Fortgeschrittenen Praktikum im WS 2013/2014

Universität Stuttgart

**Protokoll zum Versuch**

# V20: Elektrische Sonden im Plasma

Robert Sittig, Sebastian Weber, Henri Menke

4. und 11. November 2013

**Zusammenfassung**

Im Versuch werden verschiedene Eigenschaften des Plasmas durch Vermessung mit elektrischen Sonden aufgenommen. Dazu wird die *Langmuir-Sonde* verwendet, eine gängige Methode zur Diagnostik in der Plasmaphysik. Es kommen eine Einzel- sowie eine Doppelsonde zum Einsatz, mit deren Hilfe verschiedene Plasmaparameter bei einer Glimmentladung betrachtet werden. Die Glimmentladung wird für verschiedene Entladungsparameter durchgeführt.

# Inhaltsverzeichnis

**1 Grundlagen** **3**
1.1 Plasma . . . 3
1.2 Plasmaparameter . . . 3
1.2.1 Zustandsgrenze . . . 3
1.2.2 Debye-Länge . . . 3
1.3 Debye-Kugel . . . 4
1.4 Quasineutralität . . . 4
1.5 Plasmafrequenz . . . 4
1.6 Die Langmuir Sonde . . . 5
1.6.1 Messprinzip Doppelsonde . . . 6

**2 Versuchsdurchführung** **8**
2.1 Aufbau . . . 8
2.2 Durchführung . . . 8

**3 Formeln** **10**
3.1 Ionisationsgrad . . . 10
3.2 Debey-Länge . . . 10
3.3 Elektronenplasmafrequenz . . . 10

**4 Auswertung** **11**
4.1 Paschen-Beziehung . . . 11
4.2 Bestimmung der Plasmaparameter mittels einer Langmuir-Sonde . . . 12
4.3 Doppelsonde . . . 15
4.4 Messung des Radialprofils der Dichte und Temperatur mittels einer Langmuir-Sonde . . . 19

**5 Fehlerdiskussion** **22**
5.1 Messungen mit der Langmuir-Sonde . . . 22

**6 Zusammenfassung** **23**

# 1 Grundlagen

## 1.1 Plasma (allgemein)

Aus dem Alltag ist die Materie als gasformig, flüssig oder fest geläufig, trotz dessen, dass 99 % der sichtbaren Materie im Universum aus Plasma bestehen. Ein *Plasma* ist ein Gas, in dem die Gasteilchen in Ionen und Elektronen dissoziiert sind. Die Konzentration der beiden Ladungsarten ist ungefähr gleich. Ein Plasma ist nach außen hin neutral und kann eingebrachte Materie oder angelegte Felder abschirmen; dies wird als *Quasineutralität* bezeichnet.

Damit es sich bei einem ionisierten Gas tatsächlich um ein Plasma handelt, müssen die folgenden Eigenschaften erfüllt sein

1. Die Ausdehnung des Plasmas ist sehr viel größer als die *Debye-Länge*.
2. Die Teilchendichte innerhalb der *Debye-Kugel* ist groß.
3. Die Zeit zwischen Stößen ist lang gegenüber der Periodendauer der Oszillationen des Plasmas mit Plasmafrequenz.

Teilweise wird Plasma auch als der „vierte Aggregatzustand“ bezeichnet.

## 1.2 Plasmaparameter

### 1.2.1 Zustandsgrenze

Der *Ionisationsgrad* $\alpha$ ist eine geeignete Größe, um eine Aussage darüber zu treffen, ob es sich um ein Plasma handelt. Dies ist von wichtiger Bedeutung, da Plasmen bei verschiedenen Drücken und Temperaturen auftreten. Es gilt

$$\alpha = \frac{n_i}{n + n_i}$$

wobei $n_i$ die Dichte der freien Ladungsträger und $n$ die gesamte Teilchendichte.

### 1.2.2 Debye-Länge

Ein Plasma kann von außen eingebrachte Materie abschirmen, was durch die freien Ladungsträger geschieht. Als Beispiel zur Veranschaulichung bietet sich das Einbringen einer positiven Testladung $q_0$ in ein Plasma. Um die Testladung sammeln sich negative Ladungsträger, wobei sammeln keine gute Bezeichnung ist, da die Ladungsträger sich mit großer Geschwindigkeit bewegen und lediglich ihre Trajektorien zur Testladung hin abgelenkt werden. Dennoch entsteht ein negativer Raumladungsbereich um die Testladung. Der Radius dieser Abschirmung wird als *Debye-Länge* $\lambda_D$ bezeichnet.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 T}{e^2 n}} \approx 7.43 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T}{n}}$$

dabei ist $T$ die (reduzierte) absolute Temperatur in eV und $n$ ist die Teilchendichte.

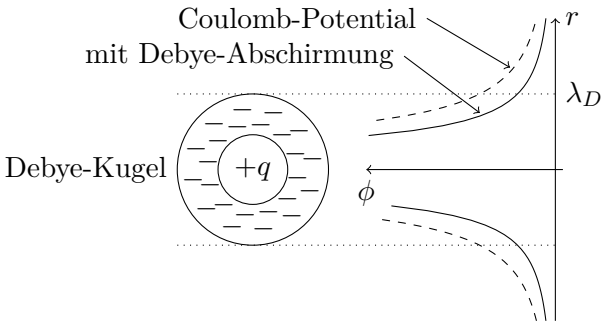



Abbildung 1: Eine positive Ladung wird durch das Plasma abgeschirmt, das Coulombpotential fällt also schneller ab, frei nach [2, S. 8, Abb. 1.3].

## 1.3 Debye-Kugel

Dieser Bereich wächst aber nicht ins Unendliche, da weitere negative Ladungsträger vom Raumladungsbereich abgestoßen werden. Im Gegenzug werden positive Ladungsträger angezogen und die Abschirmung der Testladung sinkt wieder. Folglich kommen wieder negative Ladungsträger nach, um die Abschirmung aufrecht zu erhalten. Man kann sagen, dass Ströme fließen, die Ladungsträger zuführen bzw. abziehen.

Die Debye-Länge ist der Radius der Debye-Kugel. Von einer Abschirmung kann man natürlich nur dann sprechen, wenn genügend Teilchen an der Abschirmung beteiligt sind. Die Teilchenanzahl innerhalb der Debye-Kugel berechnet sich durch

$$N_D = n\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 = 1.72 \cdot 10^{12}\frac{T^{3/2}}{\sqrt{N}}$$

dabei ist $n$ die Teilchendichte und $T$ die Temperatur. Bedingung für ein Plasma ist $N_D \gg 1$.

## 1.4 Quasineutralität

Eine in ein Plasma eingebrachte Ladung wird vollständig abgeschirmt, wenn der Ladungsüberschuss innerhalb der Debye-Kugel gerade der Ladung $q_0$ entspricht. Da das Plasma nach außen hin neutral erscheint spricht man auch von *Quasineutralität*.

## 1.5 Plasmafrequenz

Um ein Plasma im elektrischen Feld zu modellieren, nimmt man sich das *Lorentz-Drude-Modell* zu Hilfe. Ein Teilchen erfährt durch das elektrische Feld eine Kraft

$$F_C = -e\ E.$$

Nach den Maxwellschen Gleichungen ist bekannt

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = \varepsilon_0^{-1}\varrho.$$

Wird nun die Dichte $\varrho = e\ n_e$ angenommen, so gilt in einer Dimension

$$m_e \ddot{x} = -e \frac{e\ n_e}{\varepsilon_0} x$$

Lösen dieser Differentialgleichung führt auf die sogenannte Plasmafrequenz. Diese ist

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e^2\ n_e}{\varepsilon_0\ m_e}}.$$

Das bedeutet, dass die Ladungsverteilung im Plasma nicht schneller als mit der angegebenen Frequenz auf äußere Anregungen reagieren kann. Wellen mit Frequenzen $\omega < \omega_P$ werden also vom Plasma reflektiert.

