



Institut für Angewandte Physik

NNP-Gruppe

MASTERARBEIT

**Erste Charakterisierung eines  
nichtneutralen Plasmas bei toroidalem  
Magnetfeldeinschluss**

Katrin Isabell Thoma

Gutachter

Prof. Dr. Holger PODLECH

Dr. Kathrin SCHULTE

7. Dezember 2017

## **Erklärung**

**Erklärung** nach § 30 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang  
Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer  
als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit,  
die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Tex-  
ten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner  
erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung  
verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den 07.12.2017

# Inhaltsverzeichnis

Einleitung . . . . .	5
<b>1 Theoretischer Hintergrund</b>	<b>9</b>
1.1 Einschluss eines nichtneutralen Plasmas in einer Gabor-Linse . . . . .	9
1.1.1 Longitudinaler Einschluss . . . . .	11
1.1.2 Radialer Einschluss . . . . .	13
1.2 Elektronenbewegungen in magnetischen Feldern . . . . .	15
1.2.1 Gradient B Drift . . . . .	16
1.3 Arbeitsfunktion . . . . .	17
1.4 Elektronenproduktion in der Gabor-Linse . . . . .	19
1.5 Verluststrom . . . . .	21
<b>2 Aufbau des Experiments</b>	<b>23</b>
2.1 Die toroidale Gabor-Linse . . . . .	23
2.2 Erste Messungen . . . . .	24
2.3 Die Diagnoseinstrumente . . . . .	30
2.3.1 Einbau des Photodiodenrings in die Gabor-Linse . . . . .	35
2.3.2 Test der Diodenverkabelung . . . . .	36
<b>3 Diagnose- und Analyse des nichtneutralen Plasmas</b>	<b>37</b>
3.1 Leuchtdichte und Elektronendichte . . . . .	37
3.2 Ausdehnung der Wolke . . . . .	43
3.3 Symmetrie der Wolke . . . . .	44
3.4 Veränderung der Feldkonfiguration . . . . .	45
<b>4 Charakterisierung des nichtneutralen Plasmas bei toroidalem Magnetfeldeinschluss</b>	<b>47</b>
4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung . . . . .	47
4.1.1 Analyse des Plasmaleuchtens . . . . .	47
4.1.2 Intensitätsverteilung und Symmetrie innerhalb der Plasmawolke	62
4.1.3 Zusammenfassung der manuellen Messungen . . . . .	69
4.2 Digitale Messungen . . . . .	70
4.2.1 Elektronengun . . . . .	72

## *Inhaltsverzeichnis*

4.2.2	Durchführung des Elektronengun-Experiments . . . . .	73
4.2.3	Zusammenfassung des Elektronengun-Experiments . . . . .	75
4.2.4	Wärmeeintrag . . . . .	76
	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	77

# Einleitung

Mit der Entwicklung der Gabor-Linse (GL) durch Dennis Gabor im Jahre 1947 eröffnete sich ein neues Forschungsfeld zur Untersuchung statisch eingeschlossener Elektronenwolken.

Diese Elektronenwolken sind Plasmen einer einzigen Teilchenspezies – das sogenannte nichtneutrale Plasma (NNP). In der Gabor-Linse wird das NNP longitudinal durch ein elektrostatisches Potential und radial durch ein axial symmetrisches Magnetfeld eingeschlossen. Die Linse besteht aus zwei Elektroden, die meist geerdet sind und einer dazwischen liegenden Anode, an die ein Potential angelegt wird, welches einen positiven Anstieg des Potentials von Elektrode zur Anode entstehen lässt. Das Magnetfeld wird durch einen Solenoid erzeugt, der die Anode in kleinem Abstand umgibt (Abbildung 0.1). Die Gabor-Linse kann die Elektronenwolke zeitlich

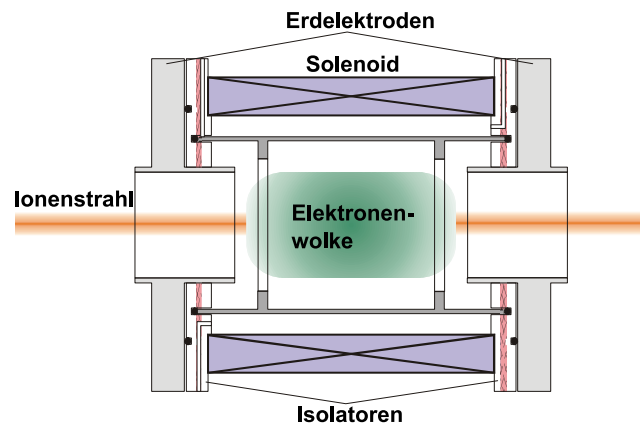


Abbildung 0.1: Schematischer Aufbau einer Gabor-Linse (Meusel, 2005)

und räumlich stabil einschließen, was sowohl für die Untersuchung der Plasmen in verschiedenen Feldkonfigurationen als auch für die praktischen Anwendungsgebiete in der Beschleunigerphysik von großer Bedeutung ist.

