wir können die Teilchenanzahl in einem Kugelvolumen mit Radius der Debye-Länge definieren:

$$N_D = n_{e0} \cdot \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 \quad (2.7)$$

Wenn nun  $N_D \gg 1$  ist, befinden sich genügend Ladungsträger im Volumen, sodass es zu einer Abschirmung kommt und unsere obige Kontinuums-Annahme korrekt ist. Innerhalb einer Debye-Kugel herrscht keine Quasineutralität und es handelt sich streng genommen um kein Plasma.

- $\omega_p\tau \gg 1$ : Das Produkt von Plasmafrequenz  $\omega_p$  und Stoßzeit mit neutralen Teilchen  $\tau$  um die Abschirmung im dynamischen Fall aufrecht zu erhalten:

Bisher haben wir uns mit dem stationären Fall beschäftigt.

Abschirmung kann nur aufrecht erhalten werden für Störungen, deren Frequenz unterhalb  $\omega_p$  liegt. Hier können die Elektronen der Schwingung näherungsweise instantan folgen. Oberhalb von  $\omega_p$  hingegen liegt keine Abschirmung mehr vor, da die Elektronen der Störung nicht mehr folgen können.

Somit muss die Frequenz einer Störung  $\omega$  wesentlich kleiner als die Plasmafrequenz  $\omega_p$  sein ( $\omega = \frac{1}{\tau} \ll \omega_p$ ), um weiter von einem quasistatischen System ausgehen zu können. Die elektrostatische Wechselwirkung ist dann größer als die Wirkung der Gaskinetik.

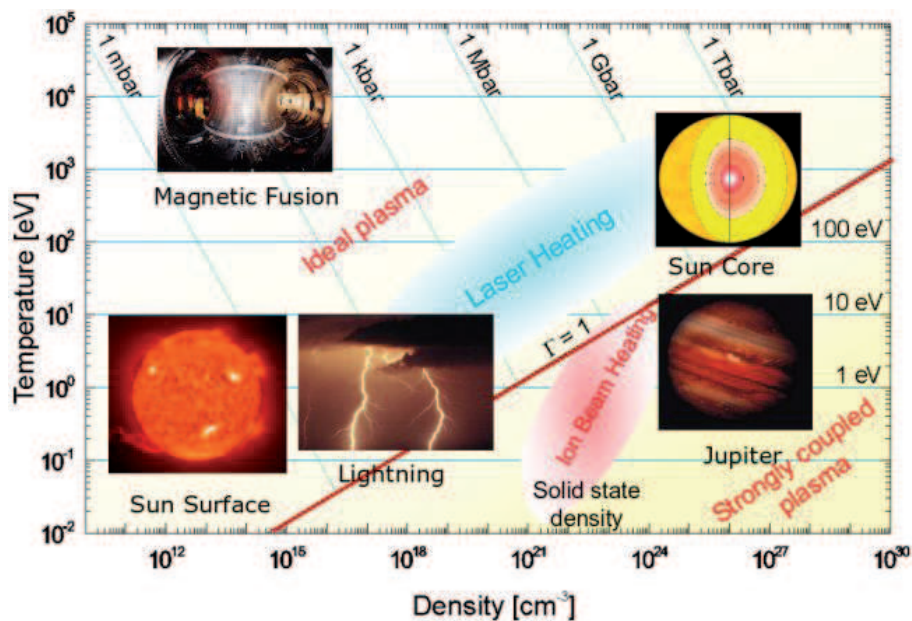


Abb. 2.2: Übersicht typischer Plasmen in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte [vK08]

Abb. 2.2 zeigt, dass sich die Temperatur- und Dichtebereiche von Plasmen über mehrere Größenordnungen erstrecken und gibt eine grobe Einschätzung, bei welchen Temperaturen und Dichten typische Plasmen anzusiedeln sind. Der Parameter  $\Gamma$  beschreibt das Verhältnis zwischen thermischer Energie und Coulomb-Energie.

## 2.3 Plasmaunterscheidungen

Da Plasmen sich über weite Skalenbereiche zum Beispiel in Temperatur und Dichte ausdehnen, unterteilt man Plasmen grob in mehrere Kategorien:

### 2.3.1 Ideales-/nicht-ideales Plasma

Von einem idealen Gas spricht man bei einem Gamma-Parameter  $\Gamma > 1$ , also wenn die Van-der-Waals-Wechselwirkung der Teilchen untereinander wesentlich kleiner als die thermische Bewegung ist. Hierfür gilt das ideale Gasgesetz für Druck  $p$  und Energiedichte  $\epsilon$ :

$$p = k_B \sum_a n_a T_a \quad \text{sowie} \quad \epsilon = \frac{3}{2} k_B \sum_a n_a T_a \quad (2.8)$$

Bei einem idealen Plasma ist analog zum idealen Gas die Wechselwirkung durch das Coulomb-Potential der thermischen Bewegung zu vernachlässigen.

Das elektrische Potential zwischen zwei Ladungsträgern  $q_1$  und  $q_2$  im Abstand  $r_{12} = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$  führt zu einer potentiellen Energie  $\Phi_{12}$ :

$$\Phi_{12} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}$$

Für ein ideales Plasma gilt somit:

$$\Phi_{12} < E_{th} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.9a)$$

Für ein nicht-ideales Plasma gilt entsprechend

$$\Phi_{12} > E_{th} = \frac{3}{2} k_B T \quad (2.9b)$$

Da  $\Phi_{12} \sim \frac{1}{r_{12}}$  gilt und der Abstand proportional zu  $n^{-1/3}$  ist, verhält sich die Temperaturgrenze zwischen idealem und nicht-idealem Plasma mit  $T \sim n^{1/3}$ .

### 2.3.2 Entartetes-/nicht-entartetes Plasma

Ist die thermische de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen  $\lambda_{th} \sim \frac{\hbar}{\sqrt{m_e k_B T}}$  in der selben Größenordnung (oder größer) wie der Abstand zweier Elektronen  $r_{12} \sim n_e^{-1/3}$ , so sind quantenphysikalische Effekte zu beachten, da infolge des Pauli-Prinzips Elektronen in höhere Zustände übergehen. Entartete Plasmen treten somit in Bereichen sehr hoher Dichten auf. Gleichung (2.8) verliert somit ihre Gültigkeit.

Für ein nicht-entartetes Plasma muss also gelten:

$$\begin{aligned} \lambda_{th} &\ll r_{12} \\ \frac{\hbar}{\sqrt{m_e k_B T}} &\ll n_e^{-1/3} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Gleichung (2.10) zeigt, dass für ein nicht-entartetes Plasma die Fermienergie  $E_F$  viel kleiner als die thermische Energie sein muss:

$$E_F \sim \frac{\hbar^2 n_e^{2/3}}{m_e} \ll k_B T \sim E_{th} \quad (2.11)$$

Bei einem entarteten Plasma ist die Nullpunktsenergie entsprechend nicht ausreichend gering gegenüber der thermischen Energie.

Wir sehen, dass sich die Temperaturgrenze zwischen entartetem und nicht-entartetem Plasma  $T \sim n_e^{2/3}$  verhält.

### 2.3.3 Relativistisches Plasma

Bei sehr hohen Teilchenenergien der Elektronen – und entsprechend hohen Teilchengeschwindigkeiten – bedarf es relativistischen Rechnungen. Die thermische Energie ist in diesem Fall höher als die Ruhemasse der Elektronen  $m_0$ :

$$m_0 c^2 < \frac{3}{2} k_B T \quad (2.12)$$

Die Ruhemasse der Elektronen beträgt  $m_0 = 511 \text{keV}$ , sodass ab einer Temperatur von  $T = 3957000^\circ \text{C}$  relativistisch zu rechnen ist. Da die Geschwindigkeit der Elektronen Boltzmann-verteilt ist, gibt es jedoch auch bei wesentlich geringeren Temperaturen relativistische Teilchen. In diesem Fall ist die Relativitätsbedingung global nicht erfüllt, dennoch können relativistische Effekte vorliegen.



Überschreitet die Fermi-Energie  $E_F$  die Ruheenergie des Elektrons, kann die klassische Energie-Impuls-Beziehung  $E = \frac{p^2}{2m}$  nicht mehr aufrecht erhalten werden und geht über zu  $E = pc$  [Zoh01]. Somit spricht man auch von einem relativistischen Plasma, sobald gilt:

$$m_0c^2 < E_F \quad (2.13)$$

In der folgenden Abb. 2.3 erkennt man die beschriebenen Kategorien in Abhängigkeit von Temperatur  $T$  und Dichte  $n$ . Die zuvor besprochenen Grenzlinien trennen entartetes von nichtentartetem Plasma (blau), ideales von nicht idealem Plasma (rot) sowie relativistisches Plasma (gestrichelt) ab:

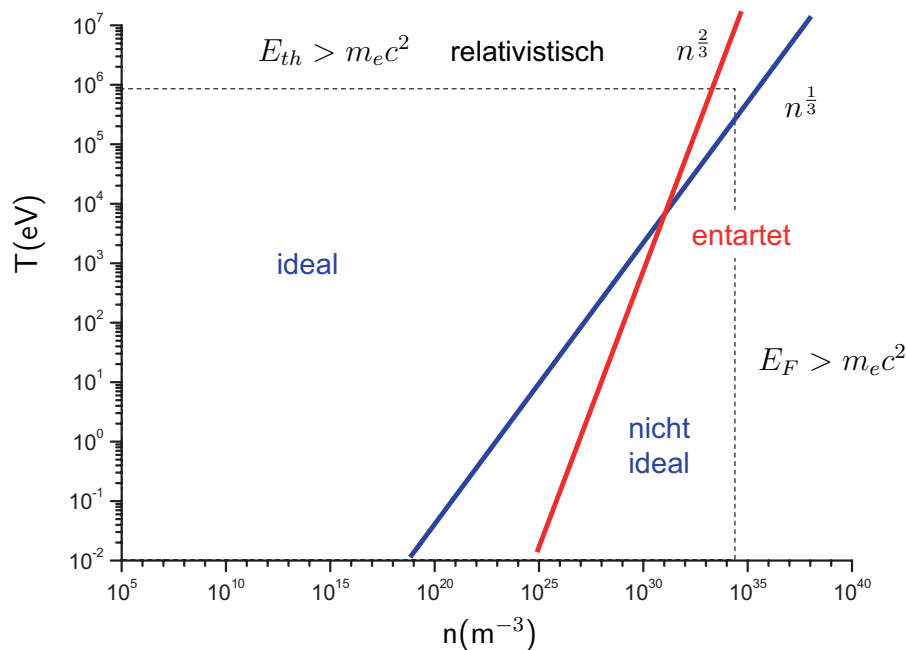


Abb. 2.3: Übersicht der Plasmaunterscheidungen in Abhängigkeit von Dichte und Temperatur [vK08]

## 2.4 Plasmaprozesse

In einem Plasma finden diverse Reaktionen zwischen den Plasmateilchen, aber auch mit angrenzenden Flächen, wie zum Beispiel den Elektroden statt. Dies nutzt man zum Beispiel zur synthetischen Oberflächenbeschichtung. Es kommt zu Ionisationen, Anregungen, Rekombinationen und Molekülbildungen.

### 2.4.1 Ionisationsprozesse

#### **Stoßionisation:**

Ob es überwiegend zu Volumenreaktionen innerhalb des Plasmas oder zu Oberflächenreaktionen kommt, hängt von der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  ab. Sie beschreibt die Strecke, die ein Teilchen im Mittel zurücklegen kann, ohne mit einem anderen Teilchen wechselzuwirken [vK08]. Für ein Gas der Teilchendichte  $n$  lässt sich die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  bei gegebenem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  berechnen durch:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (2.14)$$

In einem Plasma ist die Wechselwirkung durch Stoßprozesse zwischen verschiedenen Plasmateilchen gegeben. Man unterscheidet zwischen elastischen, inelastischen und superelastischen Stößen:

- Bei elastischen Stößen bleibt die gesamte kinetische Energie erhalten, jedoch ändert sich die Impulsverteilung der Stoßpartner.
- Bei inelastischen Stößen ist die Gesamtenergie erhalten, die kinetische Energie ist nach dem Stoß jedoch geringer. Die verbleibende Energie wird zur Ionenbildung oder zur Zustandsanregung genutzt.
- Bei superelastischen Stößen ist nach dem Stoß mehr kinetische Energie vorhanden als vor dem Stoß. Damit das möglich ist, muss mindestens ein Stoßpartner vor dem Stoß angeregt gewesen sein, sodass hierdurch Energie in Form von Strahlung frei wird.

#### **Photoionisation:**

Eine Photoionisation ist vor allem für die Bereitstellung der Anfangselektronen von Bedeutung, die zur Einleitung einer Townsend-Entladung notwendig sind. Ist die Energie einfallender Strahlung größer als die Ionisationsenergie, so bildet sich ein Ion-Elektron-Paar. Verbleibende Energie wird wiederum als Strahlungsenergie abgegeben. Ist die verbleibende Energie groß genug, können weitere Ionisationen erfolgen. Häufig dienen die natürliche Höhenstrahlung sowie die Untergrundstrahlung als Energiequelle für Photoionisation.