## 1.6 Die Langmuir Sonde

Ein häufig eingesetztes Diagnoseinstrument für Plasmaparameter ist die sogenannte *Langmuir-Sonde*, benannt nach ihrem Erfinder Irving Langmuir. Sie besteht aus einer einfachen Elektrode, die ins Plasma eingebracht wird. Bei gleicher Ionen- und Elektronentemperatur besitzen die Elektronen eine weitaus höhere Mobilität als die Ionen und treffen so häufiger auf die Oberfläche der Sonde, wo sie eine negative Raumladung induzieren. Stellt sich, wie bereits oben beschrieben ein Gleichgewichtszustand zwischen Ionen- und Elektronenstrom ein, so nennt man das Potential der Sonde gegenüber der Erde *Floatingpotential* $\Phi_{\mathrm{fl}}$.

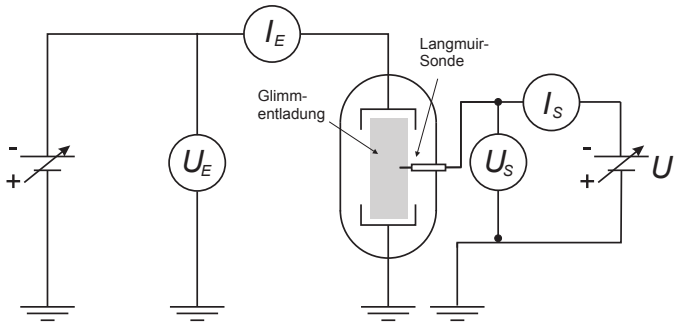



Abbildung 2: Schaltung für eine Glimmentladung mit einer Langmuir-Sonde, aus [1, S. 2].

Wird nun die Sonde in einem Schaltkreis negativ vorgespannt und dann eingebracht, so werden die Elektronen abgestoßen, während die Ionen abgezogen werden. Ist die negative Spannung groß genug, so werden alle Ionen aus der umliegenden Plasmaschicht abgesaugt und es stellt sich ein Sättigungsstrom ein.

$$I_{i,\mathrm{sat}} = 0.61\ enS\sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$$

Bei immer größer werdenden Spannungen können nur noch Elektronen mit ausreichender thermischer Energie die Sondenoberfläche erreichen, der sogenannte Elektronenanlaufbereich.

Der Nulldruchgang der Kennlinie der Langmuir-Sonde liegt bei $\Phi = \Phi_{\text{fl}}$, der Elektronenanlaufbereich endet bei $\Phi = \Phi_p$ dem Plasmapotential. Im Elektronenanlaufbereich ist die Kennlinie gegeben durch

$$I_e = I_{e,\text{sat}} \exp\left(-\frac{e(\Phi_p - U)}{T_e}\right) , \quad \text{mit } I_{e,\text{sat}} = -enS\sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_e}} \tag{1}$$

Ein beispielhafter Graph der Kennlinie ist in Abbildung 3 angebildet.

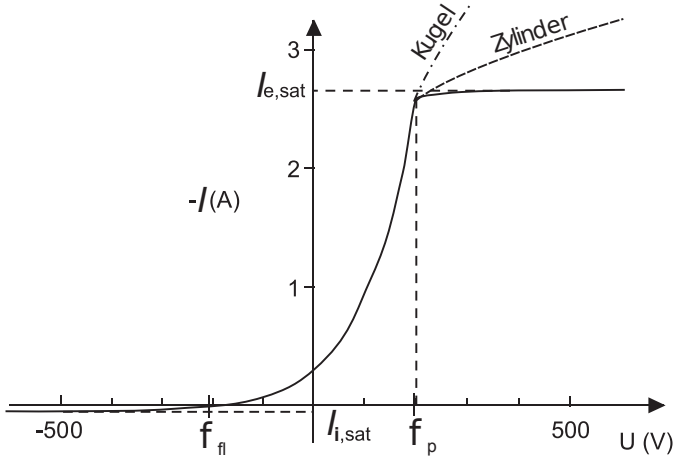



Abbildung 3: Kennlinie einer einzelnen Langmuir-Sonde im Plasma, aus [1, S. 2]. $\mathsf{f_p}$ und $\mathsf{f_{fl}}$ in der Abbildung entsprechen $\Phi_p$ bzw. $\Phi_{\text{fl}}$.

Der gesamte messbare Strom an der Sonde im Elektronenanlaufbereich ist die Summe aus Ionensättigungsstrom und Elektronenstrom, also

$$I = I_i + I_e = I_{e,\text{sat}} \exp\left(-\frac{e(\Phi_p - U)}{T_e}\right) + I_{i,\text{sat}} \tag{2}$$

durch einfache Umformung erhält man

$$\ln\Big[I_{i,\text{sat}} + I_e\Big] = \ln\Big[-I_{e,\text{sat}}\Big] - \frac{e(\Phi_p - U)}{T_e} \tag{3}$$

Durch diese Formeln kann aus dem Verlauf der Kennlinie auf Plasmaparameter wie den Ionensättigungsstrom rückgeschlossen werden. Durch Kenntnis von Gastemperatur und Gasdruck kann ebenso die Elektronentemperatur und die Elektronendichte ermittelt werden.

### 1.6.1 Messprinzip Doppelsonde

Steht bei der Messung kein Referenzpotential zur Verfügung, so kann alternativ die für die Einzelsonde benötigte Erdung durch eine zweite Langmuir-Sonde im Plasma ersetzt werden.

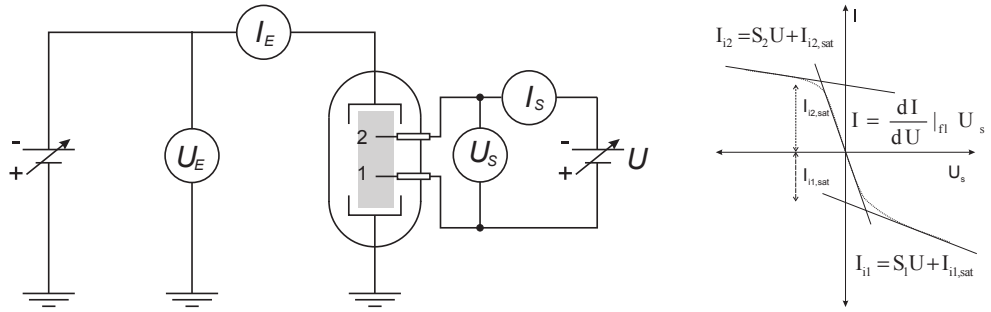



Abbildung 4: Messprinzip der Doppelsonde; links: Schaltplan, rechts: typische Kennlinie mit für die Auswertung benötigten Größen[1]

Bei Anlegen einer Spannung wird nun der Strom, der zwischen den beiden Sonden durch das Plasma fließt gemessen. Dieser wird in erster Linie durch die Anzahl der schweren Ionen, die auf die negativ vorgespannte Sonde gesogen werden begrenzt. Dies und die Symmetrie des Aufbaus führen zu der dargestellten Kennlinie. Durch einige Überlegungen bezüglich des Zusammenhangs zwischen den bei diesem Aufbau vorherrschenden Größen kann folgende, für die Bestimmung der Plasmaparameter benötigte Formel, hergeleitet werden:

$$\left.\frac{\mathrm{d}I_S}{\mathrm{d}U_S}\right|_{U_S=0} = \frac{e}{T_e}\frac{I_{i1,\mathrm{sat}} I_{2,\mathrm{sat}}}{I_{i1,\mathrm{sat}} + I_{2,\mathrm{sat}}}. \tag{4}$$