Dort wird das Raumladungsfeld der Elektronenwolke zur Fokussierung eines hochintensiven Ionenstrahls genutzt. Die Gabor-Linse wirkt wie eine Sammellinse für Ionenstrahlen (mit positiven Ionen), und im Gegensatz zu herkömmlichen Elektrodenfallen, wird der Strahl nicht nur durch die elektrischen und magnetischen Felder, sondern auch gezielt durch die Elektronenverteilung in der Linse beeinflusst. Ionenstrahlen können in der Gabor-Linse bei vergleichsweise geringen Feldstärken (im

Vergleich zu anderen Linsentypen) und hoher Strahlqualität transportiert und beeinflusst werden (Meusel, 2005).

In dieser Arbeit wird eine Gabor-Linse untersucht, die sich stark von der ursprünglichen Linse unterscheidet. Das Anodenrohr ist nicht zylindrisch gerade geformt, sondern ein 30°-Segment eines Toroiden (0.2). Außerdem ist es deutlich länger (Länge:  $l$ ), als

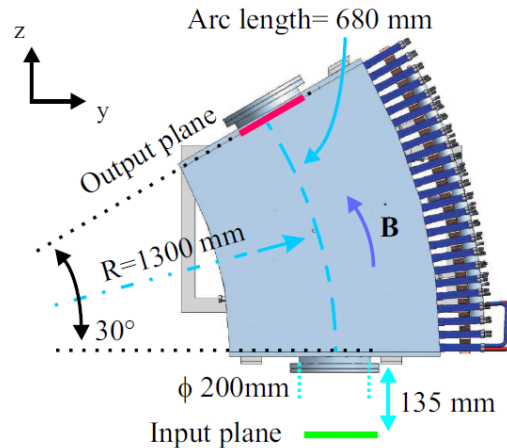


Abbildung 0.2: Draufsicht mit Abmessungen auf den Toroid Magnet (Joshi, 2009).

bei den bisher verwendeten Gabor-Linsen der Fall. Auch der Radius (Radius:  $r$ ) ist größer (Vergleich der Gabor-Linsen siehe Tabelle 0.1). Die toroidale Gabor-Linse ist

	Name	$r$	$l$	$r/l$
1	3-teilige GL (Schulte, 2008)	0,054 m	0,4 m	0,135
2	kleine GL (Meusel, 2005)	0,054 m	0,16 m	0,3375
3	Toroid-GL	0,1 m	0,68 m	0,147
4	GL-GSI (Schulte, 2013)	0,085 m	0,340 m	0,25

Tabelle 0.1: Die Gabor-Linsen der NNP-AG mit ihren Maßen und dem  $r/l$  Verhältnis

interessant für die Anwendung in Speicherringen, konkret, dem im Institut für Angewandte Physik geplanten Figure8 Speicherring (F8SR). Dieser Ring ist ein verdrehter Torus in der Form einer Acht, um die  $F \times B$ -Driften des Ionenstrahls kompensieren zu können. Durch die toroidale Gabor-Linse wäre es möglich, die Raumladungskompensation durch Elektronen zu untersuchen und so schwerere Teilchen einzuschließen. In Beschleunigeranlagen wäre es denkbar, dass die toroidale Gabor-Linse die Fokussierung des Strahl in den Kurven übernimmt, sodass die Geraden optimaler für Versuche genutzt werden können.

Der Einschluss eines nichtneutralen Plasmas in einem toroidalen Magnetfeld ist allerdings bislang noch weitestgehend unerforscht. Deshalb sind grundlegende Fragen nach dem physikalischen Verhalten des NNPs zu untersuchen. Wird ein Elek-

troneneinschluss unter diesen Bedingungen möglich sein und ein Plasma entstehen können? Welchen Einfluss hat die Geometrie auf die Plasmawolke? Wie verhält sich das Plasma bei unterschiedlichen Feldkonfigurationen - sprich, wie verändern sich beispielsweise Leuchtdichte, Ausdehnung und Verluststrom unter der Veränderung des Potentials, Magnetfeldes oder Drucks? Ziel dieser Arbeit ist es, eine grundlegende Untersuchung und Charakterisierung des nichtneutralen Plasmas im toroidal eingeschlossenen Magnetfeld durchzuführen. Für diese Grundlagenforschung sind Diagnoseelemente angewendet worden, die es ermöglichen, das Plasma sowohl invasiv als auch nicht invasiv zu untersuchen. In das Anodenrohr der Linse selbst ist ein Photodiodenring eingebaut worden, der die ausgesendeten Photonen der von den Elektronen angeregten Restgasatome mit 31 Photodioden detektieren kann und somit Auskunft über die Veränderung der Plasmadichte, Position und Ausdehnung gibt. Vor die Gabor-Linse ist eine CCD-Kamera justiert worden, die die Leuchtdichteverteilung des Plasmas als Bild festhält.

Die Arbeit ist in vier Abschnitte unterteilt. Zunächst wird der theoretische Hintergrund zum Einschluss eines NNPs erläutert, danach wird der experimentelle Aufbau der Linse und der Diagnoseelemente erklärt sowie erste Messungen besprochen. Anschließend werden die verschiedenen Diagnose- und Analysemethoden vorgestellt. Der Hauptteil der Arbeit, die „Charakterisierung des nichtneutralen Plasmas bei toroidalem Magnetfeldeinschluss“, folgt in Abschnitt 4.