#### **Thermische Ionisation:**

Bei der thermischen Ionisation ist die temperaturbedingte Bewegungsenergie der Teilchen ausreichend, um Stoßionisation durchzuführen. Verwendet man die SAHA-Gleichung (2.6),

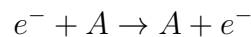
so erhält man einen nennenswerten Beitrag von thermischen Ionisationen ab einer Temperatur von einigen tausend Kelvin [Frö02].

### 2.4.2 Volumenprozesse im Plasma

Innerhalb des Plasmas kommt es zu Stößen der verschiedenen Spezies (Elektronen, Ionen, neutrale Teilchen, Moleküle) untereinander. Im Folgenden betrachten wir die wichtigsten Reaktionen, die in einem Plasma ablaufen [Bra00]:

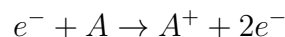
- Elastische Streuung freier Elektronen:

Hierbei erhält der Stoßpartner  $A$  eines Elektrons  $e^-$  einen Impuls, die Teilchenbilanz verändert sich aber nicht:



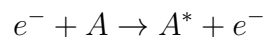
- Ionisation von Atomen durch Elektronen:

Beim Elektronenstoß gibt das Elektron eine kinetische Energie größer der Ionisationsenergie des Atoms ab, sodass ein Elektron aus dem Atom gelöst wird:



- Anregung von Atomen durch Elektronen:

Das Elektron regt ein Atom durch Energieübertragung an und regt somit ein Elektron des Atoms in einen höheren Energiezustand an:



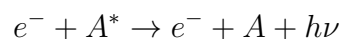
- Anlagerung eines Elektrons an ein Atom:

Das Elektron bildet zusammen mit dem Atom ein negativ geladenes Ion:



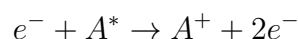
- Abregung eines Atoms durch ein Elektron:

Trifft ein Elektron auf ein angeregtes Atom, so kann dieses abregert werden und die überschüssige Energie als Strahlung abgeben.



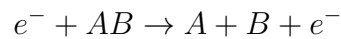
- Ionisation eines angeregten Atoms:

Trifft ein Elektron auf ein angeregtes Atom so kann dieses leichter ionisiert werden als ein nichtangeregtes Atom:



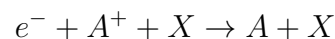
- Dissoziation von Molekülen durch Elektronen:

Stößt ein Elektron ein Molekül bestehend aus zwei Atomen  $A$  und  $B$ , kann es zu einer Dissoziation des Moleküls kommen:

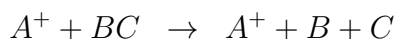
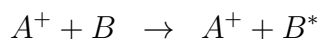
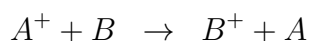
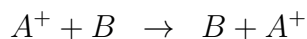


- Rekombination von Elektron und Ion mit drittem Stoßpartner:

Bei einer einfachen Rekombination eines Elektrons und eines Ions ist die Impulserhaltung verletzt. Somit wird ein beliebiger weiterer Stoßpartner  $X$  benötigt.:



Bisher wurden Stöße betrachtet, an denen Elektronen beteiligt waren. Die oben aufgelisteten Elektronenreaktionen lassen sich direkt auf Ionenreaktionen übertragen:



Zusätzlich gibt es noch die Möglichkeit der sogenannten Penning-Ionisation. Sie ist ähnlich einem superelastischen Stoß und ist die Ursache dafür, dass auch nach Abschaltung der Energiezufuhr Ionisationen durch langlebige angeregte Atome stattfinden können:

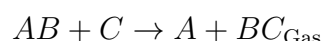


### 2.4.3 Oberflächenprozesse

Es kommt allerdings nicht nur innerhalb des Plasmas zu Wechselwirkungen, sondern auch mit Grenzflächen, wie zum Beispiel den Wänden oder den Elektroden. Wir betrachten nun die wichtigsten Reaktionen von Teilchen eines Plasmas mit einer angrenzenden Oberfläche:

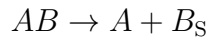
- Auslösen von Atomen aus Festkörpern:

Bei diesem Vorgang spricht man auch von Erosion. Durch den Aufprall von Ionen werden einzelne Teilchen aus den Feststoffen herausgelöst, sodass das Gas die ausgelösten Teilchen gewinnt:



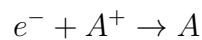
- Anlagerung von Atomen des Plasmas an die Oberfläche S:

Eine für die Oberflächenbeschichtung sehr wichtige Reaktion ist das Anlagern von Atomen aus dem Plasma an die Oberfläche. Hierbei gehen die Ionen dem Gasvolumen verloren und bilden eine dünne Schicht an der Oberfläche:



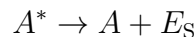
- Rekombination von Ionen und Elektronen:

An Grenzflächen kann es zur Rekombination von Elektronen und Ionen aus dem Plasma kommen:



- Energieabgabe an die Entladungskammer:

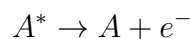
Trifft ein angeregtes Atom auf eine Grenzfläche, so kann es zu einer Energieabgabe  $E_S$  an deren Oberfläche S kommen. Diese Energie resultiert in weiteren Reaktionen mit unterschiedlichen Folgen, wie zum Beispiel in einer Erwärmung der Oberfläche. Das Atom ist nun abgeregt:



Es gibt allerdings nicht nur Verlustprozesse, sondern auch die Möglichkeit, Elektronen durch Sekundärelektronenemission zu gewinnen:

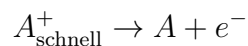
- Auftreffen von angeregten Atomen auf die Oberfläche:

Eine mögliche Folgereaktion ist das Auslösen von Elektronen aus dem Rezipienten:



- Auftreffen von schnellen Ionen auf die Oberfläche:

Treffen schnelle Ionen auf eine Oberfläche, reicht die Energie aus, um mit einem Elektron zu rekombinieren und ein zusätzliches Elektron auszulösen:



## 2.5 Entladungsmechanismen

Gase sind im Allgemeinen gute Isolatoren für elektrische Ströme. Erst durch Ionisation des Gases wird es leitfähig. Hierbei geht das Gas in den Plasmazustand über.

Die elektrischen Eigenschaften charakterisiert man anhand einer Strom-Spannungs-Kennlinie (Abb. 2.5), da das ohmsche Gesetz nur für geringe, von außen angelegte Spannungen gültig

ist.

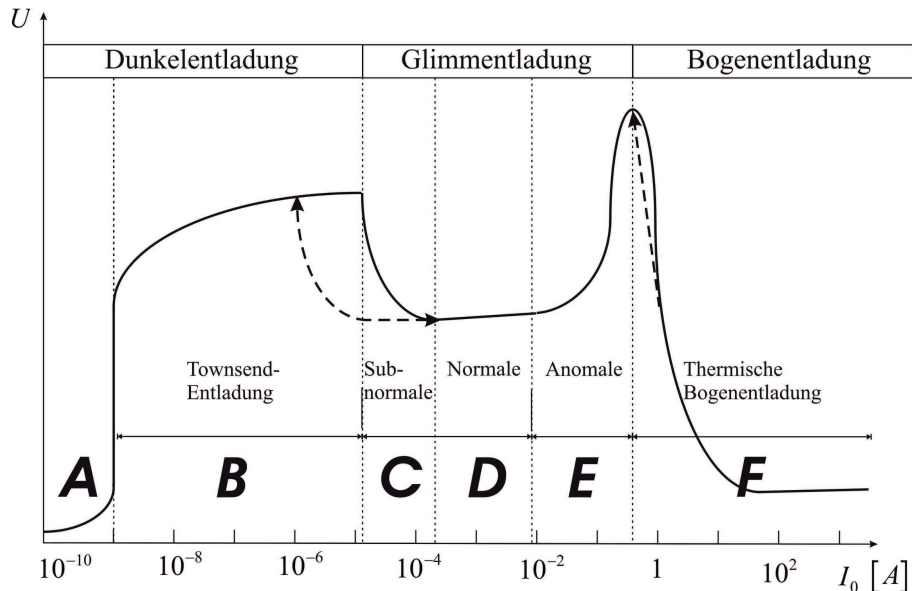


Abb. 2.4: Logarithmisch aufgetragener, qualitativer Verlauf der Strom-Spannungscharakteristik einer Gasentladung [Ibe10]

Wir betrachten nun die verschiedenen charakteristischen Bereiche einer Gasentladung:

### 2.5.1 Unselbstständige Entladung (Bereich A)

Wie bereits erwähnt, ist bei geringen angelegten Spannungen das Verhalten der Spannung proportional zum Strom. Es entstehen freie Ladungsträger durch äußere Einflüsse, wie in Abschnitt 2.4.1 angesprochen. Die Zahl der freien Ladungsträger ist bestimmt durch das Gleichgewicht von Ionisation und Rekombination, sodass sich ein Strom einstellt. Hierbei entstehen keine zusätzlichen Ladungsträger, sodass man von einer unselbstständigen Entladung spricht.

Sind alle Ladungsträger durch das elektrische Feld abgezogen, können sie nicht mehr rekombinieren, sodass ein Sättigungsstrom entsteht.

### 2.5.2 Townsend-Entladung (Bereich B)

Werden die angelegte Spannung und somit das elektrische Feld größer, nehmen die Plasmateilchen innerhalb der freien Weglänge kinetische Energie auf. Ist diese Energie groß genug, kommt es zur Bildung neuer Ladungsträger durch Stöße. Die Anzahl der neu

entstandenen Ladungsträger wächst lawinenartig an, sodass ein exponentieller Anstieg des Stromes bei konstanter Spannung zu beobachten ist. Es kommt zu einer Townsend-entladung in Anlehnung an die Townsendsche Zündbedingung, auf die in Abschnitt 2.6 eingegangen wird.

### 2.5.3 Glimmentladung

#### Subnormale Glimmentladung (Bereich C)

In Bereich C der Abb. 2.5 erkennen wir eine negative Strom-Spannungs-Charakteristik. Befindet sich ein Widerstand im Stromkreis, ergibt sich bei Erreichen der Zündspannung ein stabiler Entladungszustand, ohne dass es zum kompletten Durchschlag kommt.

Die Elektronen werden von der Kathode in Richtung Anode abgesaugt, sodass sich in Kathodennähe eine positive Raumladung ausbildet. Dies führt zu einer Abschirmung der Kathode. Zu Beginn haben die Elektronen noch eine geringe Energie, sodass es durch Wechselwirkung mit Gasatomen zur Emission von Strahlung kommt. Dieser Bereich ist als Kathoden-Glimmlicht sichtbar.

Bei steigender Beschleunigung sinkt der Wirkungsquerschnitt und es folgt der sogenannte Kathoden-Dunkelraum. Haben die Elektronen genügend Energie, kommt es zu weiteren Ionisationseffekten, sichtbar als negatives Glimmlicht, und der Strom steigt an. Durch diese negative Raumladung verschiebt sich die Anode virtuell zur Kathode hin, sodass man von einer positiven Säule sprechen kann, die durch den Faraday-Dunkelraum vom negativen Glimmlicht getrennt ist.

Abb. 2.5 zeigt eine Übersicht über die räumliche Anordnung der erläuterten Glimmschichten:

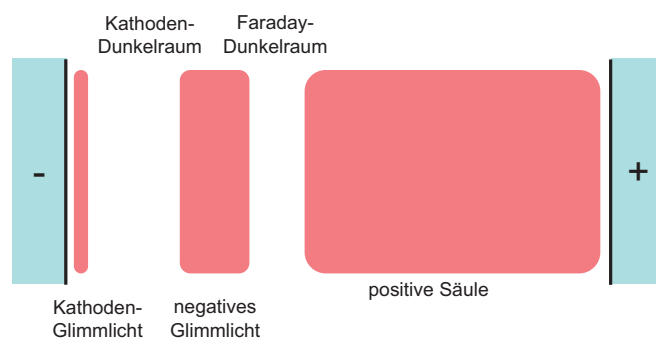


Abb. 2.5: Darstellung der verschiedenen Regionen einer Glimmentladung [vK08]

### Normale Glimmentladung (Bereich D)

Die Glimmschicht wächst an, sodass sich die positive Säule vergrößert und somit die virtuelle Anode in Richtung der Kathode rückt. Die Spannung zwischen der Glimmschicht und der Kathode entspricht fast der Elektrodendifferenz, sodass in diesem Bereich ein starkes elektrisches Feld entsteht. Auf die Kathode auftreffende Ionen lösen Elektronen aus, die durch das Feld ausreichende Energie für weitere Ionisationen erhalten. Der Strom steigt somit weiter an, obwohl die Spannung kaum ansteigt.

### Anomale Glimmentladung (Bereich E)

Bei steigender Stromstärke wird die gesamte Kathode von der Glimmschicht bedeckt, sodass für weitere Ionisationen die elektrische Feldstärke erhöht werden muss. Dies ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung der angelegten Spannung.