# 2 Versuchsaufbau und -durchführung

## 2.1 Aufbau

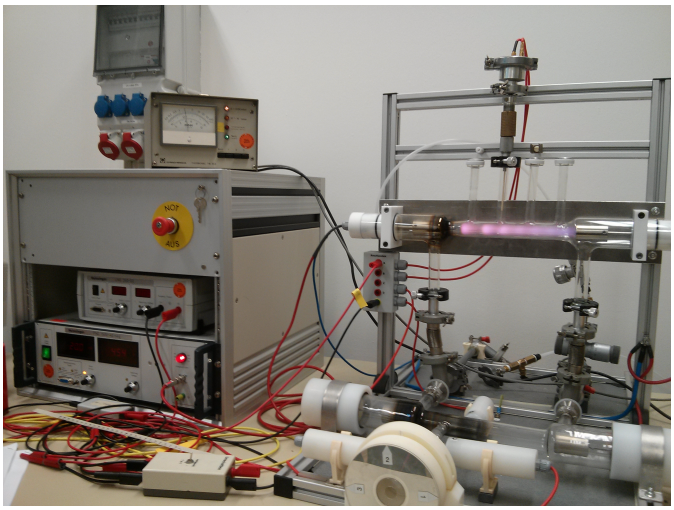


Abbildung 5: Experimenteller Aufbau

Der Hauptbestandteil des Aufbaus ist ein Glasröhre, in der durch Anlegen von Hochspannung zwischen den beiden Elektroden eine Glimmentladung erzeugt wird. Der Gasdruck wird durch ein Flussgleichgewicht eingestellt, bei dem an einem Ende eine Vakuumpumpe arbeitet und am anderen die Gaszufuhr über ein Ventil geregelt wird. Durch dieses System wird zum einen eine Verunreinigung des Gases reduziert, da permanent gespült wird und zum anderen kann so die Gasart auf einfache Art gewechselt werden. Der eingestellte Druck kann über ein Druckmessgerät abgelesen werden.

In dem so erzeugten Plasma wird durch den entsprechenden Anschluss in der Rohrwand die Langmuir-Sonde platziert. Der Betrieb als Einfach- bzw. Doppelsonde wird durch die Belegung des zweiten Anschlusses der Spannungsquelle bestimmt, indem der Pluspol entweder geerdet oder an die zweite Sonde angeschlossen wird.

Sowohl die Gleichspannung zur Erzeugung des Plasmas, als auch die Spannung an der Langmuir-Sonde wird manuell geregelt. Wohingegen die Aufnahme der Wertepaare $(U, I)$ mit Hilfe eines LabView Programmes digital erfolgt.

## 2.2 Durchführung

Am ersten Versuchstag wurden Experimente mit einem Heliumplasma durchgeführt. Als erstes wurde für verschiedene Drücke untersucht, ab welcher angelegten Spannung ein Plasma entstand. Die so ermittelte Durchschlagspannung wurde gegen den Gasdruck aufgetragen, um die Paschen-Beziehung für Helium zu erhalten.

Im nächsten Versuchsteil wurden Plasmaparameter mittels der Langmuir-Sonde bestimmt. Dazu wurden Strom-Spannungs-Kennlinien der in das Plasma eingebrachten

Sonde aufgenommen. Aus diesen wurde mit Hilfe einer am Experimentierplatz installierten Software die Elektronendichte und -temperatur ermittelt. Hierzu wurde mit der Software eine Exponentialfunktion an den Elektronenanlaufbereich der Sondenkennlinie gefittet. Die so erhaltenen Werte dienten als Grundlage für die Berechnung weiterer Plasmaparameter.

Nach der Messung mit der Langmuir-Sonde wurden die Plasmaparameter aus der Strom-Spannungs-Kennlinien der Doppelsonde ermittelt.

Im letzten Versuchsteil war wieder die Langmuir-Sonde im Einsatz. Mit ihr wurde nun das Radialprofil der Elektronendichte und -temperatur ermittelt. Hierzu wurden an sechs verschiedenen radialen Positionen im Plasma Messungen durchgeführt. Außerdem wurde der Entladungsstrom varriert.

Am zweiten Versuchstag wurden die selben Messungen mit einem Argonplasma durchgeführt.

# 3 Formeln

In der Plasmaphysik ist es üblich, Temperaturen in Elektronenvolt anzugeben. Die Umrechnung von Kelvin nach Elektronenvolt erfolgt durch Multiplikation mit der Boltzmann-Konstante $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23}\,\mathrm{J/K} = 8,617 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{eV/K}$.

## 3.1 Ionisationsgrad

Unter der Annahme, dass etwa gleich viele Elektronen wie Ionen im Plasma existieren (Quasineutralität), lässt sich der Ionisationsgrad wie folgt berechnen.

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + n_G} \overset{n_e \ll n_G}{\approx} \frac{n_e}{n_G} = \frac{n_e T_G}{p_G} \tag{5}$$

- $n_e$: Elektronendichte
- $T_G$: Gastemperatur in der Einheit der Energie
- $p_G$: Gasdruck

## 3.2 Debey-Länge

Die Debey-Länge ist die charakteristische Länge, nach der ein statisches E-Feld im Plasma auf das $1/e$-fache seines ursprünglichen Wertes abgefallen ist.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2}} \tag{6}$$

Diese Formel für die Debey-Länge gilt nur, wenn die Ionen im Vergleich zu den Elektronen kaum beweglich sind. Dies ist bei unseren Experimenten stets der Fall.

- $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}\,\frac{\mathrm{As}}{\mathrm{Vm}}$: Permittivität
- $T_e$: Elektronentemperatur in der Einheit der Energie
- $p_G$: $e = 1,602 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$: Ladung des Elektrons

## 3.3 Elektronenplasmafrequenz

Im Plasma kann die Elektronendichte zu Oszillationen angeregt werden. Die dazugehörige Kreisfrequenz heißt Plasmafrequenz.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \tag{7}$$

- $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg}$: Masse des Elektrons

# 4 Auswertung

## 4.1 Paschen-Beziehung

Die Paschen-Beziehung gibt die Abhängigkeit der Zündspannung eines Gases vom Druck und dem Elektronenabstand an. Nach der theoretischen Beschreibung besitzt die Paschen-Kurve die Form

$$V = \frac{Bpd}{\ln(Apd) - \ln\left[\ln(1+\gamma^{-1})\right]} \tag{8}$$

wobei $p$ der Druck des Gases, $d$ der Elektronenabstand, $\gamma$ ein konstanter, aber materialabhängiger Koeffizient und $A$ und $B$ andere Konstanten sind. Theoretisch verläuft die Paschen-Kurve wie in Abbildung 6 dargestellt.

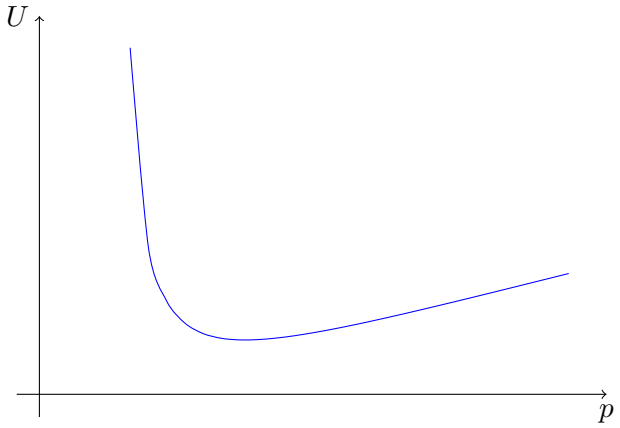



Abbildung 6: Theoretischer Verlauf der Paschen Kurve.

Die Messdaten, die in den Abbildungen 7 und 8 aufgetragen wurden bilden dieses Verhalten sehr gut nach, auch wenn kein Fit möglich war.