# 1 Theoretischer Hintergrund

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden die physikalischen Eigenschaften eines nicht-neutralen Plasmas betrachtet und mit denen eines quasineutralen Plasmas verglichen. Es werden die Bedingungen für den Einschluss des Plasmas in der Gabor-Linse erklärt und die Arbeitsfunktionen berechnet. Außerdem wird auf die Produktion der Elektronen in der Linse sowie die Driften der Elektronen eingegangen.

## 1.1 Einschluss eines nichtneutralen Plasmas in einer Gabor-Linse

Ein nichtneutrales Plasma ist ein Vielteilchensystem von geladenen Partikeln, in dem keine insgesamt Ladungsneutralität besteht (Davidson, 1974). In dieser Arbeit handelt es sich um eine, durch Ionisation des Hintergrundgases in der Gabor-Linse entstandene, Elektronenwolke. Während die Elektronen im System eingeschlossen werden, können Ionen entkommen, so dass ein Plasma einer einzigen Teilchenspezies – das nichtneutrale Plasma – entsteht. Der Unterschied des nichtneutralen Plasmas zum quasineutralen Plasma besteht in der Tatsache, dass ein quasineutrales Plasma von einer neutralisierenden Teilchenspezies umgeben ist, während das NNP ein Ein-Komponenten-Plasma ist und nur aus Elektronen besteht.

NNPs müssen in einem thermischen Gleichgewicht sein. Die Debye-Abschirmung und die Plasmafrequenz sind Größen zur Bestimmung des Plasmazustandes. Unter der Debye-Abschirmung versteht man die Fähigkeit eines Plasmas, elektrische Potentiale abzuschirmen, dabei gibt die Debye-Länge  $\lambda_D$  die Abschirm-Distanz an.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (1.1)$$

Es ist:

$\varepsilon_0$  die elektrische Feldkonstante

$k_B$  die Boltzmannkonstante

$T_e$  die Temperatur der Elektronen

$n_e$  die Teilchendichte der Elektronen

$e$  die Elementarladung eines Elektrons

## 1 Theoretischer Hintergrund

Die Plasmafrequenz  $\omega_{pe}$  misst die Zeitspanne, welche die Elektronen im NNP benötigen, um wieder ein Gleichgewicht zu erreichen, nachdem sie gestört worden sind. Sie ist definiert als:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (1.2)$$

Es ist:

$m_e$  die Masse der Elektronen

Generell müssen drei Bedingungen erfüllt sein, damit es sich bei einem Ensemble um ein Plasma handelt:

1. Die Ausdehnung der Plasmawolke muss viel größer sein als die Debye-Länge:  $L \setminus \lambda_D \gg 1$ .
2. Es muss im thermischen Gleichgewicht eine bestimmte Menge an Teilchen in der Debye-Kugel sein:  $N_D = \frac{4}{3} n_e \pi \lambda_D^3 \gg 1$ .
3. Das Produkt aus Plasmafrequenz und Kollisionszeit muss größer Eins sein, damit die elektrostatische Wechselwirkung die Gaskinetik dominiert:  $\omega_{pe} \cdot \tau \gg 1$ .

Der Plasmaeinschluss in der Gabor-Linse hat eine typische Elektronendichte von  $n_e = 1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  und eine Elektronentemperatur  $T_e$  von 100 eV. Dies entspricht einer eher geringen Dichte und einer sehr hohen Elektronentemperatur. Die Parameter Dichte und Temperatur werden auch als Plasmaparameter bezeichnet. Eingesetzt in Formel 1.1 und 1.2, erhält man für die Debye-Länge  $\lambda_D$  und die Plasmafrequenz  $\omega_{pe}$  folgende Werte:

$$\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \Rightarrow \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot 100 \text{ eV}}{1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3} \cdot e^2}} = 7,4 \text{ mm} \quad (1.3)$$

$$\omega_{pe} = 2\pi f = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \Rightarrow \sqrt{\frac{1 \cdot 10^{14} \cdot e^2}{\varepsilon_0 m_e}} = 564 \text{ MHz} \quad (1.4)$$

Die Debye-Länge von 7,4 mm ist deutlich kleiner als die Ausdehnung der Plasmawolke. Die Menge an Teilchen in der Debye-Kugel berechnet sich zu  $N_D = 1,69 \cdot 10^8$ . Die Plasmafrequenz von 564 MHz ist ausreichend hoch, um mit der Kollisionszeit ein Produkt größer Eins zu bilden. Somit erfüllt das NNP alle drei Bedingungen, die aus einem Ensemble ein Plasma machen.