### 2.5.4 Bogenentladung (Bereich F)

Bei steigendem Strom heizt sich die Oberfläche der Elektroden sehr stark auf und kommt es zu thermischen Ionisationen durch auftreffende Ionen, sodass sich weitere Ladungsträger bilden. Es bildet sich ein Entladungsband zwischen Anode und Kathode aus, sodass die Spannung zusammenbricht.

## 2.6 Townsend-Entladung

Die Elektronenlawinenbildung ist bei einem Durchbruch durch einen exponentiellen Verlauf charakterisiert. Die Anzahl der freien Elektronen kann definiert werden [vK08]:

$$\frac{d\Gamma_e(x)}{dx} = \alpha\Gamma_e(x) \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow \Gamma_e(d) = \Gamma_e(0)e^{\alpha d} \quad (2.16)$$

Hierbei befinden sich die Kathode am Ort  $x = 0$  und die Anode am Ort  $x = d$ . Man bezeichnet  $\alpha$  auch als den sogenannten ersten Townsend-Koeffizienten. Er ist ein Maß für die Elektronenvervielfältigung.

Bei einer selbstständigen Entladung hängt die Erzeugung der Primärelektronen nicht von externen Quellen ab. Vielmehr treffen Ionen auf die Kathode und lösen somit Elektronen aus. Man kann einen linearen Zusammenhang mit dem zweiten Townsendkoeffizienten  $\gamma$ , der elektrodenabhängig ist, als Proportionalitätsfaktor herstellen:

$$\Gamma_e(0) = \gamma\Gamma_i(0)$$



Da bei jeder Ionisation auch ein Ion erzeugt wird, gilt:

$$\Gamma_i(0) - \Gamma_i(d) = \Gamma_e(d) - \Gamma_e(0) = \Gamma_e(0) (e^{\alpha d} - 1)$$

Geht man nun davon aus, dass sich an der Anode keine positiv geladenen Ionen befinden, gilt mit  $\Gamma_i(d) = 0$ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma} \Gamma_e(0) &= \Gamma_e(0) (e^{\alpha d} - 1) \\ \Rightarrow \alpha d &= \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Ist  $\alpha > 1$ , so kommt es zu einer selbstständigen Entladung, da die Zahl der Elektronen am Ort  $x$  ansteigt. Das heißt, die Anzahl der Ionisationen ist größer als die der Rekombinationen.

Es ist davon auszugehen, dass  $\alpha$  abhängig von der Ionisationsenergie  $E_{\text{Ion}}$ , der angelegten Spannung  $U$  sowie der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  ist. Man kann folgenden Ansatz wählen:

$$\alpha \sim n_g \exp \left( -\frac{E_{\text{Ion}}}{\lambda U} \right)$$

Da die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  proportional zum reziproken Druck  $\frac{1}{p}$  ist und die Teilchendichte  $n_g$  mit zunehmenden Druck proportional ansteigt, kann man folgende Gleichung für die Elektronenvervielfältigung aufstellen:

$$\alpha = Ap \exp \left( -B \frac{pd}{U} \right) \quad (2.18)$$

Hierbei sind  $A$  und  $B$  Konstanten aus dem Clausius-Weglängengesetz.

## 2.7 Paschen-Gesetz

Setzen wir die Zündbedingung (2.17) in Gleichung (2.18) ein, erhalten wir das Paschen-Gesetz, das die Durchbruchspannung  $U$  in Abhängigkeit von Druck  $p$  und Elektrodenabstand  $d$  darstellt:

$$U = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln[\ln(1 + \gamma^{-1})]} \quad (2.19)$$

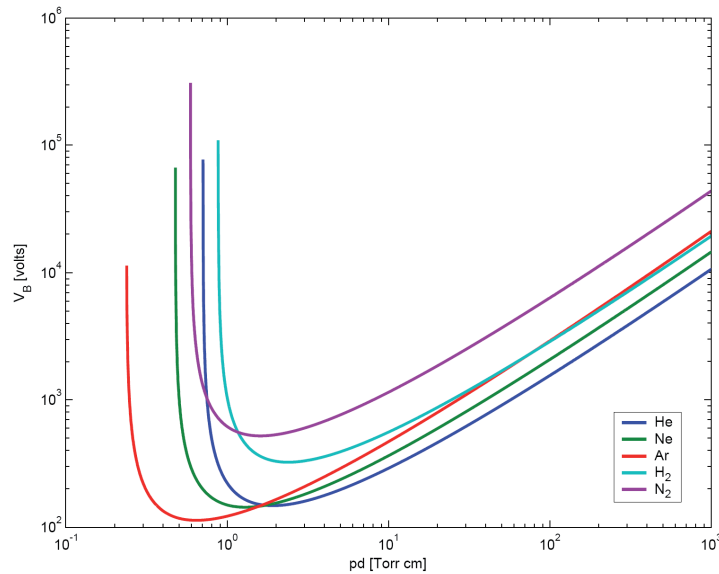


Abb. 2.6: Verlauf der Paschenkurve für verschiedene Gase [Wik11]

In Abb. 2.6 kann man sehen, dass die Durchbruchspannung für große Werte von  $pd$  linear mit dem Faktor  $Bpd$  steigt, wobei in  $B$  die Ionisationsenergie enthalten ist.

Ist  $pd$  hingegen klein, steigt die Zündspannung sehr stark an. Abhängig vom Elektrodenmaterial ist ab einer bestimmten Grenze  $Apd = \ln(1 + \gamma^{-1})$  keine Zündung mehr möglich. Experimentell wurde eine unendlich hohe Durchbruchspannung bei dieser Grenze widerlegt [Emm06]. In diesen Bereichen herrscht ein sehr hohes elektrisches Feld, sodass der Durchbruch über Feldemissionseffekte stattfindet und die Paschenkurve ihre Gültigkeit verliert.

Das Paschenminimum  $pd_{\min}$  ist definiert als der Wert, bei dem die geringste Durchbruchspannung benötigt wird und ist abhängig vom Arbeitsgas. Im Folgenden werden die zwei Bereiche  $pd < pd_{\min}$  und  $pd > pd_{\min}$  detailliert betrachtet:

**linker Ast:**  $pd < pd_{\min}$

Ist das Produkt von Druck und Elektrodenabstand kleiner als das Paschenminimum, so steigt die Durchbruchspannung rapide an. In diesem Bereich erfolgt der Durchbruch über den längsten Weg.

- Wird der Elektrodenabstand (bei konstantem Druck) verringert, so werden der Teilchenabstand und somit auch die mittlere freie Weglänge geringer. Damit die Elektronen dennoch genug Energie für Ionisationen haben, müssen das elektrische Feld und somit die angelegte Spannung größer werden, um einen Durchschlag zu erreichen.

- Wird hingegen der Druck (bei konstantem Elektrodenabstand) vermindert, sind die Teilchendichte und somit die Wahrscheinlichkeit für eine Stoßionisation reduziert. Die mittlere freie Weglänge ist bei kleinem  $pd$ -Produkt größer als der Elektrodenabstand  $d$ . Bei höherer Spannung ist eine geringere Wegstrecke zur Gewinnung der Ionisationsenergie nötig, sodass sich die Wahrscheinlichkeit von Ionisationsstößen erhöht.

**rechter Ast:**  $pd > pd_{\min}$

Oberhalb des Paschenminimums bricht die Spannung über den kürzesten Weg zusammen.

- Bei vergrößertem Elektrodenabstand sinkt das elektrische Feld  $E = \frac{U}{d}$ , sodass die Energieaufnahme pro Weglänge geringer wird. Somit reicht die mittlere freie Weglänge nicht aus, um genug Energie zur Stoßionisation zu erhalten. Erst bei höherer Spannung ist das elektrische Feld wieder groß genug, um entsprechende Energie zu erlangen.
- Steigt der Druck an, so ist die Teilchendichte erhöht und die mittlere freie Weglänge sinkt. Somit muss auch hier eine höhere Spannung angelegt sein, um ausreichende Energie zum Stoßionisationsprozess zu haben.

Hat man einen sehr hohen Druck  $p$  bei geringem Abstand  $d$ , so reicht die Strecke zwischen den Elektroden nicht aus, um genügend kinetische Energie zu gewinnen. In diesem Fall kommt es zu inelastischen Stößen ohne Ionisationseffekte.



# 3

## Oberflächenbeschichtung

Vakuumbasierte Beschichtungsverfahren (PVD<sup>1</sup>) sind wichtige Methoden zur Veränderung und Beschichtung einer Oberfläche.

Plasmaverfahren stellen eine sinnvolle Alternative zu anderen PVD-Beschichtungsverfahren, wie zum Beispiel dem Aufdampfen, dar. Man nutzt sie unter anderem zur Reinigung und Desinfektion von Festkörpern. Häufig werden Plasmaverfahren aber auch zur synthetischen Oberflächenbeschichtung verschiedenster Materialien benutzt, vor allem in der Industrie. Plasmabeschichtungsverfahren haben den Vorteil, dass die Dissoziation der Plasmateilchen nicht erst an der Oberfläche stattfindet, sondern schon im Gas. Die zu beschichtende Oberfläche muss nicht geheizt werden, um eine Reaktion mit dem Gas zu initiieren, sodass die Wahl der zu beschichtenden Substrate eine große Bandbreite besitzt.

Zwar bedürfen die zur Beschichtung verwendeten Materialien häufig speziellen Beschichtungsverfahren, das Prinzip des Beschichtungsvorgangs ist aber meist gleich: Das zu beschichtende Substrat befindet sich in einer Vakuumkammer. Es wird ein Arbeitsgas eingelassen und durch Zuführung von Energie zwischen zwei Kondensatorplatten gezündet. Hierdurch kommt es zu chemischen Reaktionen, die bereits in den Unterkapiteln 2.4.2 und 2.4.3 besprochen wurden, sodass sich auf dem Substrat Reaktionsprodukte absetzen können. Das Beschichtungsmaterial stammt aus dem Targetmaterial, meist der Kathode, sodass diese zwangsläufig Erosionseffekte aufweist. Kathodenzerstäubung wird auch als Sputtern<sup>2</sup> bezeichnet.

Der Anwendungsbereich von Beschichtungen ist weitreichend. Dünne Oberflächen finden Gebrauch in Halbleitertechnologie und Mikrosystemtechnik. Verbreitet sind auch funktionelle Dünnschichten, wie sie zum Beispiel zur Herstellung von Wärmeschutzglas nötig sind.

---

<sup>1</sup>PVD = engl. physical vapour deposition

<sup>2</sup>engl. to sputter = zerstäuben

### 3.1 Kommerzielle Plasmasputterverfahren

Die Zahl der existierenden Plasmasputterverfahren ist groß, sodass im Folgenden nur die wichtigsten Verfahrensarten dargestellt werden [Zen04]. Zudem existieren auch Mischformen dieser Varianten.

#### 3.1.1 DC-Sputtern<sup>3</sup>

Bei DC-Sputtern wird ein Gleichstrom zwischen Target und Substrat angelegt, wobei das Target auf Kathodenpotential und Substrat auf Anodenpotential (meist geerdet) liegen. Voraussetzung für das Sputtern mit Gleichspannung ist ein elektrisch leitfähiges Target. Somit wird DC-Sputtern nur für Metalle oder Halbleiter als Targetmaterial verwendet. Der Grund hierfür ist, dass bei nichtleitendem Target die positiven Ladungen der auftreffenden Ionen nicht abgeführt werden können, sodass das Kathodenpotential abgebaut wird und der Sputterprozess endet.

Vorteilhaft ist hingegen der einfache Aufbau einer DC-Sputter-Anlage:

In der Entladungskammer der Sputter-Anlage kann der Druck durch die regelbare Gaszufuhr sowie die Vakuumpumpe variiert werden. In der Regel werden Edelgase mit großer Masse als Arbeitgas verwendet, sodass ein großer Impulsübertrag stattfinden kann und sich möglichst wenige Teilchen des Arbeitsgases auf dem Substrat absetzen. Aus Kostengründen verwendet man hierzu häufig Argon [The11].

Durch die angelegte Gleichspannung zündet das Plasma. Positive Ionen des Arbeitsgases werden zur Kathode hin beschleunigt und schlagen dort Atome heraus. Diese bewegen sich zum Substrat und lagern sich dort als dünne Schicht an.

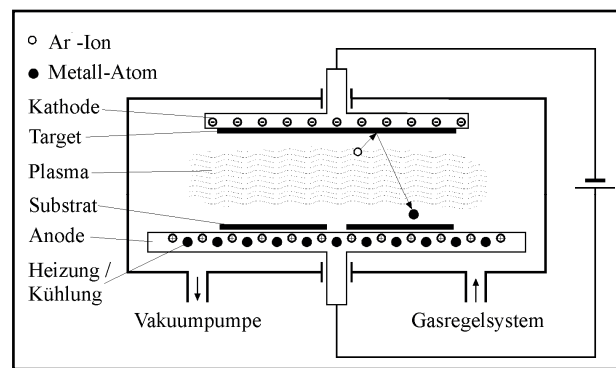


Abb. 3.1: Schematische Darstellung einer DC-Sputteranlage [Zen04]

<sup>3</sup>DC = engl. direct current = Gleichspannung

Eine Erweiterung stellt das reaktive DC-Sputtern dar. Hierbei wird neben dem Arbeitsgas ein zusätzliches Reaktionsgas in die Entladungskammer eingelassen. Dieses Gas reagiert mit den gesputterten Atomen, sodass sich Reaktionsprodukte an der Substratoberfläche absetzen.