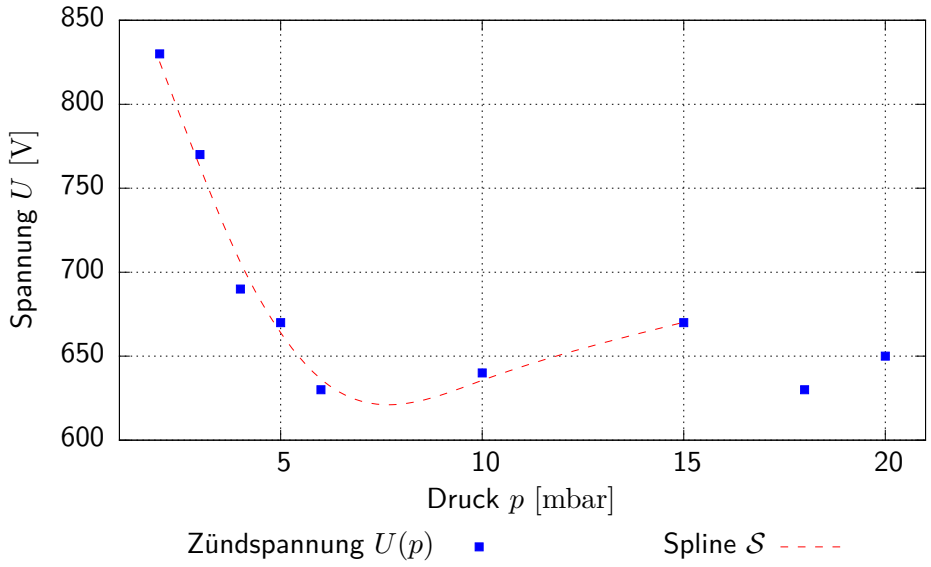



Abbildung 7: Paschen-Beziehung für Helium

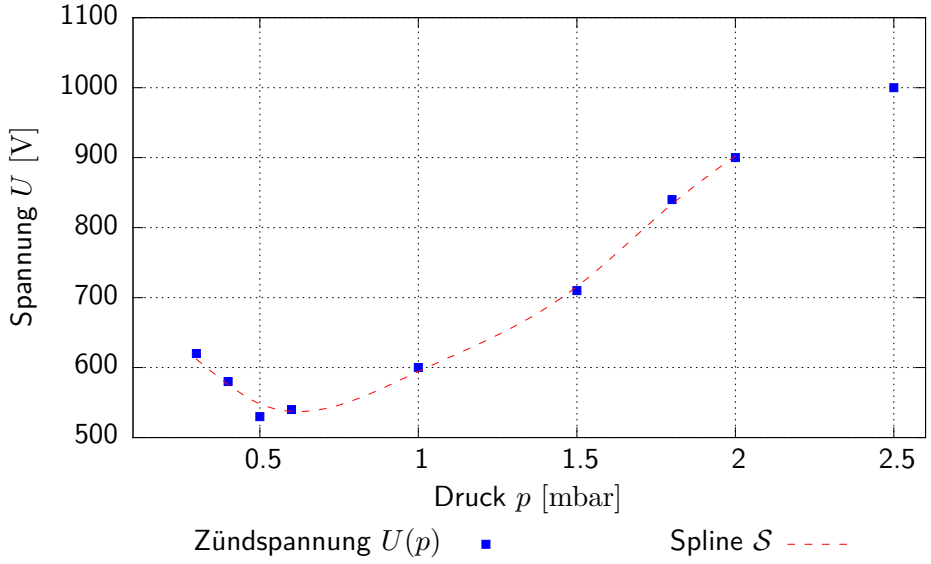



Abbildung 8: Paschen-Beziehung für Argon

## 4.2 Bestimmung der Plasmaparameter mittels einer Langmuir-Sonde

Mit der am Experimentierplatz installierten Software wurde aus den Kennlinien der Langmuir-Sonde die *Elektronentemperatur* $T_e$ und die *Elektronendichte* $n_e$ bestimmt.

Aus $n_e$, dem Gasdruck $p_G$ und der Gastemperatur $T_G = 296\,\mathrm{K} \cdot k_B$ kann der *Ionisati-*

*onsgrad* $\alpha$ des Plasmas nach Formel 5 berechnet werden[1]. Zum Beispiel hat dieser für die erste Messung mit Helium den folgenden Wert:

$$\alpha = \frac{n_e\ T_G}{p_G} = \frac{2,02 \cdot 10^{-16}\,1/\mathrm{m}^3 \quad 296\,\mathrm{K} \quad 1,381 \cdot 10^{-23}\,\mathrm{J/K}}{2\,\mathrm{mbar}} = 0,41 \cdot 10^{-6} \tag{9}$$

Nach Formel 6 kann aus $T_e$ und $n_e$ die *Debye-Länge* $\lambda_D$ bestimmt werden[2]. Im Folgenden wird die Rechnung für die erste Messung mit Helium durchgeführt:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0\ T_e}{n_e\ e^2}} = \sqrt{\frac{8,854 \cdot 10^{-12}\,\frac{\mathrm{A\ s}}{\mathrm{V\ m}} \quad 7,43\,\mathrm{eV}}{2,02 \cdot 10^{-16}\,1/\mathrm{m}^3 \quad (1,602 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C})^2}} = 1,43 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{m} \tag{10}$$

Aus $n_e$ kann auch die *Plasmafrequenz* $\omega_p$ berechnet werden. Beispielsweise liefert Formel 7 für die erste Messung mit Helium die folgende Frequenz:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e\ e^2}{\epsilon_0\ m_e}} = \sqrt{\frac{2,02 \cdot 10^{-16}\,1/\mathrm{m}^3 \quad (1,602 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C})^2}{8,854 \cdot 10^{-12}\,\frac{\mathrm{A\ s}}{\mathrm{V\ m}} \quad 9,109 \cdot 10^{-31}\,\mathrm{kg}}} = 0,80 \cdot 10^{10}\,1/\mathrm{s} \tag{11}$$

| $p_G$ [mbar] | $T_e$ [eV] | $n_e$ [$10^{-16}\,1/\mathrm{m}^3$] | $\alpha$ [$10^{-6}$] | $\lambda_D$ [$10^{-4}\,\mathrm{m}$] | $\omega_p$ [$10^{10}\,1/\mathrm{s}$] |
|---|---|---|---|---|---|
| 2 | 7,43 | 2,02 | 0.41 | 1.43 | 0.80 |
| 4 | 9,12 | 3,59 | 0.37 | 1.18 | 1.07 |
| 6 | 11,57 | 4,30 | 0.29 | 1.22 | 1.17 |
| 10 | 12,86 | 4,66 | 0.19 | 1.24 | 1.22 |
| 15 | 12,74 | 4,49 | 0.12 | 1.25 | 1.20 |

Tabelle 1: Plasmaparameter von Helium

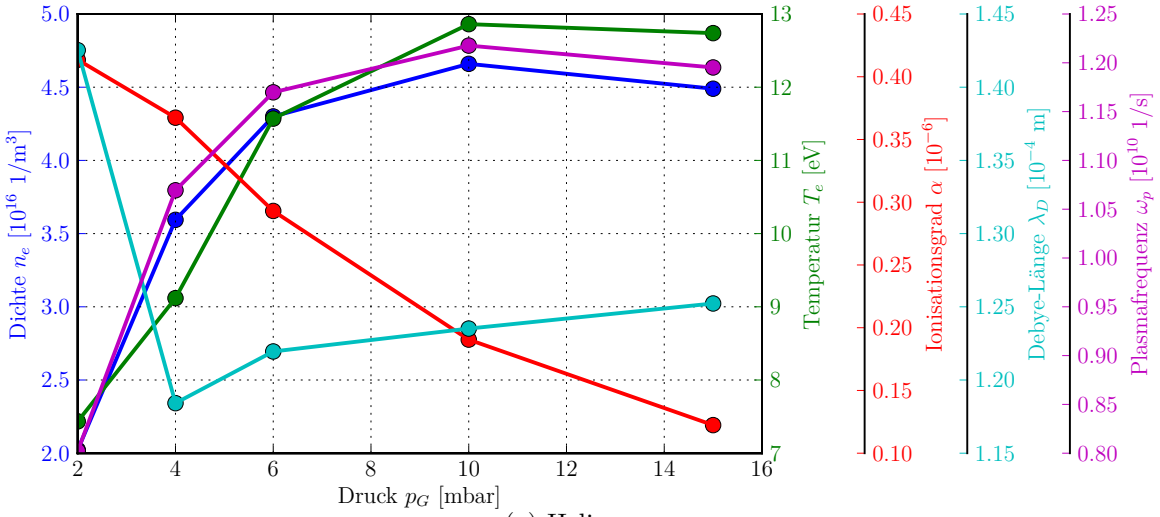
| $p_G$ [mbar] | $T_e$ [eV] | $n_e$ [$10^{-16}\,1/\mathrm{m}^3$] | $\alpha$ [$10^{-6}$] | $\lambda_D$ [$10^{-4}\,\mathrm{m}$] | $\omega_p$ [$10^{10}\,1/\mathrm{s}$] |
|---|---|---|---|---|---|
| 0,3 | 7,19 | 3,77 | 5.13 | 1.03 | 1.10 |
| 0,5 | 7,55 | 5,37 | 4.39 | 0.88 | 1.31 |
| 1,0 | 8,00 | 6,24 | 2.55 | 0.84 | 1.41 |
| 1,5 | 6,97 | 6,78 | 1.85 | 0.75 | 1.47 |
| 2,0 | 6,28 | 6,88 | 1.41 | 0.71 | 1.48 |