Das Elektronenplasma wird in der Gabor-Linse in longitudinaler und in transversaler Richtung eingeschlossen. Ein Potential, welches über die Elektroden angelegt wird, sperrt die Elektronen in longitudinaler Richtung ein, das Magnetfeld verhindert den

## 1.1 Einschluss eines nichtneutralen Plasmas in einer Gabor-Linse

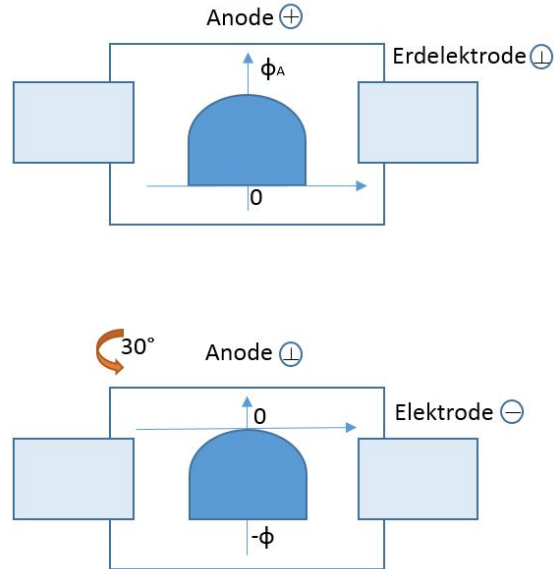


Abbildung 1.1: Oben: Aufbau und schematischer Potentialverlauf einer Gabor-Linse mit geerdeter Elektrode.  
 Unten: Aufbau und schematischer Potentialverlauf der in dieser Arbeit verwendeten toroidalen Gabor-Linse

Elektronenverlust in transversaler Richtung.

### 1.1.1 Longitudinaler Einschluss

Das Elektrodensystem der Gabor-Linse erzeugt eine Art Potentialwanne, wobei die Tiefe der Wanne durch das Anodenpotential  $\Phi_A$  bestimmt wird. In einer zylindrischen Gabor-Linse liegen die Elektroden auf Erdpotential, während an die Anode ein positives Potential gelegt wird (Abbildung 1.1, oben). Wie in Abbildung 1.2 zu sehen ist, wird das Anodenpotential im Inneren der Linse durch das Potential der negativ geladenen, eingeschlossenen Raumladungswolke  $\Phi_R$  verringert. Der maximale Einschluss ist erreicht, wenn die Raumladung der Elektronen gleich dem angelegten Anodenpotential ist. Wird weiterhin angenommen, dass die Plasmawolke homogen verteilt und die Temperatur sehr klein ist, dann kann man das Raumladungspotential der Elektronenwolke berechnen:

$$\phi_r(r) = - \int_0^{R_A} E(r) dr = \frac{n_e e R_A^2}{4\epsilon_0} \quad (1.5)$$

mit:

$R_A$  Radius des Anodenrohrs

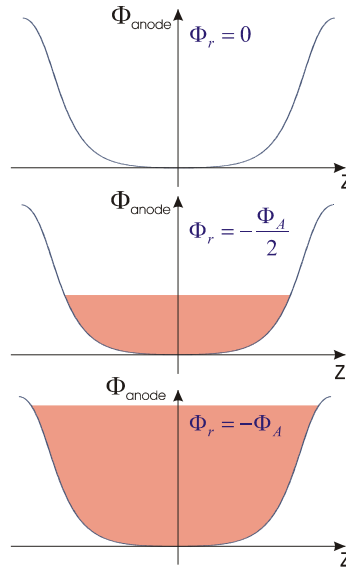


Abbildung 1.2: longitudinaler Einschluss

Daraus ergibt sich mit der Annahme  $\Phi_r = \Phi_A$  schließlich die maximale Einschlussdichte der Elektronen in longitudinaler Richtung:

$$n_{e,l,max} = \frac{4\varepsilon_0\phi_A}{eR_A^2} \quad (1.6)$$

Die in dieser Arbeit verwendete Gabor-Linse unterscheidet sich nicht nur in ihrem toroidalen Aufbau von der sonst zylindersymmetrischen Gabor-Linse. Die Elektroden werden hier nicht geerdet, sondern auf negatives Potential gelegt, wohingegen die Anode geerdet ist. Somit wird die in Abbildung 1.2 eingezeichnete Nulllinie nach oben hin verschoben (siehe Abbildung 1.1, unten), die grundlegende Form des Potentials und somit auch das Verhalten der Elektronen bleibt aber unverändert. Aus „Sicht“ der Elektronen ist der Potentialanstieg positiv.

Der Elektroneneinschluss in der Gabor-Linse ist nie perfekt. Durch Teilchenkollisionen, Feldinhomogenitäten und einer von Null verschiedenen Elektronentemperatur gehen Teilchen verloren. In longitudinaler Richtung sind die Elektronen zwar gut durch den Potentialwall eingeschlossen. Ist die kinetische Energie der Elektronen aber höher als der Wall, gehen sie verloren (siehe Abbildung 2.3, grün leuchtender Ring der Verlustelektronen). Vor allem am Rand der Linse können sie schneller entkommen. Der Elektronenverlust wächst mit steigender Temperatur.