### 3.1.2 AC-Sputtern<sup>4</sup>

Das Hochfrequenz-Beschichtungsverfahren ist ähnlich dem DC-Sputtern, jedoch wird hier ein hochfrequenter Wechselstrom angelegt. Die Erzeugung dieser Hochfrequenzspannung ist zwar wesentlich aufwändiger als die Erzeugung einer Gleichspannung, jedoch können auch Nichtleiter als Sputtermaterial verwendet werden.

Die Energie wird über die vom DC-Sputtern bekannte Anordnung in das Plasma eingekoppelt. Aufgrund der geringeren Masse der Elektronen gegenüber den positiv geladenen Ionen, können sie dem Hochfrequenzfeld folgen und erreichen die Elektroden in einer Halbwelle, sodass sie sich aufladen. Die massereichen Ionen hingegen folgen dem elektrischen Feld weniger, sodass man sie als ortsfest betrachten kann. Durch den Bewegungsunterschied von Elektronen und Ionen kommt es vermehrt zu Stößen mit den Atomen des Arbeitsgases, wodurch die Effektivität im Vergleich zum Gleichspannungs-Sputtern etwa 10 mal höher ist [Zen04].

Durch Reihenschaltung von Kondensatoren  $C$  mit dem Plasma werden die Elektronen am Abfließen gehindert [Gro00]. Am Übergang vom Plasma zu den Elektroden mit der Fläche  $F_i$  bilden sich Dunkelräume der Dicke  $d_i$  aus, die eine kapazitive Charakteristik aufweisen:

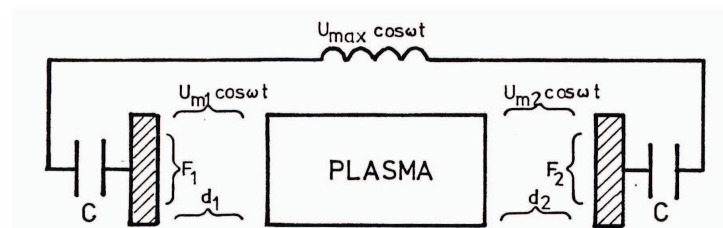


Abb. 3.2: Darstellung des Schaltbildes einer AC-Sputter-Anlage [Gro00]

Wählt man die Kapazität  $C_1 = \epsilon \cdot \frac{F_1}{d_1}$  zwischen Plasma und Target kleiner als die Kapazität  $C_2$  zwischen Plasma und Substrat, so baut sich am Target eine größere negative Spannung auf.

<sup>4</sup>AC = engl. alternating current = Wechselspannung

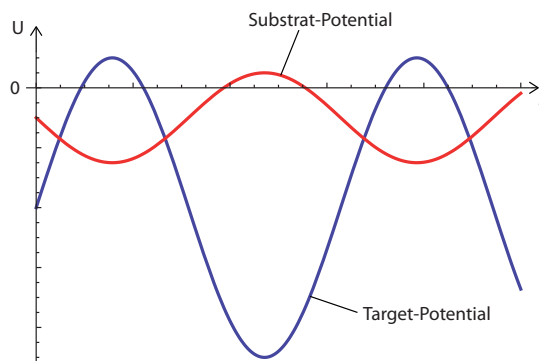


Abb. 3.3: Zeitliche Veränderung von Target-Spannung (blau) und Substrat-Spannung (rot) mit Plasma-potential als Nullpotential

Wie in Abb. 3.3 zu erkennen ist, kommt es aufgrund des Wechselstroms zu zeitlichen Veränderungen der Spannung, jedoch ist das Target fast während der gesamten Periodendauer auf negativerem Potential als das Substrat. Somit werden die Ionen des Arbeitsgases wie bei DC-Sputtern zum Target beschleunigt und lösen dort Atome heraus, die sich am Substrat anlagern.

Wie beim DC-Sputtern sind auch beim AC-Sputtern reaktive Beschichtungsverfahren verbreitet.

#### 3.1.3 Magnetronsputtern

Um die Effektivität des Sputter-Vorgangs zu steigern, kann man zusätzlich zum elektrischen Feld ein Magnetfeld hinter dem Target, das sich auf Kathodenpotential befindet, anordnen. Ohne magnetisches Feld ist die Teilchenbewegung parallel zu den elektrischen Feldlinien in Kathodenrichtung. Schaltet man nun ein magnetisches Feld hinzu, kommt es zu einer zusätzlichen Lorentzkraft senkrecht zur Bewegungsrichtung. Die Ladungsträger werden abgelenkt und es kommt zu einer Bewegung auf Zykloidbahnen. Diese Gyrationseffekte spielen vor allem für die Elektronen eine Rolle. Ionen werden aufgrund ihrer Masse im Vergleich zu den Elektronen relativ wenig vom Magnetfeld beeinflusst. Durch die Gyration verlängert sich der Weg der Elektronen, sodass sich die Zahl der Stöße pro Elektron und somit der Ionenstrom erhöht. Somit kommt es auch zu einer höheren Sputterrate und höheren Beschichtungsraten. Im Vergleich zu den konventionellen Sputter-Verfahren kann man den Gasdruck verringern ohne das Schichtwachstum zu vermindern. Die Materialstreuung mit dem Arbeitsgas ist hierdurch vermindert und die Schichten werden weniger porös.

Da das Magnetfeld jedoch nicht überall die gleiche Gyrationbewegung erzeugt, kommt



es zu verschiedenen ausgeprägten Erosionsgräben im Target. Als Resultat hiervon kommt es auch zu Unregelmäßigkeiten bei der Beschichtung, sodass für eine gleichmäßige Schichtdicke das Substrat bewegt werden muss.

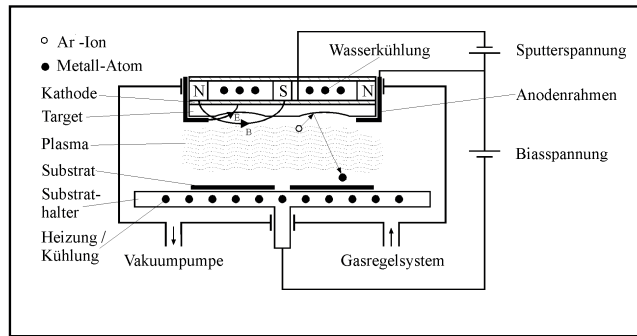


Abb. 3.4: Schematische Darstellung einer Magnetron-Sputter-Anlage [Zen04]

Wie in Abb. 3.4 dargestellt, ist das Anlegen einer zusätzlichen Bias-Spannung möglich. Hierdurch kann das Substrat anziehend oder abstoßend auf Ionen und Elektronen wirken, sodass sich das Schichtwachstum beeinflussen lässt.

### 3.2 Thermisches Verdampfen

Eine Alternative zum Sputtern mit Plasmaverfahren stellt das thermische Verdampfen dar. Bei diesem auch als Aufdampfen bezeichneten Verfahren wird das Targetmaterial so weit erhitzt, bis es eine Temperatur nahe des materialabhängigen Siedepunktes hat. Der entstehende Dampf bewegt sich zum Substrat und kondensiert dort.

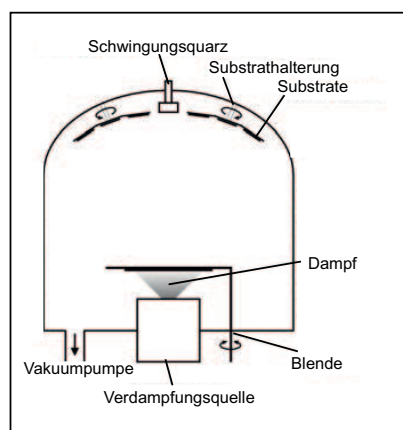


Abb. 3.5: Aufbau einer Aufdampf-Anlage zur Oberflächenbeschichtung [Zen04]

Wie in Abb. 3.5 sichtbar, ist die Substrathalterung zur besseren Kantenabdeckung drehbar. Mit einem Schwingungsquarz kann während des Aufdampfens die Schichtdicke gemessen werden. Da der Dampfprozess nicht unmittelbar nach Abschalten der Heizung stoppen würde, ist eine schwenkbare Blende installiert, die somit die Prozesszeit steuern kann.

Zwar hat das Sputtern gegenüber dem Aufdampfen einige Nachteile wie zum Beispiel der vergleichsweise aufwändige Aufbau oder die Notwendigkeit von Targets, die größer als das Substrat sind, jedoch hat das Plasmasputtern bedeutende Vorteile im Vergleich zur Beschichtung durch Aufdampfen [Zen04]:

- Das Plasmasputtern ist für alle Materialien geeignet bei entsprechender Wahl der Sputtermethode
- Beim Plasmasputtern besteht die Möglichkeit der Substratreinigung durch Sputterätzen
- Die Schichtdicke ist besser kontrollierbar als beim Aufdampfen, da die Sputtermenge pro Sekunde geringer ist
- Bessere Kantenbedeckung des Substrats durch höhere Teilchenenergie und homogenere Winkelverteilung durch Stöße mit dem Arbeitsgas

Entscheidend zur Wahl des Beschichtungsverfahrens sind vor allem Zweck und Material sowie die Anforderungen an Genauigkeit, Aufwand und Kosten.

### 3.3 Beschichtung durch Lorentz-Drift-Sputterquelle

Bei einem Lorentz-Drift-Schalter handelt es sich um ein neuartiges Schalterkonzept für Hochspannungsschaltvorgänge. Herkömmliche Schalter haben das Problem, dass die Kontaktpunkte aufgrund von Spannungsüberschlägen beim Schaltvorgang schnell verschleifen, wodurch die Schaltleistung verringert wird. Der Lorentz-Drift-Schalter hat hingegen einen hohen Anspruch an die Lebensdauer, niedrige Schaltzeiten und schnelles Erreichen der maximalen Stromstärke.

Im Gegensatz zu herkömmlichen Schaltern verteilen sich die Abnutzungseffekte beim Lorentz-Drift-Schalter auf eine wesentlich größere Elektrodenfläche, sodass eine gesteigerte Lebensdauer erreicht werden kann.

Abb. 3.6 veranschaulicht die Funktionsweise eines Lorentz-Drift-Switches: Ist die Anodenspannung entsprechend dem Paschengesetz groß genug (vgl. 2.7) oder wird das Plasma

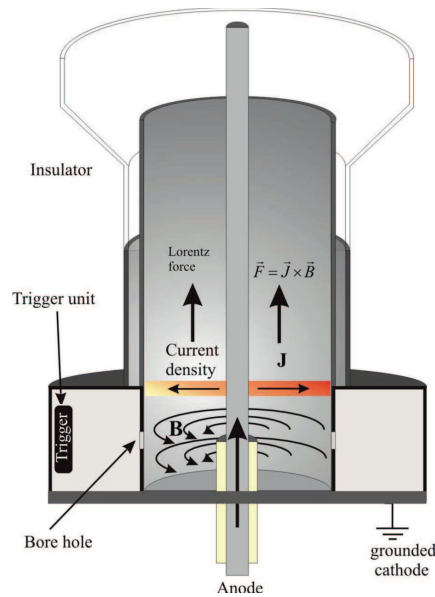


Abb. 3.6: Darstellung des Funktionsprinzips eines radialsymmetrischen Lorentz-Drift-Switches [Ibe10]

durch einen Trigger extern gezündet, so kommt es zu einem Stromfluss zwischen Anode und Kathode. Dieser erzeugt ein azimuthales magnetisches Feld um die Anode herum. Der Betrag des magnetischen Feldes lässt sich mit Hilfe des Satzes von Stokes berechnen und ist proportional zum reziproken Abstand von der Anode:  $|\vec{B}| \sim \frac{1}{\rho}$ . Durch dieses Magnetfeld kommt es zu einer Lorentzkraft  $F_L = Q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$ , die sich auf alle bewegenden Ladungsträger auswirkt. Während der Entladung bricht die Spannung an der Anode zusammen und sie wird zur Kathode. Durch Änderung von Stromfluss- und Magnetfeld-Richtung wirkt die Lorentz-Kraft in die selbe Richtung wie zuvor. Die gesamte Entladungswolke erhält eine Drift nach oben, sodass sich die Entladung auf einem großen Bereich auf der Kathode verteilt.

Die sich nach oben bewegende Entladungswolke kann aber auch zur Oberflächenbenutzung genutzt werden. Die Anode dient als Target und kann aus verschiedenen leitfähigen Materialien bestehen. Durch die wirkende Lorentz-Kraft wird das Plasma in Richtung des Substrats beschleunigt. Hierdurch resultieren Druckunterschiede, sodass ausgelöstes Anodenmaterial zum Substrat befördert wird, welches sich oberhalb der Koaxialanordnung befindet. Hierbei kann man von hohen Geschwindigkeiten des Materials ausgehen, sodass große Eindringtiefen zu erwarten sind.