Tabelle 2: Plasmaparameter von Argon

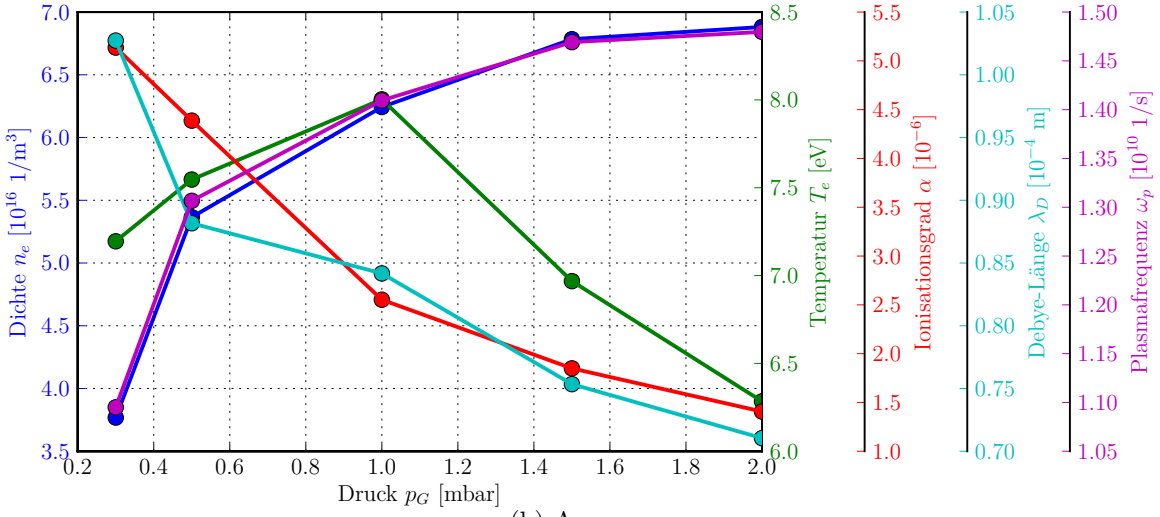
[1] Bei der angegebenen Gastemperatur handelt es sich um eine grobe Schätzung. Der Schätzfehler hat zur Folge, dass alle Ionisationsgrade um einen konstanten Faktor zu klein beziehungsweise zu groß sind.

[2] Da sich die schweren Ionen im Vergleich zu den leichten Ionen kaum bewegen, kann der Einfluss der Ionen auf die Debey-Länge vernachlässigt werden.

In den nachfolgenden Diagrammen sind die berechneten Plasmaparameter aus Tabelle 1 und 2 als Funktion des Gasdruckes aufgetragen.




(a) Helium




(b) Argon

Abbildung 9: Die Plasmaparameter hängen stark vom Gasdruck ab. Um zu verdeutlichen, wie sie sich als Funktion des Gasdrucks ändern, wurden quadratische Splines als Trendlinien eingezeichnet.

Die Schaubilder von Helium und Argon weisen viele qualitative Gemeinsamkeiten auf. Bei größer werdendem Druck steigt die Elektronendichte zunächst an, wie man es aufgrund der sich erhöhenden Teilchendichte erwartet. Bei weiterer Druckerhöhung wird der Anstieg immer schwächer und schließlich nimmt die Elektronendichte ab. Dieses Verhalten passt dazu, dass bei einem zu großen Druck mit der angelegten Spannung kein Plasma mehr

gezündet werden kann. Es lässt sich damit erklären, dass bei einer großen Teilchendichte die Elektronen aufgrund der geringen freien Weglänge nicht mehr ausreichend Platz zum Beschleunigen haben, so dass sie zu wenig Energie besitzen um weitere Teilchen zu ionisieren. Dies ist auch die Erklärung dafür, warum der Ionisationsgrad mit steigendem Druck abnimmt.

Die Debey-Länge nimmt tendenziell mit steigendem Druck ab. Dies leuchtet ein, da aufgrund der tendenziell steigenden Elektronendichte mehr Elektronen zur Verfügung stehen, die E-Felder abschirmen können. In die Debey-Länge fließt nach Formel 6 auch die Plasmatemperatur mit ein. Diese ist jedoch starken Schwankungen unterworfen, die zufällig erscheinen (siehe auch Diagramme 17). Daher lässt sich keine valide Aussage machen, wie die Temperatur vom Druck abhängt.

Betrachtet man die Schaubilder quantitativ, so stellt man fest, dass ein Argonplasma zehn Mal niedrigere Drücke als ein Heliumplasma benötigt. Dies ist nicht verwunderlich, schließlich besitzt ein Argonatom einen größeren Wirkungsquerschnitt als ein Heliumatom. Außerdem ist die Elektronendichte und der Ionisationsgrad beim Argon höher. Das lässt sich damit erklären, dass Argon leichter ionisierbar als Helium ist.

## 4.3 Doppelsonde

Mit Hilfe solch einer Doppelsonde sollten die gleichen für ein Plasma charakteristischen Werte noch einmal bestimmt werden.

Bei der Aufnahme der Kennlinie ist hier zu beachten, dass Spannung in beide Richtungen benötigt wird. Da die Spannungsquelle allerdings nur eine Polarität produzieren kann, wird immer zunächst ein Zweig gemessen und anschließend die Spannung zuerst auf Null zurückgestellt und dann durch eine Drehung der Anschlüsse die Messung für negative Spannungen ermöglicht.

Die Auswertung der Messdaten findet nach dem oben beschriebenen Prinzip statt. Exemplarisch ist sie hier noch einmal für Helium bei 4 mbar dargestellt.