Die longitudinale Einschlusseffizienz  $\kappa_1$  wird definiert als die Teilchendichte der Elektronen des longitudinalen Einschlusses geteilt durch die maximal mögliche Teilchen-

dichte der Elektronen im longitudinalen Einschluss:

$$\kappa_l = \frac{n_{e,l}}{n_{e,l,max}} \quad (1.7)$$

### 1.1.2 Radialer Einschluss

Ein axial symmetrisches Magnetfeld sperrt die Elektronen in radialer Richtung ein. Die eingeschlossene Plasmawolke rotiert dadurch um die Symmetrieachse der Linse. Es wird angenommen, dass das NNP eine sehr kleine Temperatur hat, dass sich keine Ionen in der Wolke befinden, das Magnetfeld homogen und das diamagnetische Feld vernachlässigbar ist. Es wirken verschiedene Kräfte auf ein Elektron, die ein Kräftegleichgewicht bilden. Zum einen die elektrostatische Kraft  $F_E$  und die Zentrifugalkraft  $F_{Z_{Wolke}}$ , zum anderen die Lorentzkraft  $F_m$ .

$$\frac{-m_e v_{e,\Theta}^2}{r} = -eE_r - ev_{e,\Theta} B_Z \quad (1.8)$$

Es ist:

$v_{e,\Theta}$  die Transversalgeschwindigkeit

$r$  der Radius

$E_r$  das elektrische Feld in  $r$

$B_Z$  das magnetische Feld in  $z$ -Richtung

Der linke Term in Formel 1.8 beschreibt die Zentrifugalkraft  $F_{Z_{Wolke}}$ , während der rechte die radiale, elektrische Kraft der Elektronenwolke  $F_E$  und die Lorentzkraft  $F_m$  beinhaltet. Dabei zeigt der Kraftvektor der Lorentzkraft nach innen, der Kraftvektor der Elektrostatischen- und der Zentrifugalkraft ist nach außen gerichtet.

Mit dem Gausschen Gesetz ist es möglich, das elektrische Raumladungsfeld zu berechnen und daraus das elektrische Feld herzuleiten:

$$E_r = \frac{n_e e r}{2\epsilon_0} = -\frac{m_e}{2e} \omega_{pe}^2 r \quad (1.9)$$

Mit der Einführung der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_e = \frac{v_{e,\Theta}}{r}$  und der Zyklotron Frequenz  $\Omega_e = \frac{eB}{m_e}$  kann das Kräftegleichgewicht in Formel 1.8 umgestellt werden:

$$\frac{-m_e v_{e,\Theta}^2}{r} = -eE_r - ev_{e,\Theta} B_Z \quad (1.10)$$

$$\Rightarrow \omega_e = \omega_e^{+/-} = \frac{\Omega_e}{2} [1 + / - (1 - \frac{2\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2})^{1/2}] \quad (1.11)$$

## 1 Theoretischer Hintergrund

$\omega_e^{+/-}$  steht für die zwei Winkelgeschwindigkeiten des Plasmas.  $\omega_e^+$  korrespondiert mit der reduzierten Zyklotronfrequenz der Elektronen, die sich auf einer Kreisbahn um die Magnetfeldlinien bewegen,  $\omega_e^-$  steht für die  $E_r \times B_z$  Rotation der Plasmasäule (Meusel, 2005). Die radiale Einschlusseffizienz ist gegeben durch:

$$\kappa_r = \frac{2\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \quad (1.12)$$

Die maximale Plasmadichte ist für reelle Lösungen von Gleichung 1.11 bei  $\kappa_r = 1$  erreicht und wird als Brillouin-Limit bezeichnet. An diesem Punkt gilt:  $\omega_e^+ = \omega_e^- = \Omega_e/2$ . Die maximale Elektronendichte wird mit  $2\omega_{pe}^2 = \Omega_e^2$  beschrieben durch:

$$n_{e,r,max} = \frac{\varepsilon_0 B_Z^2}{2m_e} \quad (1.13)$$

$$\kappa_r = \frac{n_{e,r}}{n_{e,r,max}} \quad (1.14)$$

Die unterschiedlichen Rotationen der Elektronen je nach Einschlusseffizienz sind in Abbildung 1.3 veranschaulicht dargestellt. Gilt A:  $\omega_e^- = 0$  und  $\omega_e^+ = \Omega_e$  bewegen sich die einzelnen Elektronen ausschließlich mit der Zyklotronfrequenz auf ihrer Kreisbahn, gilt B:  $0 < \kappa < 1$  werden die Elektronen sowohl auf Kreisbahnen durch die Zyklotronfrequenz gebracht als auch in eine Gesamtrotation als Plasmawolke durch den  $E \times B$  Drift. Gilt C:  $\omega_e^+ = \omega_e^-$  ist die Einschlusseffizienz  $\kappa_r$  maximal und die zwei Frequenzen sind gleich groß, sodass das Plasma als gesamte Wolke kreisförmig rotiert.

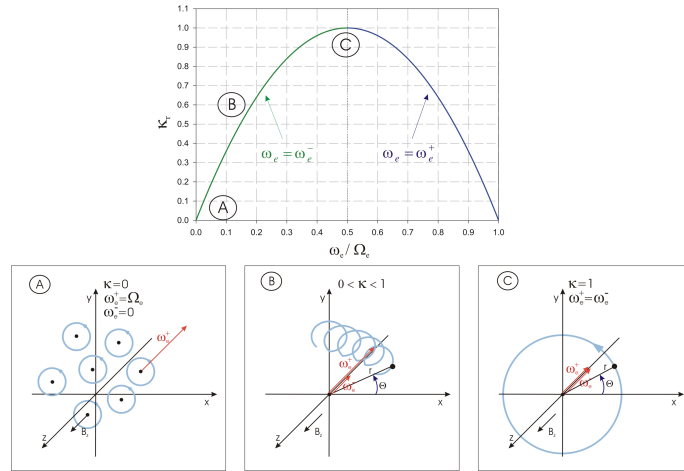


Abbildung 1.3: Oben: Einschlusseffizienz  $\kappa_r$   
 Unten: Die Bewegungen der Elektronen für einen unterschiedlichen Einschluss (Schulte, 2013).