# 4

## Experimenteller Aufbau

Nachdem bisher die Funktionsweise einer Lorentz-Drift-Sputterquelle (LDSQ) beschrieben wurde, beschäftigt sich dieses Kapitel mit seiner praktischen Umsetzung. Insbesondere hat die Konstruktion das Ziel, den vorhandenen Lorentz-Drift-Schalter als Sputter-Apparatur nutzen zu können.

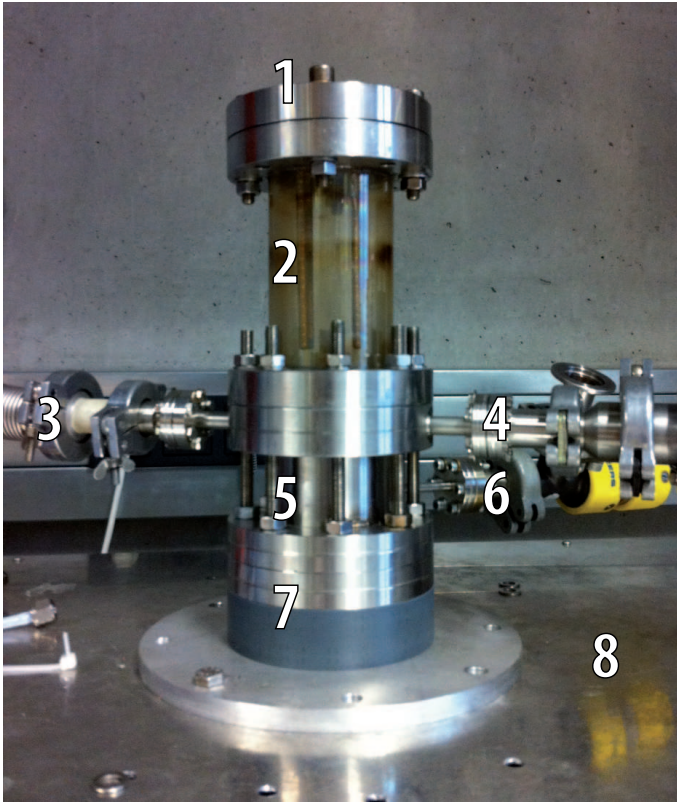
Es wird Wert darauf gelegt, möglichst viele Parameter des Aufbaus ohne großen Aufwand variieren zu können, sodass sich diverse Untersuchungsmöglichkeiten für das Sputterverhalten ergeben.

Hierbei muss die Erzeugung eines guten Vakuums gewährleistet sein, damit möglichst wenige Fremdatome in der Entladungskammer verbleiben. Zudem wurde bei der Konstruktion Wert auf möglichst unkomplizierte Lösungen und die Verwendung langlebiger Bauteile gelegt.

Es wird zunächst auf den grundlegenden Aufbau der LDSQ eingegangen, indem elektrischer Aufbau und Vakuumaufbau betrachtet werden.

Anschließend wird detaillierter auf die Konstruktion der höhenverstellbaren Substrathalterung und des modularen Aufbaus der Innenelektrode eingegangen, sodass der Schalter nunmehr auch als Sputter-Aufbau für verschiedene Materialien genutzt werden kann.

## 4.1 Lorentz-Drift-Sputterquelle



- 1: Blindflansch
- 2: Beobachtungsglas
- 3: Anschluss der Vakuumpumpe
- 4: Gaszufuhr mit Regulierung
- 5: Kathodenflansch
- 6: Anschluss des Druckmessgerätes
- 7: modulare Innenelektrode
- 8: Kondensatorgehäuse

Abb. 4.1: Foto des verwendeten Versuchsaufbaus

### 4.1.1 Vakuumaufbau

Zur variablen Druckänderung bis hin in den Niederdruckbereich muss die Entladungskammer vakuumdicht sein. An mehreren Stellen des Aufbaus kommt es zu Übergängen, die hierzu abdichtet werden müssen. Die verwendeten vorgefertigten Flansche aus Edelstahl haben spezielle Einkerbungen, die zum Abdichten durch zugehörige Kupfer- oder Gummiringe geeignet sind. In der modular aufgebauten Innenelektrode (7) kommt es ebenfalls zu Materialübergängen, deren Abdichtung durch passende O-Ringe aus Gummi realisiert wurde (vgl. Abschnitt 4.3)

Zur Betrachtung des Sputtervorgangs ist ein Glas (2) zwischen zwei Flansche eingeklebt. Zur Fixierung des Glases wurde Zweikomponentenkleber verwendet und durch Erhitzung besonders gehärtet, sodass auch an dieser Stelle das Vakuum aufrecht erhalten wird.

Unterhalb des Kathodenflansches (5) befindet sich ein Flansch, in den Verbindungen zum Anschluss der Vakuumpumpe (3), zur Zufuhr des Arbeitsgases (4) und zum Druckmess-

kopf<sup>5</sup> mit Auslesegerät<sup>6</sup> (6) eingeschweißt sind. Eine Turbomolekularpumpe mit vorgeschalteter Membran-Vorpumpe sorgt für das Absaugen der in der Entladungskammer vorhandenen Gasatome. Mit dem hier verwendeten Aufbau der LDSQ können Drücke im Bereich von  $p \approx 10^{-5}$  mbar erreicht werden. Durch ein Feidosierventil ist die Menge des Arbeitsgases regelbar.

#### 4.1.2 Elektrischer Aufbau

Betrachten wir den elektrischen Aufbau der LDSQ, so sind zwei wesentliche Aspekte zu betrachten: Zum einen die Strom- und Spannungskonfiguration und zum anderen die Isolation zum Schutz von Kurzschlüssen und ungewollten Überschlägen.

Die äußere Elektrode ist in Form eines Kreisrings radialsymmetrisch um die Innenelektrode angeordnet und ist geerdet. Die Innenelektrode dient zu Beginn des Entladevorgangs als Anode und wird auf Hochspannungspotential gesetzt. Die Kathode ist ebenso wie ein verbundenes Schutzgehäuse (8) aus Edelstahl auf Erdpotential.

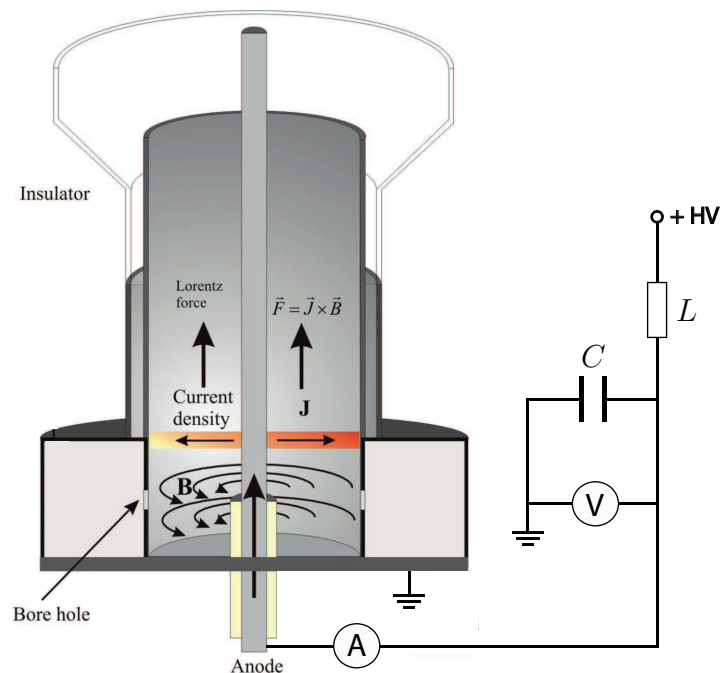


Abb. 4.2: Schaltbild der LDSQ mit Ladeinduktivität  $L$  und Gesamtkapazität  $C$

Da es im Schalter zu sehr hohen Strömen kommen kann, muss die Erdung ausreichend dimensioniert sein. Ist die Erdung unzureichend ausgeführt, kommt es zu großen Impe-

<sup>5</sup>Verwendeter Druckmesskopf: Balzers Full Range Gauge

<sup>6</sup>Verwendetes Auslesegerät: Pfeifer Vacuum Dual Gauge

danzen, sodass der Strom nicht ausreichend schnell abfließen kann. Ideale Erdungsleitungen sind niederinduktiv und haben also eine große Querschnittsfläche bei geringer Leitungslänge. Auch eine Parallelschaltung von Erdungsleitern ist denkbar. Die Erdung ist im Versuchsaufbau durch Massebänder aus Kupfer realisiert, die ausreichende Maße zum Erden von Kathode, Gehäuse und Kondensatoren haben.

Als Hochspannungsquelle für die Anode dient ein Gleichspannungs-Netzgerät, sodass bis zu fünf Kondensatoren mit einer Kapazität von je  $6,9 \mu\text{F}$  auf eine Hochspannung von bis zu  $15 \text{ kV}$  aufgeladen werden. Zur Vermeidung von Rückkopplungseffekten im Netzgerät während der Entladung ist eine Induktivität  $L$  in Reihe geschaltet. Die Kondensatoren befinden sich aus Sicherheitsgründen im oben bereits angesprochenen geerdeten Schutzgehäuse. Durch Parallelschaltung der Kondensatoren mit einer Gesamtkapazität  $C$  können bei einer Entladung kurzzeitig sehr hohe Ströme erreicht werden. Durch die hohen Ströme entstehen starke Lorentzkräfte, sodass das Plasma auf eine besonders hohe Geschwindigkeit in Richtung des Substrats beschleunigt wird.

Wie in Abb. 4.2 dargestellt sind Bauteile zur Messung von Strom und Spannung installiert. Die Strommessung basiert auf dem Induktionsprinzip und ist über eine Rogowskispule an der Zuleitung zur Anode realisiert. Die Rogowskispule liefert  $0,01 \frac{\text{V}}{\text{A}}$  und kann über das Oszilloskop<sup>7</sup> ausgelesen werden.

Zur Messung der Spannung wird ein Hochspannungstastkopf an der Kondensatorbank verwendet, der die Spannung im Verhältnis  $1000 : 1$  ausgibt. Da das vorhandene Oszilloskop über keine Triggerfunktion zur Zählung der Überschläge verfügt, ist ein zusätzlicher Zähler angeschlossen.

Zur Isolation der LDSQ bieten sich verschiedene Materialien wie zum Beispiel Keramik oder PVC an. Das Isolationsmaterial muss zudem die Anforderungen an die Vakuumkonfiguration erfüllen. Isolierende Festkörper verhindern den direkten Kontakt des Anodenflansches mit dem Kathodenflansch und dem angrenzenden Edelstahlgehäuse. In Abschnitt 4.3 wird auf die Realisierung näher eingegangen.

Weiter gilt es zu beachten, dass es keine ungewollten Spannungsüberschläge in Gasen gibt. Hat man Luft als Isolationsgas, sollte mindestens ein Millimeter Abstand pro Kilovolt Potentialdifferenz gehalten werden. Da im Versuchsaufbau mit einigen Kilovolt Spannung experimentiert wird, spielt dieser Effekt vor allem bei Anschluss der Anode eine Rolle, da diese an das geerdete Gehäuse angrenzt. Die Vakuumkammer ist so aufgebaut, dass ein Spannungsdurchbruch direkt an der gewünschten Stelle passiert. Hierzu sind in der Kathode Bohrlöcher vorhanden, wodurch es zu einem Hohlkathodeneffekt kommt. Der Durchschlag erfolgt an den Bohrlöchern, da die Spannung immer an der niederinduktiv-

---

<sup>7</sup>verwendetes Oszilloskop: 2-Kanal-Speicheroszilloskop, 100MHz, Tektronix TDS 2012B



ten Stelle und über den längsten Weg zusammenbricht.

## 4.2 Höhenverstellbare Halterung

Die höhenverstellbare Halterung hat das Ziel, das zu beschichtende Substrat sicher zu befestigen und dabei eine variable Höheneinstellung zu ermöglichen. Zudem sollten Substratwechsel und Höhenverstellung ohne großen Aufwand erfolgen können.

Als Basis für die Substrathalterung dient ein zylinderförmiges Stück aus PVC mit einem Durchmesser von 60 mm. In Abb. 4.3 sieht man ein Substrat mit einer Fläche von  $30 \times 26 \text{ mm}^2$ , das in eine Vertiefung in der Halterung gelegt und durch Metallbügel fixiert ist. Das Substrat kann durch ein durchgehendes Loch in der Haltekonstruktion sowohl von der Unterseite als auch von der Oberseite betrachtet werden. geplant ist, den oberen Blindflansch durch einen Flansch mit Fenster zu ersetzen, um das Substrat während dem Sputtervorgang zu kontrollieren.