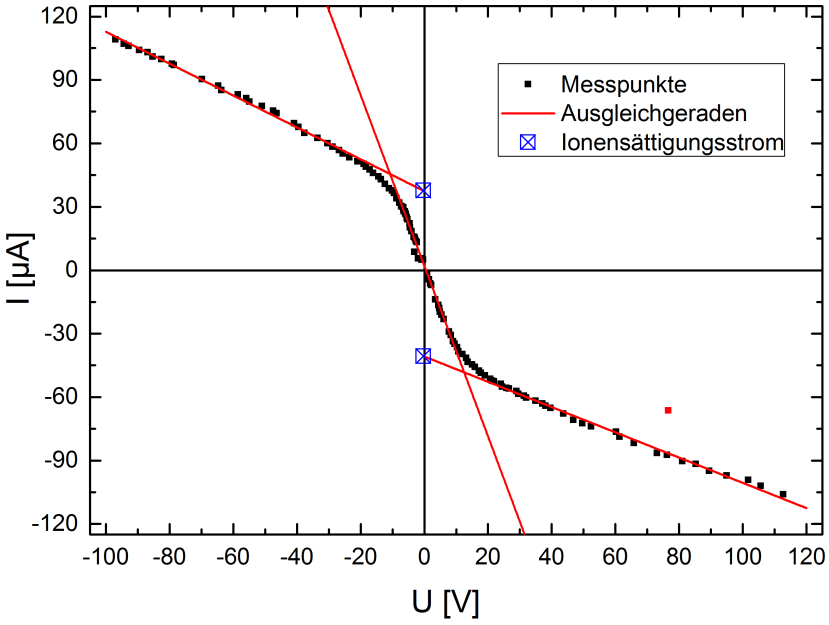



Abbildung 10: Kennlinie einer Doppelsonde in Helium bei 4 mbar

Die Form der Kennlinie entspricht den Erwartungen sehr gut und entsprechend sind auch die gesuchten Werte durch lineare Fits über sinnvolle Bereiche leicht zu bestimmen. Diese Werte sowie die mit den Gleichungen (4), (5),(6) und (7) daraus berechneten Plasmaparameter sind im Folgenden tabellarisch aufgelistet.

Tabelle 3: Plasmaparameter für Argon bei verschiedenen Drücken

| p [mbar] | $\frac{dI}{dU}[\frac{\mu A}{V}]$ | $I_{1i,sat}[\mu A]$ | $I_{2i,sat}[\mu A]$ | $T_e$[eV] | $n_e[\mathrm{m}^{-3}]$ | $\alpha$ | $\lambda_D[\mu m]$ | $\omega_P$[Hz] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0,3 | -1,96 | 9,2 | 16,9 | 3,0 | $6{,}0{\cdot}10^{16}$ | $9{,}8{\cdot}10^{-7}$ | 53 | $1{,}4{\cdot}10^{10}$ |
| 0,5 | -2,44 | 15,2 | 19,2 | 3,5 | $10{,}0{\cdot}10^{16}$ | $1{,}1{\cdot}10^{-8}$ | 44 | $1{,}8{\cdot}10^{10}$ |
| 1,0 | -3,92 | 19,3 | 21,6 | 2,6 | $12{,}7{\cdot}10^{16}$ | $5{,}3{\cdot}10^{-7}$ | 34 | $2{,}0{\cdot}10^{10}$ |
| 1,5 | -4,34 | 20,1 | 22,3 | 2,4 | $13{,}2{\cdot}10^{16}$ | $3{,}4{\cdot}10^{-7}$ | 32 | $2{,}1{\cdot}10^{10}$ |
| 2,0 | -4,50 | 21,7 | 22,3 | 2,4 | $14{,}3{\cdot}10^{16}$ | $2{,}8{\cdot}10^{-7}$ | 31 | $2{,}1{\cdot}10^{10}$ |

Tabelle 4: Plasmaparameter für Helium bei verschiedenen Drücken

| p [mbar] | $\frac{dI}{dU}[\frac{\mu A}{V}]$ | $I_{1i,sat}[\mu A]$ | $I_{2i,sat}[\mu A]$ | $T_e$[eV] | $n_e[\mathrm{m}^{-3}]$ | $\alpha$ | $\lambda_D[\mu m]$ | $\omega_P$[Hz] |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2 | -2.83 | 17,4 | 23,3 | 3,5 | $3{,}6{\cdot}10^{16}$ | $1{,}0{\cdot}10^{-7}$ | 73 | $1{,}1{\cdot}10^{10}$ |
| 4 | -4,04 | 37,6 | 39,5 | 4,8 | $7{,}8{\cdot}10^{16}$ | $1{,}5{\cdot}10^{-7}$ | 58 | $1{,}6{\cdot}10^{10}$ |
| 6 | -4,90 | 54,0 | 49,6 | 5,3 | $11{,}3{\cdot}10^{16}$ | $1{,}6{\cdot}10^{-7}$ | 51 | $1{,}9{\cdot}10^{10}$ |
| 10 | -4,73 | 59,4 | 49,7 | 5,7 | $12{,}4{\cdot}10^{16}$ | $1{,}1{\cdot}10^{-7}$ | 51 | $2{,}0{\cdot}10^{10}$ |
| 15 | -4,56 | 58,2 | 47,6 | 5,7 | $12{,}1{\cdot}10^{16}$ | $0{,}7{\cdot}10^{-7}$ | 51 | $2{,}0{\cdot}10^{10}$ |

Die berechneten Werte kann man dann jeweils über dem Druck auftragen. Alle Verbindungslinien sind lediglich zur leichteren Ablesbarbeit eingezeichnet und haben keine physikalische Bedeutung.

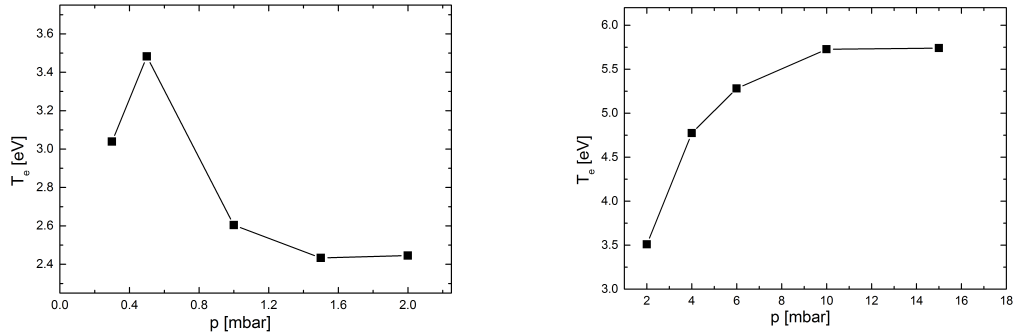



Abbildung 11: Elektronentemperatur in Abhängigkeit vom Gasdruck; links:Argon, rechts:Helium

Die Elektronentemperatur sinkt für Argon mit dem Druck, während sie bei Helium steigt. Da alle folgenden Abhängigkeiten aber eine ähnliche Form aufweisen scheint dieses Ergebnis korrekt zu sein und spiegelt offensichtlich den Unterschied zwischen den beiden Gasarten wieder.

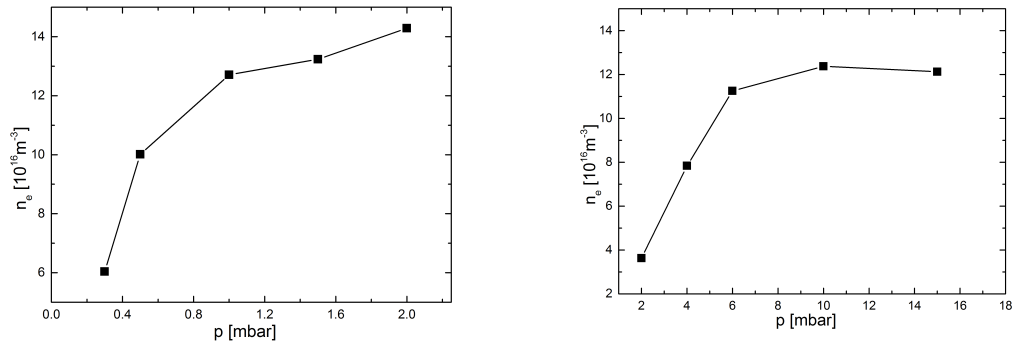



Abbildung 12: Elektronendichte in Abhängigkeit vom Gasdruck; links:Argon, rechts:Helium