In der Realität hat das Elektronenplasma eine hohe Temperatur und die Wech-

selwirkung der Elektronen mit dem Restgas können nicht vernachlässigt werden. Insbesondere, wenn die Linse zur Ionenstrahlfokussierung genutzt werden soll, muss der Einfluss der Ionen auf den Plasmaeinschluss berücksichtigt werden.

In radialer Richtung entsteht ein Elektronenverlust aufgrund von Teilchenstößen. Die Elektronen diffundieren über die Magnetfeldlinien hinweg.

## 1.2 Elektronenbewegungen in magnetischen Feldern

Durch elektrische und magnetische Felder werden die in der Gabor-Linse eingeschlossenen Elektronen abgelenkt:

Sind geladene Teilchen (Elektronen, Ionen) ausschließlich einem (homogenen) Magnetfeld ausgesetzt, wirkt die Lorentzkraft auf sie.

$$|\vec{F}_L| = |q| |\vec{v}| \times |\vec{B}| \sin\alpha \quad (1.15)$$

Die Ladung  $q$  und die Geschwindigkeit  $v$  bilden mit dem Magnetfeld  $B$  das Kreuzprodukt, aus dem die Lorentzkraft  $F_L$  resultiert.  $\sin(\alpha)$  ist der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Teilchens und dem homogenen Magnetfeld. Hat das Teilchen eine Geschwindigkeitskomponente, die genau senkrecht zum homogenen Magnetfeld ist, wird es auf eine Kreisbahn abgelenkt. Bei einem kleineren oder größeren Winkel rotiert es spiralförmig um die Magnetfeldachse. Der Radius der Kreisbahnen heißt Larmor Radius (oder auch Gyrationradius):

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (1.16)$$

Wirkt nicht nur ein homogenes magnetisches, sondern auch ein konstantes elektrisches Feld auf die Elektronen, entsteht der  $E \times B$  Drift. Die Drift Geschwindigkeit ist senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld und unabhängig von Ladung oder Energie; sie ist nur abhängig von den Feldern selbst.

$$\mathbf{v}_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.17)$$

### 1.2.1 Gradient B Drift

Durch die Krümmung des Anodenrohrs in der toroidalen Gabor-Linse unterscheidet sich die Magnetfeldstärke vom äußeren zum inneren Strahlrohrrand. Der resultierende B-Feld Gradient beträgt in der Linse 13,9%. Die Drift Geschwindigkeit ist gegeben durch (Rechnung nach [Joshi](#)):

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2} \quad (1.18)$$

Dabei ist:

$r_L$  Lamorradius

$\pm$  steht für die Ladung des entsprechenden Teilchens

In Zylinderkoordinaten hat  $\nabla \times \mathbf{B}$  nur eine z-Komponente und man kann schreiben:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_{\theta}) = 0 \quad (1.19)$$

$$\implies B_{\theta} \propto \frac{1}{r} \quad (1.20)$$

daraus folgt:

$$\frac{\nabla |B|}{|B|} = - \frac{\mathbf{R}_c}{R_c^2} \quad (1.21)$$

mit:

$R_c$  konstanter Radius der Magnetfeldlinien

Einfügen in Gleichung 1.18 führt zu einer Driftgeschwindigkeit beim Gradient B Drift von:

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{1}{2} \frac{m}{q} v_{\perp}^2 \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2 B^2} \quad (1.22)$$

In einer zylindersymmetrischen Gabor-Linse ist der Einfluss des Driftes aufgrund der geringen Elektronenmasse vernachlässigbar klein. In der toroidalen Gabor-Linse ist das Magnetfeld aber nicht homogen verteilt. Es steigt vom äußeren zum inneren Strahlrohrrand, während die Magnetfeldlinien senkrecht zum Drift in das Anodenrohr hinein zeigen. Deshalb wird das Elektron trotz geringer Masse von seiner Bahn nach oben abgelenkt.

Durch die aufgeführten Drifte gehen Elektronen aus dem Linsenvolumen verloren.



Um das Plasma zu erhalten, müssen somit immer ausreichend neue Elektronen über Stoßanregung produziert werden.