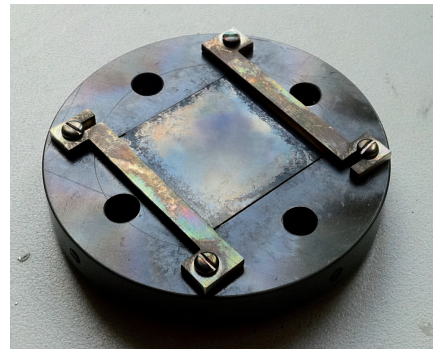


Abb. 4.3: Substrathalterung mit eingelegtem Substrat und Kohlenstoffablagerungen

Zur Befestigung der Halterung an der LDSQ dienen vier Löcher, in denen sich seitlich eingeschraubte Kugellager befinden. In den Blindflansch sind 4 Arretierstangen aus stabilem Messing mit Einkerbungen im Abstand von jeweils 5 mm (Abb. 4.4) zum Einrasten der Kugellager montiert. Da sich Einkerbungen



Abb. 4.4: CAD-Modell einer Arretierstange

entlang der gesamten Stangenlänge befinden, kann das Substrat in einem Abstand von 10 mm bis 130 mm zur Elektrodenkonfiguration befestigt werden. Da die Stangen in den potentialfreien Blindflansch geschraubt sind, sind keine signifikanten Beeinflussungen durch elektrische und magnetischen Felder, oder ungewollte Überschlüge zu erwarten.

### 4.3 Modulare Innenelektrode

Bisher vorhandene Innenelektroden wurden in einen Flansch eingeklebt und waren somit fixiert. Das primäre Ziel einer Neukonstruktion des Anodenflansches war somit die einfache Austauschbarkeit der inneren Sputterelektrode bei Verwendung des gleichen Flansches. Durch seinen modularen Aufbau ergeben zusätzliche Variationsmöglichkeiten. Der derzeitige Aufbau ist zum Beispiel für einen Elektrodendurchmesser zwischen 7 mm und 8 mm geeignet, durch die Veränderung der Elektrodenhalterung ist dieser Parameter jedoch nahezu beliebig und ohne großen Aufwand veränderbar.

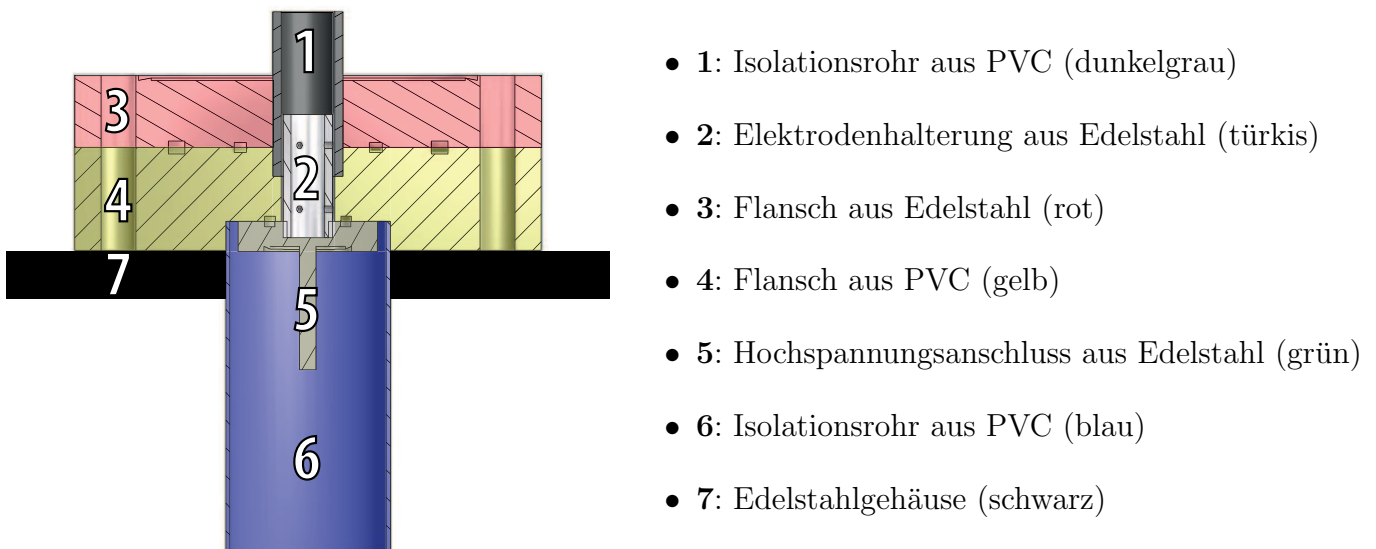


Abb. 4.5: Konstruktionszeichnung der sechs zusammengesetzten Bauteile der modularen Innenelektrode

Der Aufbau der modularen Innenelektrode besteht aus sechs Bauteilen, die auf einem Edelstahlgehäuse verschraubt sind, und ist in Abb. 4.5 dargestellt.

1. Das obere Isolationsrohr aus PVC (dunkelgrau) dient zur Isolation des Edelstahlflansches (rot), der sich auf dem Potential der Außenelektrode befindet.
2. Die Elektrodenhalterung aus Edelstahl (türkis) hat einen Innendurchmesser von 8 mm. Die Elektrode wird in der Halterung durch seitliche Madenschrauben fixiert. Sie ist in den Hochspannungsanschluss (grün) verschraubt. Eine Lösung zum Hineinschrauben der Elektrode in die Halterung wurde verworfen, da bei porösen Materialien wie Kohlenstoff oder Graphit das Herausarbeiten von Gewinden nur schlecht möglich ist.
3. Der Edelstahl-Flansch (rot) dient zum Verschrauben des Anodenflansches. Der dar-

unterbefindliche PVC-Flansch (gelb) wäre nicht stabil genug, um die Konstruktion fest zu verschrauben.

4. Der PVC-Flansch isoliert das Anodenpotential vom Edelstahlgehäuse (schwarz) und vom Edelstahl-Flansch (rot) und dient der Befestigung der Elektrodenhalterung durch sechs kreisförmig angeordnete Schraublöcher.
5. Am Hochspannungsanschluss befindet sich ein Gewinde zum Verbinden der Kondensatorbank. Zum einfachen Austauschen der Innenelektrode kann er von unten herausgeschraubt werden.
6. Durch das PVC-Rohr (blau) ist der Überschlagsweg vom Anodenpotential zum geerdeten Edelstahlgehäuse (schwarz) sehr lang, sodass bei den eingesetzten Spannungen von bis zu 15 kV Überschläge vermieden werden. Sollten in Zukunft höhere Spannungen eingesetzt werden, kann das Rohr durch ein längeres ersetzt werden.

Betrachtet man den Querschnitt des Rohres in Abb. 4.6 genauer, so ist eine Einkerbung am äußeren Rand zu erkennen. Ohne diese Einkerbung kommt es zu vorzeitigen Überschlägen, da sich auf dem Rohr ungewollt Kohlenstoff ablagert. Durch die Einkerbung verlängert sich der Durchschlagsweg und ungewollte Überschläge sind nicht mehr zu erwarten.

Da sich die Innenelektrode in der Vakuumkammer befindet, während sich der Anschluss bei Normaldruck befindet, ist der Aufbau durch O-Ringe gedichtet.



Abb. 4.6: CAD-Modell des Rohres



# 5

## Messergebnisse

Primäres Ziel der Untersuchungen dieser Arbeit ist es, herauszufinden, ob die koaxiale Lorentz-Drift-Geometrie überhaupt als Sputterquelle nutzbar ist.

Nach Verifikation der Sputterfähigkeit bieten sich vielfältige Untersuchungsmöglichkeiten an. Durch den modularen Aufbau der Anordnung können Parameter wie der Abstand des Targets zum Substrat oder die Druckeinstellung variiert werden. Aber auch die Wahl des Arbeitsgases und der Materialien von Target und Substrat ist nicht festgelegt. Denkbare Optionen sind auch Veränderungen an der Länge und am Durchmesser der Innenelektrode, wodurch sich Veränderungen der Entladungswolke ergeben sollten.

In den hier durchgeführten Messungen wurde ausschließlich eine Innenelektrode aus Kohle mit einem Durchmesser von 8 mm verwendet, da Kohlebeschichtungen weitläufige Anwendungsbereiche haben. Das Substrat besteht aus Glas, da hier zu erwartende Beschichtungen schon mit bloßem Auge gut zu erkennen sein sollten.

Das hier verwendete Arbeitsgas ist Stickstoff. Neben den geringen Kosten ist es nicht brennbar und bietet den Vorteil, dass durch die Freisetzung von Stickstoff die Zusammensetzung der Luft nicht wesentlich beeinflusst wird.

## 5.1 Paschenkurve

Die Aufnahme einer Paschenkurve dient zur Bestimmung der Arbeitsparameter. Sie ist, wie bereits in Abschnitt 2.7 angesprochen, für ein homogenes Feld gültig. Da bei der Lorentz-Drift-Sputterquelle eine koaxiale Elektrodenanordnung vorliegt, kann man nur näherungsweise von einem homogenen Feld sprechen. Die Messung des Niederdruckbereiches der Paschenkurve soll aufklären, inwiefern die theoretische Paschenkurve einer planparallelen Elektrodenanordnung von den Messungen der Koaxialanordnung im Arbeitsbereich der LDSQ abweicht.

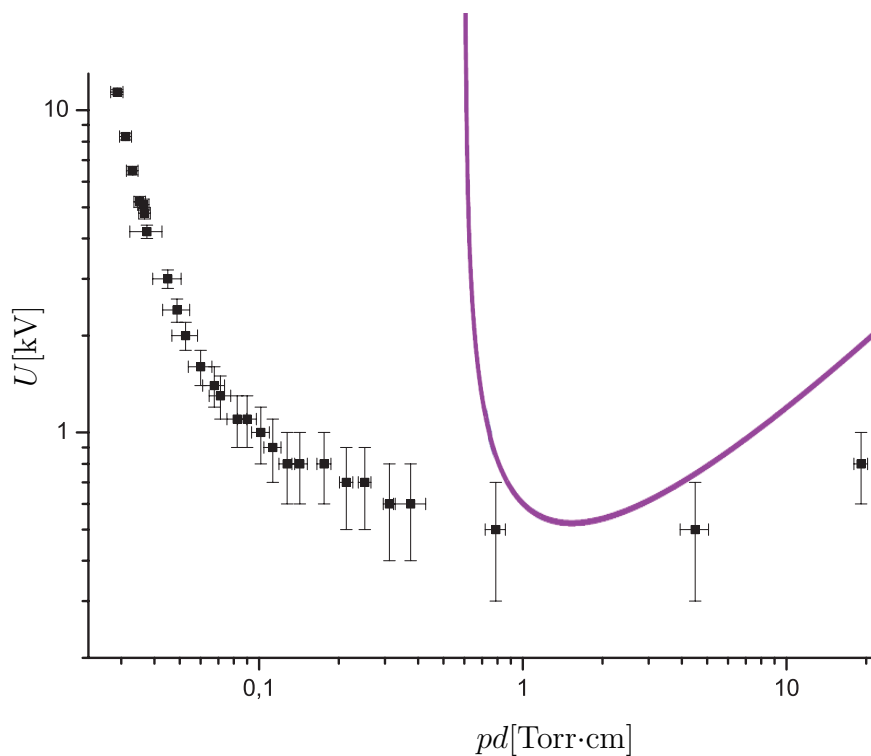


Abb. 5.1: Gemessene Paschenkurve mit Stickstoff als Arbeitsgas und Vergleichskurve aus [Wik11]

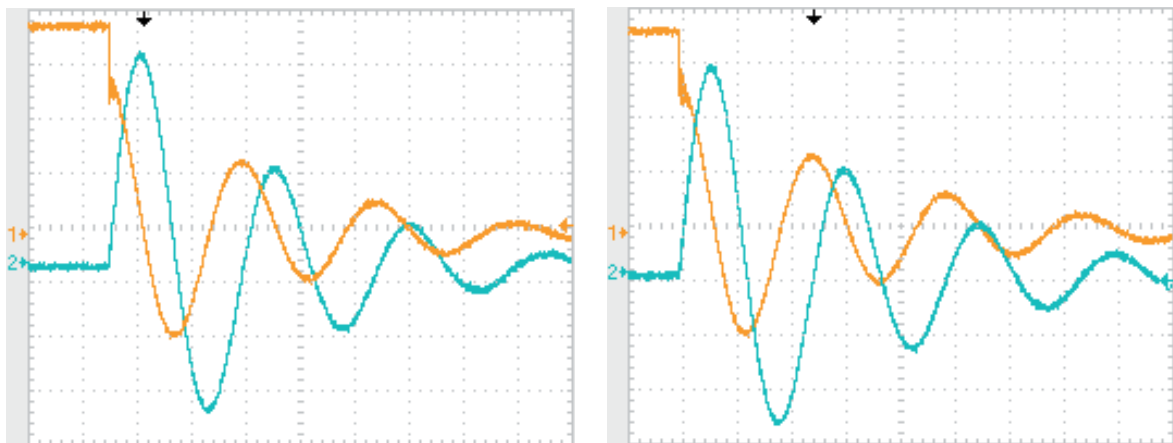
In Abb. 5.1 ist die Paschenkurve im Niederdruckbereich im Vergleich zur theoretischen Paschenkurve aus Abb. 2.6 dargestellt. Im Vergleich zur theoretisch berechneten Kurve beobachtet man Abweichungen um etwa zwei Größenordnungen von der Messung. Durch die koaxiale Anordnung ist das elektrische Feld wesentlich höher, sodass die Durchbruchspannung entsprechend geringer ist, als bei einer planparallelen Anordnung. Weitere Abweichungen entstehen durch verbliebene Gasverunreinigungen sowie durch die Wahl von Anoden- und Kathodenmaterial, da sich hierdurch die Parameter  $A$  und  $B$  des Paschengesetzes verändern.