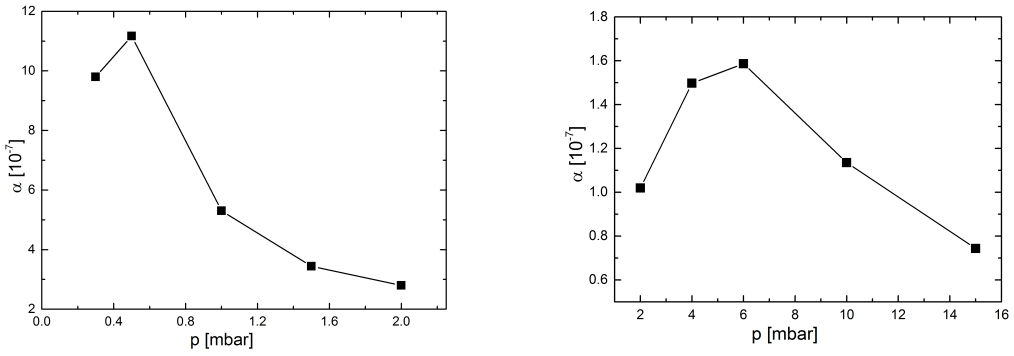



Abbildung 13: Ionisationgrad in Abhängigkeit vom Gasdruck; links:Argon, rechts:Helium

Die Elektronendichte steigt für beide Gasarten mit dem Druck, was darauf zurückzuführen ist, dass in diesem Fall einfach mehr Atome zur Verfügung stehen aus denen Elektronen "gewonnen"werden können und somit die Dichte steicht, auch bei gleichem bzw. niedrigerem Ionisationgrad. Dieser hat nämlich jeweils für mittlere Drücke ein Maximum, was darauf zurückzuführen ist, dass in diesem Bereich die Weglänge für die Glimmentladung ideal ist.

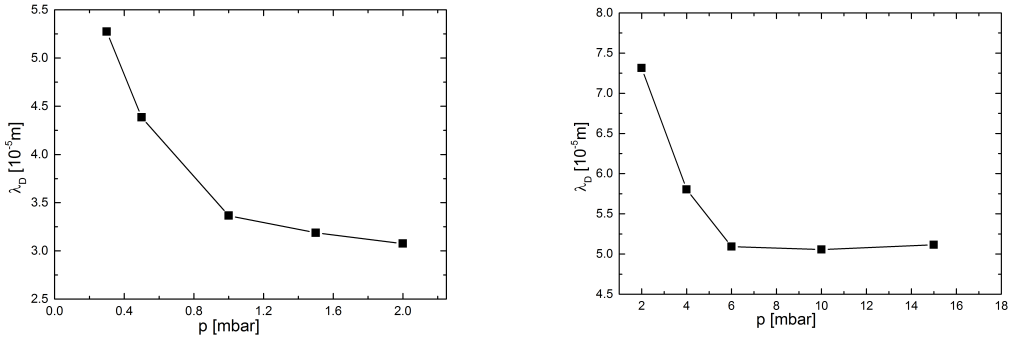



Abbildung 14: Debeyelänge in Abhängigkeit vom Gasdruck; links:Argon, rechts:Helium

Sowohl für Argen, als auch für Helium kann ein Abfall der Debeyelänge mit dem Druck festgestellt werden. Dies ist für Argon eine direkte Folge aus sinkendem $T_e$ und steigendem $n_e$, während bei Helium die steigende Elektronendichte die ebendefalls steigende Temperatur dominiert um dieses Verhalten zu erzeugen. Dies lässt den Schluss zu, dass auch mikroskopisch in erster Linie die Anzahl an freien Ladungsträgern pro Volumen für die Größe der Debeyelänge verantwortlich ist.

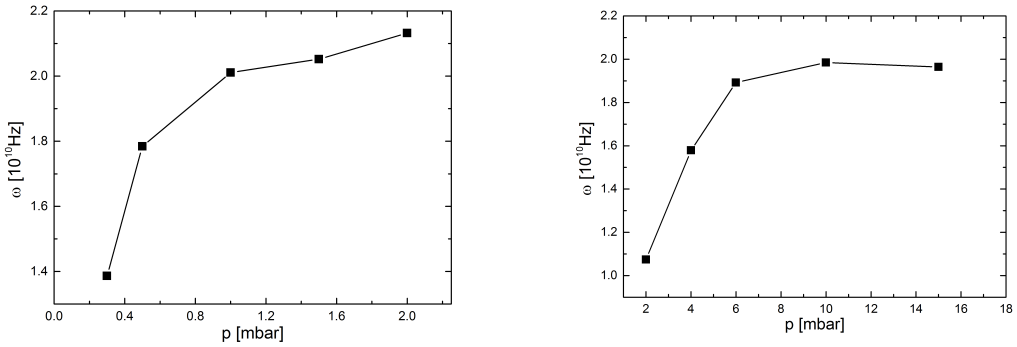


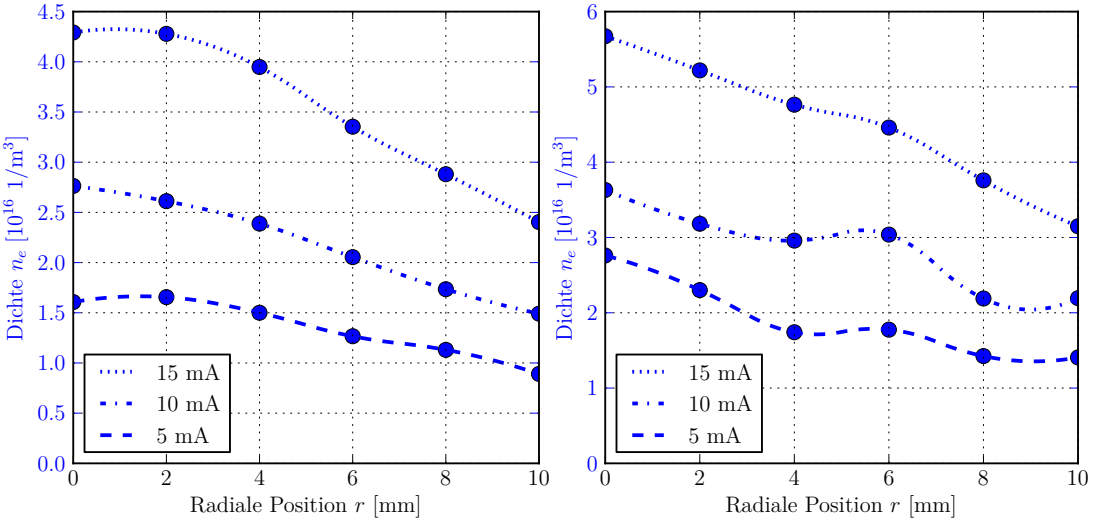

Abbildung 15: Plasmafrequenz in Abhängigkeit vom Gasdruck; links:Argon, rechts:Helium

Durch den Wurzelzusammenhang mit der Elektronendichte ist das Verhalten der Plasmafrequenz direkt ersichtlich.
Insgesamt kann gesagt werden, dass die Doppelsonde das Verhalten der Parameter, welches oben mit der Einzelsonde ermittelt wurde sehr gut reproduziert. Andererseits unterscheiden sich die Absolutwerte oftmals um den Faktor 1,5 bis 2 voneinander. Ob es sich dabei um einen Messfehler oder um einen systematischen unterschied der beiden Methoden, zumindest in dem hier verwendeten Aufbau, handelt ist nicht ganz klar.

## 4.4 Messung des Radialprofils der Dichte und Temperatur mittels einer Langmuir-Sonde

An unterschiedlichen Radialpositionen $r$ wurden mit der Langmuir-Sonde für verschiedene Entladungsströme $I$ Messungen durchgeführt. Aus den Messungen wurden wie zuvor *Elektronentemperatur* $T_e$ und die *Elektronendichte* $n_e$ ermittelt.

Die Ergebnisse sind in den nachfolgenden Diagrammen dargestellt. In diesen bedeutet eine Radialposition von $r = 0\,\text{mm}$, dass im Zentrum des Plasmas gemessen wurde. Eine Messung bei $r = 10\,\text{mm}$ entspricht einer Messung am Rand des Plasmas.