## 1.3 Arbeitsfunktion

Wenn die Einschlussbedingungen in der Gabor-Linse in beiden Ebenen identisch sind, stellt sich ein Gleichgewichtszustand im Elektronenplasma ein. Aus diesem Zustand lassen sich Konfigurationsvorschriften für die Parameter Anodenpotential  $\phi_A$  und Magnetfeld  $B_Z$  ableiten, die als externe Felder den Plasmaeinschluss verändern. Davon ausgehend, dass die maximale Einschlussdichte in radialer wie in longitudinaler Richtung identisch ist  $n_{e,max,trans} = n_{e,max,long}$ , kein Ionenhintergrund existiert und Anodenrohr- sowie Plasmaradius der Linse gleich sind, folgt:

$$n_{e,max,trans} = n_{e,max,long} \quad (1.23)$$

$$\frac{4\varepsilon_0\phi_A}{er^2} = \frac{\varepsilon_0 B_Z^2}{2m_e} \quad (1.24)$$

$$\Rightarrow \phi_A = \frac{B_Z^2 er^2}{8m_e} \quad (1.25)$$

Formel 1.25 stellt die Arbeitsfunktion (AF) der Gabor-Linse ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen Radien des Anodenrohrs  $r = R_A$  und des Plasmas  $R_P$  dar. Da aber davon ausgegangen wird, dass sich die Plasmawolke hauptsächlich zwischen dem Radius der Elektroden bildet, sollte der Unterschied für die reale Gabor-Linse beachtet werden. Außerdem werden in der realen Linse Elektronenladungen durch den Ionenhintergrund neutralisiert. Beachtet man den Neutralisierungsfaktor  $f$  sowie den Unterschied im Anodenrohr- und Plasmaradius, verändert sich die Formel zu (Schulte, 2013):

$$\phi_A = \frac{eR_P^2(1 + 2\ln(\frac{R_A}{R_P}))B_Z^2}{8m_e}(1 - f) \quad (1.26)$$

Mit den Abmaßen, der in dieser Arbeit vorliegenden Linse

$R_{\text{Elektrode}} = R_P = 0,065\text{m}$ ,  $R_A = 0,1\text{m}$ , erhält man für das Anodenpotential  $\phi_A \approx 17,31 \cdot 10^7 \cdot B_Z^2$  [V]. Für das Magnetfeld können dann entsprechende Werte eingesetzt werden. Am Netzteil wird der Strom des Magneten in Ampere eingestellt, weshalb noch eine Umrechnung in Millitesla mit dem Umrechnungsfaktor:  $1\text{A}=1,29\text{mT}$  (Joshi, 2009) durchgeführt werden muss. Neben Potential und Magnetfeld ist die Stabilität des Plasmazustandes entscheidend vom Druck abhängig. In Abbildung 1.4 sind zwei berechnete Arbeitsfunktionen zu sehen. Während die rote Kurve nur die AF für den Anodenrohrradius zeigt, beschreibt die schwarze Kurve die erweiterte AF unter Berücksichtigung des Plasmaradius.

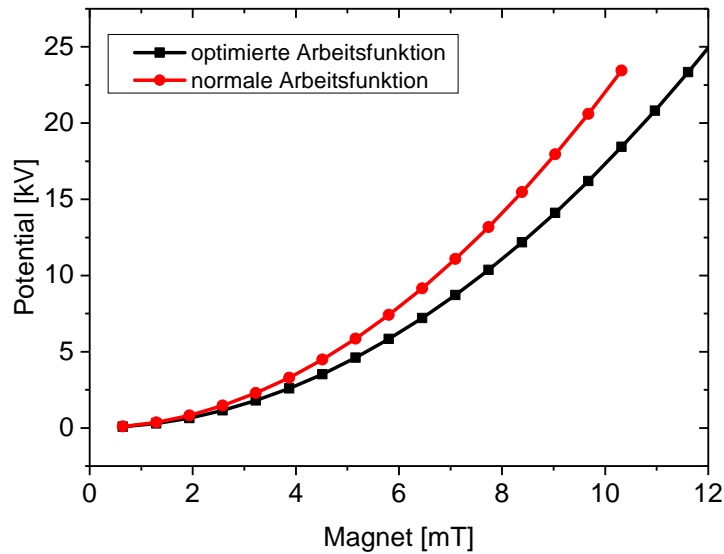


Abbildung 1.4: Vergleich der Arbeitsfunktionen: nur Anodenrohrradius (rot), Elektroden- und Anodenrohrradius (schwarz), kein  $f$

In der perfekten Linse gilt:  $R_A = R_P$  und  $f=0$  und Formel 1.26 vereinfacht sich wieder zu Formel 1.25.

Durch den Magnetfeldgradienten in der toroidalen Gabor-Linse gelten berechnete Arbeitsfunktionen nur für die Mitte des Strahlrohrs. An der Innenseite ist der Magnetfeldwert um den Faktor 1,074 höher, während er an der Außenseite um den Faktor 0,935 niedriger ist ( $1/r$  Abhängigkeit, siehe [Joshi](#)). Dies berücksichtigt, ergeben sich für die  $n$ -Positionen von der Innen- bis zur Außenseite der Linse  $n$  verschobene Funktionen. Die optimalen, homogenen Einschlussbedingungen im Linsensegment gelten dementsprechend ausschließlich für den jeweiligen Bereich, etwa für die Mitte. In Abbildung 1.5 sind beispielhaft die Arbeitsfunktionen für den inneren (blau) und äußeren (rot) Rand aufgetragen. In Schwarz ist die AF für die Mitte des Toroiden eingezeichnet. Für die Berechnung der AF wurde Formel 1.26 für den idealen Einschluss ( $R_A = R_P$  und  $f=0$ ) gewählt. Es ist zu sehen, dass die AF für die innere Seite des Strahlrohres deutlich über der des äußeren Rands liegt. Variiert die Position der Plasmawolke im Anodenrohr, verändert sich dementsprechend auch die Arbeitsfunktion der Wolke.