Der Vergleich zeigt aber auch, dass der Verlauf der Kurven ähnlich ist. Im Niederdruckbe-

reich ist die Durchbruchspannung sehr hoch und fällt mit steigendem Druck bis zu einem Minimum ab. Rechts des Paschenminimums ist ein Anstieg der Durchbruchspannung zu beobachten, dessen Gradient jedoch geringer ist als im Niederdruckbereich.

Die Fehlerbalken in der Abbildung stellen mögliche Messungenauigkeiten der Messwerte dar. Die Messtoleranzen des Abstandes der Elektroden wurde mit 0,2 mm angenommen. Der Druckmesskopf zeigt den Wert bis auf eine Nachkommastelle in der Exponentialschreibweise an, sodass der maximale Fehler 10% beträgt. Die Abweichungen der Spannungsmessung sind mit einer Abweichung von 0,2 kV angegeben.

## 5.2 Strom- und Spannungscharakteristik



$$p = 1,4 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$$

$$U = 3,9 \text{ kV}$$

$$\Delta t = 10 \frac{\mu\text{s}}{\text{div}}$$

$$\text{CH1: } \Delta U = 1 \frac{\text{kV}}{\text{div}}$$

$$\text{CH2: } \Delta I = 2 \frac{\text{kA}}{\text{div}}$$

$$p = 9,5 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$$

$$U = 6,9 \text{ kV}$$

$$\Delta t = 10 \frac{\mu\text{s}}{\text{div}}$$

$$\text{CH1: } \Delta U = 2 \frac{\text{kV}}{\text{div}}$$

$$\text{CH2: } \Delta I = 4 \frac{\text{kA}}{\text{div}}$$

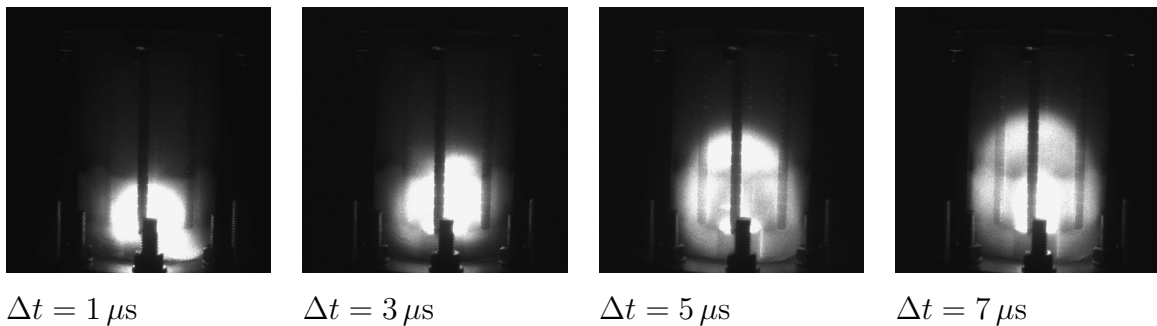
Abb. 5.2: Strom- (türkis) und Spannungsverlauf (orange) bei unterschiedlichem Druck  $p$ .  
Die farbigen Pfeile kennzeichnen die Nullniveaus von Strom und Spannung

Die Graphen aus Abb. 5.2 zeigen den Verlauf von Strom und Spannung einer Entladung in der LDSQ beispielhaft bei zwei verschiedenen Drücken. Zu erkennen ist zunächst, dass der Verlauf beider Messungen nahezu identisch ist. Die unterschiedlichen Drücke resultieren nach dem Paschengesetz in verschiedenen Spannungsamplituden, die sich etwa um den Faktor 2 unterscheiden. Die Durchbruchspannung ist linear vom Strom abhängig, sodass auch der Stromfluss beim niedrigeren Druck im Vergleich zum höheren Druck etwa doppelt so hoch ist.

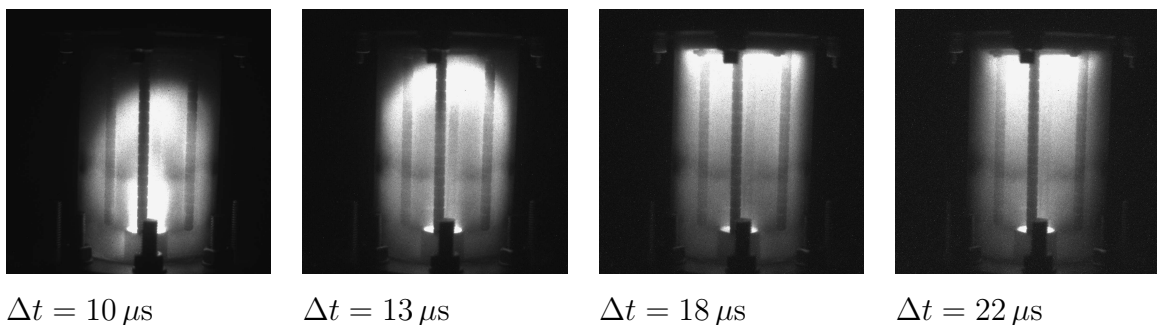
Die Zeitdauer der Entladung ist im Bereich von weniger als  $100 \mu\text{s}$  ab, wobei die Entladungszeit nur von äußeren Aufbau abhängt und unabhängig von der Durchbruchspannung ist. Zunächst bricht die Spannung durch, sodass ein Strom fließt. Es ist weiter zu untersuchen, warum zu Beginn des Durchbruchs die Spannung stufenartig abfällt und erst dann den erwarteten Schwingungsverlauf zeigt. Die Größe dieser Stufe scheint proportional zur Spannung zu sein und ist in ihrer zeitlichen Komponente unabhängig von Druck und Spannung. Die darauf folgende Schwingung ist begründet durch Induktivität und Kapazität des Aufbaus. Es kommt zu einer gedämpften Schwingung um das Erdpotential (markiert durch den orangenen Pfeil), bei der der Strom mit einer Phasenverschiebung nachläuft.

### 5.3 Ausbreitung der Plasmawolke

Die Ausbreitung der Plasmawolke zeigt anschaulich die Druckveränderungen und Bewegungen innerhalb des Entladungsgefäßes. Die Belichtungszeit der Aufnahmen beträgt  $2 \mu\text{s}$ , wobei  $\Delta t$  die Differenzzeit zwischen Entladungsbeginn und des mittleren Aufnahmezeitpunktes (also nach  $1 \mu\text{s}$  Belichtung) angibt.



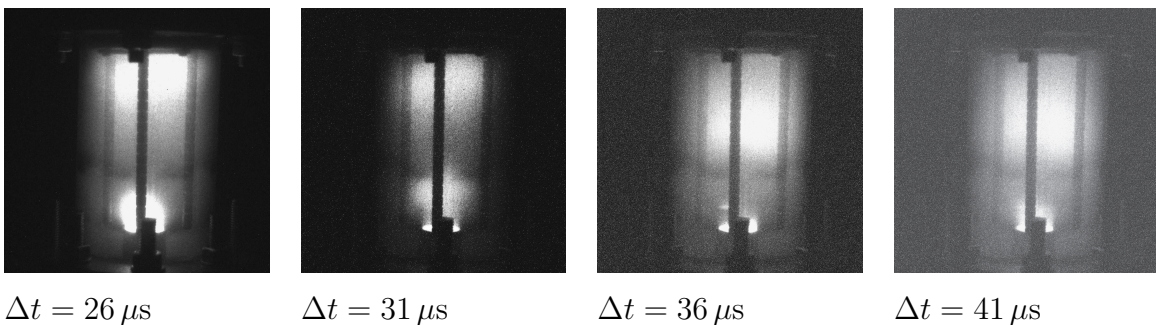
Zu Beginn der Entladung befinden sich die Ladungsträger vor allem im Bereich der Elektroden. Durch die entstehende Lorentz-Drift kommt es jedoch rasch zu einer Ausbreitung der Entladungswolke nach oben.





Die Plasmawolke breitet sich weiter nach oben aus bis sie letztendlich den Deckel der Entladungskammer erreicht. Aus der Innenelektrode ausgelöste Teilchen werden durch den resultierenden Druckunterschied ebenfalls nach oben beschleunigt. Es ist zu erkennen, dass sich die Entladung mit steigender Zeit besser verteilt und sich zunehmend in einer homogenen Ebene ausbreitet.

Nach  $\Delta t \approx 13 \mu s$  beginnt sich die Spannung umzupolen (vgl. Abb. 5.2) und die Plasmawolke im Elektrodenbereich wird schwächer.



Nach einer Zeitdifferenz von  $\Delta t \approx 26 \mu s$  haben Strom und Spannung eine komplette Periode durchlaufen und es bildet sich eine weitere Entladungswolke im Elektrodenbereich aus und das vorherige Verhalten wiederholt sich. Durch die exponentielle Dämpfung von Strom- und Spannungsamplitude wird die Intensität jedoch in jeder Periode schwächer. Die obere Plasmawolke wird aufgrund des Druckunterschiedes nach unten reflektiert und trifft sich mit der sich nach oben bewegenden. Anschließend sinkt die Intensität bis nach  $\Delta t < 50 \mu s$  keine optischen Wahrnehmungen mehr möglich sind.

## 5.4 Substratbeschichtung

### 5.4.1 Vorbemerkungen zur Messung

Die Betrachtung der Substrate erfolgt hauptsächlich qualitativ. Zwar wurden auch Messungen der Massenzunahme vorgenommen, jedoch ist die Ungenauigkeit der verwendeten Mikrogrammwaage im Bereich der Massenveränderung. Daher sind die quantitativen Werte aus Tabelle 5.1 und Tabelle 5.2 nur als Tendenz zu betrachten. Bei späteren Messungen wurde aus diesem Grunde sogar komplett auf die Messung mit der Mikrogrammwaage verzichtet.

Die Substrate wurden vor der Messung gründlich gereinigt, jedoch kann es auch hier zu Messfehlern kommen, da die Messungen nicht in einem Reinraum durchgeführt wurden, sodass die Masse durchaus auch von einigen wenigen Staubpartikeln beeinflusst werden kann. Es ist entsprechend nicht auszuschließen, dass in der Vakuumkammer die Masse des Substrats zunächst minimal abnimmt.

Es gilt hauptsächlich zu klären, wie sich die Beschichtung der Oberfläche bei verschiedenen Drücken und Abständen zum Target verhält. Auf den abgebildeten Substraten wurden Kratzproben vorgenommen, um zu prüfen, wie stabil die Beschichtung mit der Oberfläche verbunden ist.

Der Druck variiert während eines Messdurchganges von einigen Stunden leicht, da bei einem Spannungsdurchbruch der Druck sprunghaft ansteigt. Aufgrund der Vakuumpumpe nähert sich der Druck zwar wieder der ursprünglichen Einstellung, da diese Näherung aber asymptotisch erfolgt, wird nicht exakt der Ausgangsdruck erreicht. Der angegebene Druck ist somit ein zeitlich gemittelter Wert. Die Abweichungen betragen aber weniger als  $0,2 \cdot 10^{-1}$  mbar.

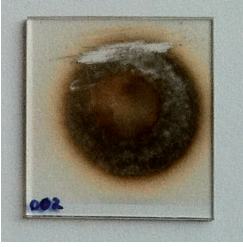
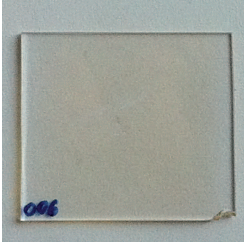

Da die Durchbruchspannung nach dem Paschen-Gesetz vom Druck abhängt, kommt es entsprechend auch hier zu zeitlichen Variationen. Ein Spannungsdurchbruch ist aber auch ein statistischer Prozess, sodass hierdurch weitere Abweichungen entstehen. Der angegebene Wert ist somit auch hier ein zeitlich gemittelter Wert. Es ist von Abweichungen im Bereich von 0,5 kV auszugehen.

Bedingt durch die Halterung ist auf den Substraten ein unbeschichteter Rand von zirka 1 mm auf zwei gegenüberliegenden Seiten zu erkennen.