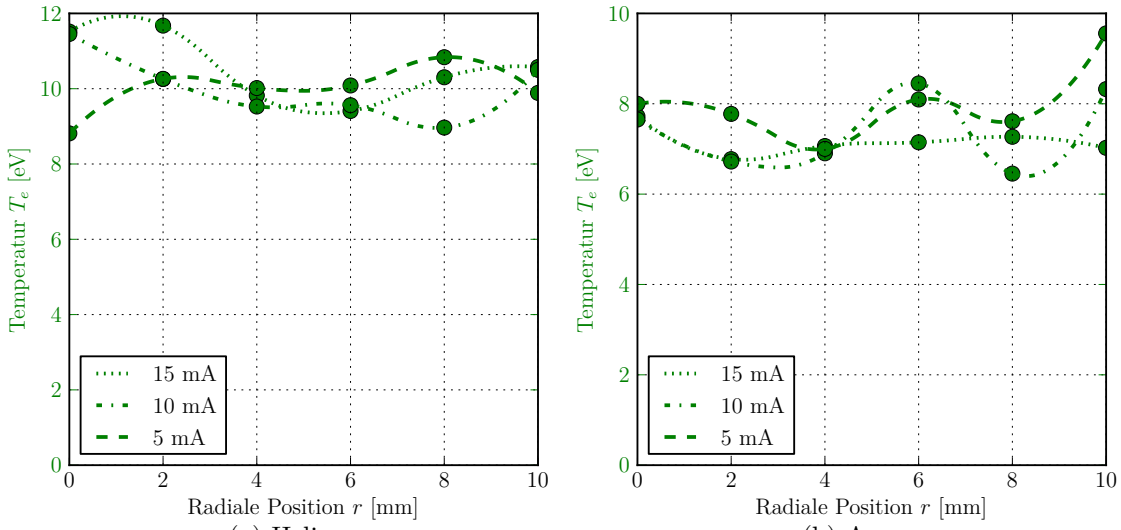



(a) Helium (b) Argon

Abbildung 16: Das Radialprofil von $n_e$ ist für verschiedene Entladungsströme geplottet.

Diagramm 16 zeigt, dass die Elektronendichte mit der Entfernung vom Zentrum des Plasmas abnimmt. Eine mögliche Ursache hierfür ist, dass Elektronen am Rand des Plasmas vom Glasrohr absorbiert werden, so dass sie nicht mehr weitere Teilchen ionisieren können.

Außerdem lässt sich beobachten, dass die Elektronendichte mit dem Entladungsstrom ansteigt.




(a) Helium (b) Argon

Abbildung 17: Diese Diagramme zeigen das Radialprofil von $T_e$ für verschiedene Entlasungsströme.

Diagramm 17 legt nahe, dass die Elektronentemperatur nicht von der Radialposition und dem Entladungsstrom abhängt. Mit Sicherheit lässt sich dies jedoch nicht sagen, da die Messdaten recht schlecht sind. Die großen Schwankungen der Elektronentemperatur machen es unmöglich, die Abhängigkeit der Elektronentemperatur von anderen Größen genau zu analysieren.

# 5 Fehlerdiskussion

## 5.1 Messungen mit der Langmuir-Sonde

Sowohl die Elektronendichte als auch die Elektronentemperatur wurden durch Fits an die Strom-Spannungs-Kennlinien der Langmuir- und Doppel-Sonde bestimmt. Je nach nachdem, welcher Datenbereich für einen Fit gewählt wurde, erhielt man andere Ergebnisse. Daher war es nicht möglich, die Elektronendichte und Elektronentemperatur genauer als auf $5 - 10\,\%$ zu bestimmen.

Des Weiteren ist auch der Druck nur eine relativ ungenau bestimmte Größe. Dies führt dazu, dass die Kurven in allen Abbildungen sowohl für ihre x-Werte als auch ihre y-Werte beträchtliche Fehler aufweisen.

Zu beachten ist auch, dass es bei den Versuchen eine Vielzahl an Fehlerquellen gab:

- Plasmen sind dynamische Systeme, so dass sich im Laufe der Zeit die Messwerte verändern können. Besonders deutlich wurde dies bei der Bestimmung des Radialprofils der Elektronentemperatur. Diese schien sich während den Messungen zufällig zu verändern. Vermutlich würde hier das Mitteln über sehr viele Messungen bessere Ergebnisse liefern. Interessant wären auch schnelle Messungen, um die Dynamiken zeitlich auflösen zu können.

- Weitere Fehlerquellen sind ungenaue Messgeräte. Zum Beispiel verändert sich durch chemische Prozesse im Lauf der Zeit die Oberfläche der Langmuir-Sonde, so dass mit ihr keine genauen Messungen mehr möglich sind.

- Außerdem war die Positive Säule nicht homogen. Je nach eingestelltem Entladungsstrom und Druck waren bei genauem Hinsehen einzelne Leuchtschichten zu erkennen. Vermutlich wird daher nicht nur die radiale sondern in geringen Maßen auch die longitudinale Position der Sonde einen Einfluss auf die Plasmaparameter haben. Dazu kommt noch, dass die Sonde selbst eine Inhomogenität im Plasma verursacht.

- Sich verändernde Umgebungsbedingungen (zum Beispiel Änderungen der Raumtemperatur durch Lüften) verursachen ebenfalls einen Fehler.

Alles in allem hatten die Versuche eher einen qualitativen als einen quantitativen Charakter. Im Allgemeinen befanden sich die gemachten Beobachtungen aber im Einklang mit der Theorie. Auch Unterschiede zwischen dem Helium- und Argonplasma konnten deutlich festgestellt werden.

# 6 Zusammenfassung

Mit der Langmuir-Sonde konnte die *Druckabhängigkeit der Plasmaparameter* ermittelt werden. Das Heliumplasma und das Argonplasma wiesen einige Gemeinsamkeiten auf:

- Mit steigendem Druck steigt die Elektronendichte und Plasmafrequenz zunächst an.
- Der Ionisationsgrad und von der Tendenz her auch die Debye-Länge sinken mit steigendem Druck.

Die Elektronentemperatur verhielt sich für Helium und Argon unterschiedlich. In Helium veränderte sie sich ähnlich wie die Elektronendichte. Im Argon nahm sie nach Erreichen eines Maximums jedoch stark ab. Hierbei handelt es sich möglicher Weise um Messfehler. Denn wie weitere Messungen zeigten, fluktuierte die Elektronentemperatur stark. Dies zeigt, dass Plasmen dynamische Systeme sind.

Die Messungen zeigten auch, dass ein Argonplasma einen etwa zehn Mal niedrigeren Druck als ein Heliumplasma benötigt. Dies lässt sich durch die unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte von Helium und Argon erklären. Der Ionisationsgrad von Argon war etwa zehn Mal höher als der von Helium. Dies passt dazu, dass die Elektronen beim Argon weiter vom Kern entfernt und somit schwächer gebunden als beim Helium sind.

Eine Referenzmessung derselben Parameter mit Hilfe einer Doppelsonde zeigt durchgehend einen sehr ähnlichen Verlauf. Die Absolutwerte dagegen variieren teils auffällig stark.

Außerdem wurde mit der Langmuir-Sonde das *Radialprofil der Dichte und Temperatur* für unterschiedliche Entladungsströme gemessen. Das Verhalten von Helium ähnelte wieder dem Verhalten von Argon.

- Je näher am Zentrum und bei je größeren Strömen gemessen wurde, desto größer war die Elektronendichte.
- Die Elektronentemperatur fluktuierte stark. Es zeigte sich keine klare Abhängigkeit von der Radialposition und den Entladungsströmen.

## Literatur

[1] UNIVERSITÄT STUTTGART (HRSG.): *Versuchsanleitung Fortgeschrittenen Praktikum.* 2013

[2] STROTH, U.: *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen, Anwendungen.* Vieweg+Teubner Verlag, 2011 (Studium). – ISBN 978–3–834–81615–3