### 5.4.2 Qualitative Auswertung

$p=3,9 \cdot 10^{-1}$  mbar:

Die Substrate sind durch Nummerierungen gekennzeichnet, wobei die Nummerierung keine Aussagekraft hat und nur der internen Abfolge der Messungen entspricht. Für unterschiedliche Abstände und Spannungen erhalten wir bei einem vergleichsweise hohen Druck im Bereich von  $3,9 \cdot 10^{-1}$  mbar die in Tab. 5.1 dargestellten Messergebnisse:

	Substrat 02	Substrat 06	Substrat 07
			
Substratabstand [mm]	8	43	83
Druck [mbar]	$4,3 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$
mittlere Spannung [kV]	3,3	3,1	3,5
Schussanzahl $N$	424	789	1319
Massendifferenz $\Delta m$ [ $\mu\text{g}$ ]	1,4	0,3	0,1
$\frac{\Delta m}{N}$ [ng]	3,3	0,38	0,08

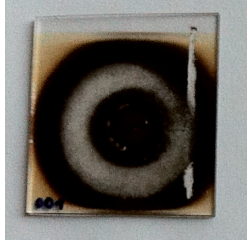

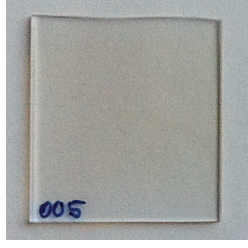
Tab. 5.1: Messungen in verschiedenen Abständen bei  $(3,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-1}$  mbar

Wie zu erwarten war hat sich am Substrat, das sich unmittelbar oberhalb der Elektroden befindet, sehr viel Kohlenstoff abgelagert. Man sieht die konzentrischen Kreise der coaxialen geometrie der LDSQ, sodass die Ablagerung sehr inhomogen in Richtung des Substratrandes wird. Zudem sieht man, dass das Material leicht abzuschaben ist und nur schlecht am Substrat haftet.

Vergrößert man den Abstand zu den Elektroden erreichen weitaus weniger Plasmateilchen mit ausreichender Energie das Substrat, sodass die Sputtermenge wesentlich verringert ist. Jedoch zeigt sich durch die bessere räumliche Verteilung der Entladungswolke eine wesentlich homogenere und stabilere Beschichtung.

Entfernt man das Substrat weiter von den Elektroden ist die Schicht zwar sehr homogen und kratzfest, jedoch ist die Beschichtung verhältnismäßig sehr dünn. Optisch betrachtet ist zu erkennen, dass auf Substrat 06 trotz etwa halbiertes Schussanzahl im Vergleich zu Substrat 07 eine wesentlich dickere Beschichtung vorhanden ist.

**$p=2,8 \cdot 10^{-1}$  mbar:**

	Substrat 01	Substrat 04	Substrat 05
			
Substratabstand [mm]	8	43	83
Druck [mbar]	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$
mittlere Spannung [kV]	2,8	2,9	2,8
Schussanzahl $N$	250	833	1475
Massendifferenz $\Delta m$ [ $\mu\text{g}$ ]	$^{-8}$	0,8	1,0
$\frac{\Delta m}{N}$ [ng]	$^{-8}$	0,96	0,68

Tab. 5.2: Messungen in verschiedenen Abständen bei  $(2,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-1}$  mbar

Das Beschichtungsverhalten bei Abstandsvariation des Substrats bei mittlerem Druck ist in Tab. 5.2 dargestellt und ist ähnlich wie bei den Messungen mit höherem Druck.

Bei Verringerung des Druckes (und somit höheren Durchbruchspannungen) resultiert die höhere Stromdichte beim Überschlag in stärkeren Lorentz-Kräften. Somit sind im Druckbereich von etwa  $2,8 \cdot 10^{-1}$  mbar dickere Schichten zu erkennen.

Wir sehen, dass sich auf Substrat 01 im Gegensatz zur Messung bei höherem Druck (Substrat 02) ein trüber konzentrischer Ring, umfasst von der Kohlenstoffbeschichtung, ausgebildet hat. Vermutlich handelt es sich hierbei um ausgelöstes Material der Außenelektrode, da sich diese in der ersten Halbwelle der Entladung auf Kathodenpotential befindet. Dieser Ring ist sehr kratzfest, sodass von einer hohen Teilchenenergie ausgegangen werden kann.

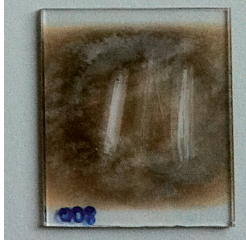

**$p=1,2 \cdot 10^{-1}$  mbar:**

Auf Betrachtung der Massenveränderungen wurde bei den Messungen bei niedrigerem Druck im Bereich von  $1,2 \cdot 10^{-1}$  mbar verzichtet, da sich die optische Betrachtung der Substrate bei den vorangegangenen Messungen als sinnvoller erwiesen hat.

Auch auf eine Messung in geringem Abstand von Substrat und Elektroden wurde nicht

<sup>8</sup>Messung unbrauchbar, da trotz sichtbarer Beschichtung eine geringere Masse gemessen wurde

durchgeführt, da die Schichten bisheriger Messungen sehr inhomogen sind und keine hohe Stabilität aufweisen.

	Substrat 08	Substrat 09
		
Substratabstand [mm]	43	83
Druck [mbar]	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
mittlere Spannung [kV]	6,4	6,9
Schussanzahl $N$	594	286

Tab. 5.3: Messungen in verschiedenen Abständen bei  $(1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-1}$  mbar

Die Messungen aus Tab. 5.3 zeigen, dass bei niedrigeren Drücken die Stromdichte weiter steigt, sodass auch die Schichtdicke weiter zunimmt. Diese vergleichsweise dicken Beschichtungen kommen allerdings auch mit zunehmender Inhomogenität einher. Erst bei zunehmendem Abstand wird die Beschichtung wieder homogener.



# 6

## Ausblick

Die durchgeführten Messungen belegen, dass die Lorentz-Drift-Sputterquelle zur Oberflächenbeschichtung prinzipiell genutzt werden kann. Nach den ersten Messreihen ist davon auszugehen, dass homogene Schichten zu Lasten der Sputtermenge pro Spannungsdurchschlag gehen. Dies sollte durch eine Erhöhung der Schussanzahl kompensiert werden können.

Die durchgeführten Pioniersmessungen sind aber hauptsächlich als Grundlage für weitere Untersuchungen zu betrachten. Von höchster Priorität ist die Nutzung eines anderen Verfahrens zur Bestimmung der tatsächlichen Schichtdicke, sodass auch quantitative Messreihen sinnvoll gemessen werden können. Zudem sollten Oberflächenanalysen durchgeführt werden, um die Eindringtiefe der Beschichtung zu bestimmen.

Da beim derzeitigen Aufbau die Durchbruchspannung aufgrund des statistischen Durchbruchverhaltens einer Entladung bei konstantem Druck variiert, ist die externe Zündung des Plasmas bei einer eingestellten Spannung durch einen Trigger sinnvoll. Durch den Einsatz eines Triggers würde die Reproduzierbarkeit der Messungen verbessert.

Die vorliegende Arbeit hat sich überwiegend mit der modularen Konstruktion des Sputterapparates beschäftigt, sodass in Zukunft weitere Untersuchungen durchgeführt werden können. So sind Experimente mit anderen Elektrodenmaterialien genauso denkbar, wie unterschiedlichen Elektrodengeometrien. Hierdurch hat man ein verändertes elektrisches Feld und es sollten sich abweichende Beschichtungsergebnisse ergeben.

Weitere Überlegungen beziehen sich auf die Realisierung der Beschichtung von größeren Flächen. In Betracht auf potentielle Einsatzgebiete ist zu prüfen, ob durch mehrere, in einer Ebene angeordneter LDS-Aufbauten das Beschichten beliebig großer Oberflächen ermöglicht wird.

In Bezug auf die Strom- und Spannungsmessungen an der LDSQ wäre es interessant, die bereits angesprochene Spannungsstufe zu Beginn der Entladung zu untersuchen und ihre

physikalischen Zusammenhänge zu verstehen.



# 7

## Danksagung

Zwar wurde diese Arbeit eigenständig verfasst, jedoch wäre sie ohne Unterstützung und Begleitung von Arbeitskollegen und Freunden nicht zustande gekommen.

Deren Erwähnung nicht zu kurz kommen soll und ich bedanke mich bei:

- Herrn Dr. **Marcus Iberler** als Betreuer dieser Arbeit, der immer ein offenes Ohr bei fachlichen Fragen oder Problemen hat. Ich bedanke mich aber auch bei Herrn Dr. Marcus Iberler als Mensch, mit dem man sich über private Sachen – seien es Probleme oder die lustigen Dinge des Lebens – unterhalten kann.
- Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. **Joachim Jacoby**, der nicht nur die Aufnahme in die Arbeitsgruppe der Plasmaphysik ermöglicht hat, sondern auch für das Angebot, Antworten auf Fragen folgen zu lassen.
- Frau **Astrid Hergt**: Wo soll man da anfangen? Bei ihrer herzlichen Art? Bei ihrem Humor? Bei ihrem Sinn für Problemlösungen? Ich weiß es nicht... (Astrid, Hilfe!)
- Herrn **Hüseyin Kizilkaya**, mit dem ich gemeinschaftlich die nötigen Bauteile konstruiert habe, mit dem ich aber auch privat lustige Momente verbracht habe, sodass so manche Arbeit leichter und kurzweiliger wurde.
- Meinem Bürokollegen Herrn **Arthur Kutschreiter**, mit dem ich genauso gut über physikalische Aspekte diskutieren konnte wie über ... sagen wir mal ... anderen Unfug.
- Herrn **Batu Klump** für die Unterstützung, wenn die Technik mal wieder versagt hat oder andere computertechnische Probleme auftraten.
- Herrn **Martin Lonsky**, einigen bekannt als Martini, für das Korrekturlesen der Arbeit und langen, ablenkenden Gesprächen zur Auflockerung der Stimmung.

- Allen Semesterkommilitonen, mit denen ich meine Freizeit verbracht habe und hoffentlich auch in Zukunft noch verbringen kann. Wenn ich jetzt anfangen würde, die Namen aufzuzählen, käme ich vermutlich zu keinem Ende, da an den erlebten Mittagen, Abenden und Nächten die verschiedensten Charaktere dabei waren. Das Leben besteht nicht nur aus Arbeit – dank euch habe ich das nie vergessen!

Zum Abschluss möchte ich einen Satz erwähnen, den ich in einer theoretischen Vorlesung zur Elektrodynamik vom Professor aufgenommen und nicht mehr vergessen habe. Dieser Satz verdeutlicht, dass das Wissen eines Menschen immer begrenzt ist.

«Monochromatisch: Mono heißt eins und chromatisch ... öh ... weiß ich jetzt auch nicht so genau»

# Literaturverzeichnis

- [Bor10] N. Borghini. *Mechanik und Elektrodynamik kontinuierlicher Medien - Vorlesungsskript*, 2010.
- [Bra00] N St J Braithwaite. *Introduction to gas discharges*. 2000.
- [Emm06] Emmanouel Hourdakis, Brian Simonds, Neil Zimmerman. Submicron gap capacitor for measurement of breakdown voltage in air. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899, 2006.
- [Frö02] K. Fröhlich. *Elektrische Energiesysteme - Systemtechnologie, Vorlesungsskript - Technische Hochschule Zürich*, Dezember 2002.
- [Fuj04] Takashi Fujimoto. *Plasma Spectroscopy*. Oxford University Press, 2004.
- [Gro00] E. Groshart. *Über die Herstellung dünner Schichten mittels Sputtern*, 2000.
- [Ibe10] Markus Iberler. *Paschengesetz und Spektroskopie - Versuchsanleitung*. Universität Frankfurt, 2010.
- [Küc09] Andreas Küchler. *Hochspannungstechnik, Grundlagen - Technologie - Anwendungen*. Springer Verlag, 2009.
- [Klu11] Batu Klump. *Zeitliches und räumliches Verhalten der Inneren Parameter einer Dielektrisch Behinderten Entladung im Bereich der Glimmentladung - Diplomarbeit*, 2011.
- [Kun01] Kerstin Kunze. *Ein Plasma für die Miniaturisierung von Analysensystemen - Die dielektrisch behinderte Entladung*. Universität Dortmund, 2001.
- [Sol10] Prof. Dr. H. Soltwisch. *Vorlesungsfolien zur Vorlesung "Einführung in die Plasmaphysik"*, 2010.
- [Stö07] Horst Stöcker. *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 2007.
- [The11] Martin Theis. *Einführung in die Sputtertechnologie*, 2011.
- [vA05] Manfred von Ardenne. *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*. Harri Deutsch Verlag, 2005.

- [vK08] A. von Keudell. Vorlesungsskript "Einführung in die Plasmaphysik", 2008.
- [Wik11] Wikipedia. Paschen-Gesetz — Wikipedia, Die freie Enzyklopädie, 2011. [Online; Stand 4. August 2011].
- [Zen04] Roland Zengerle. Dünnschichttechnik - Vorlesungsskript. Institut für Mikro-systemtechnik Freiburg, 2004.
- [Zoh01] Hartmut Zohm. Plasmaphysik Vorlesungsskript - LMU München, 2001.

**Erklärung:**

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen angefertigt habe. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen und wurde von dieser als Teil einer Prüfungsleistung angenommen. Alle Ausführungen, die wörtlich oder sinngemäß übernommen wurden, sind als solche gekennzeichnet.

Rödermark, den 04. September. 2011