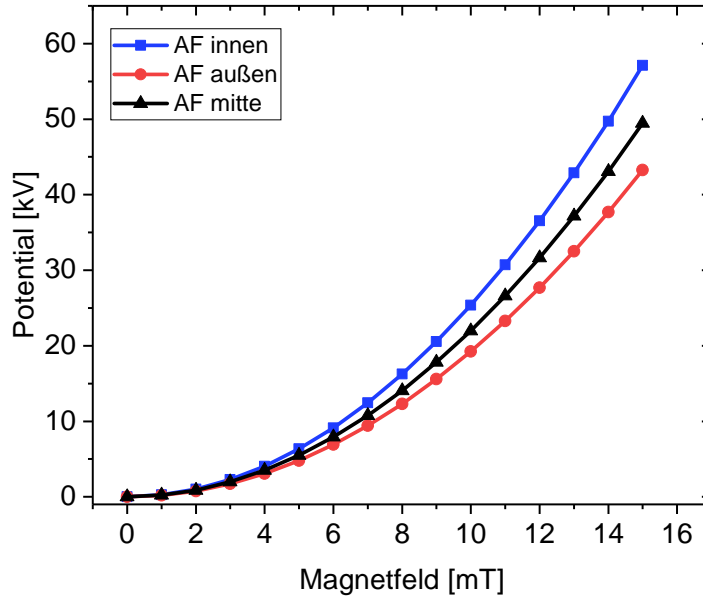
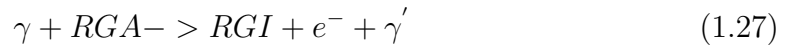


Abbildung 1.5: Vergleich der Arbeitsfunktionen in Mitte und Rändern des Linsen-segments; Rechnung nach Formel 1.25 ideale Gabor-Linse

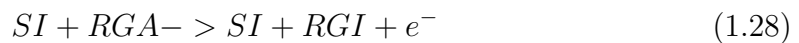
## 1.4 Elektronenproduktion in der Gabor-Linse

Für die Elektronenproduktion in der Gabor-Linse wird ein geringer Teil an Rest-gas benötigt. Meistens handelt es sich um Stickstoff oder Helium, aber auch andere Gase, wie zum Beispiel Argon, werden genutzt. Folgende Prozesse können durch Einstellen der Parameter Magnetfeld und Potential auftreten (Meusel, 2005):

1. Ein Restgasatom (RGA) wird durch ein einfallendes Photon in Form kosmi-scher Strahlung oder natürlicher Radioaktivität ionisiert. Es entsteht ein Restgasion (RGI), ein Elektron und ein Photon.



2. Beim Einsatz der Linse zur Fokussierung von Ionenstrahlen können ebenfalls Lin-senelektronen entstehen. Stoßen ein eintreffendes Strahlion und ein Restgasatom aufeinander, wird ein Elektron freigesetzt und in der Linse eingeschlossen.



Anschließend können zusätzlich diese Reaktionen stattfinden:

3. Ein Elektron und ein Restgasatom treffen aufeinander. Es entstehen ein Restgas-

## 1 Theoretischer Hintergrund

ion und zwei Elektronen.



4. Ein Restgasion und ein Restgasatom treffen aufeinander. Es entstehen zwei Restgasionen und ein Elektron.

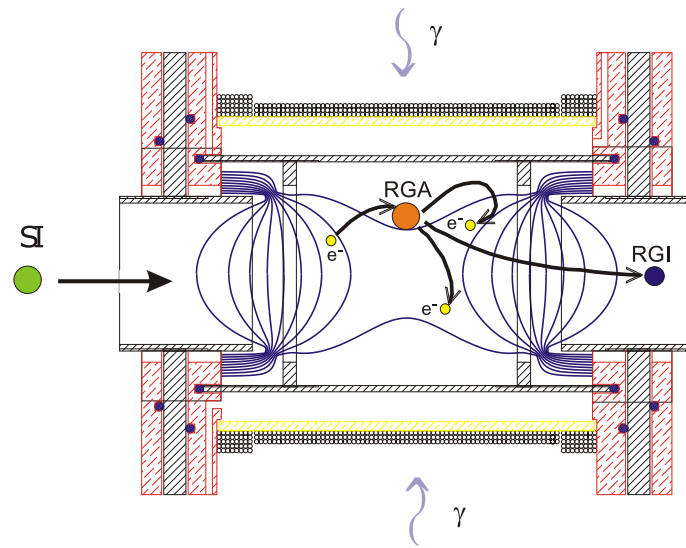
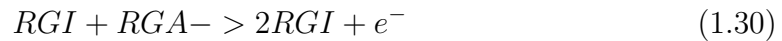


Abbildung 1.6: Schema zur Elektronenproduktion (nach Meusel)

In Abbildung 1.6 ist die Elektronenproduktion und deren Einschluss in der Gabor-Linse anschaulich dargestellt.

Die Plasmazündung kann theoretisch durch das Paschen-Gesetz beschrieben werden mit der Einschränkung, dass die Elektronen nur über Restgasionisation produziert werden. Man nimmt an, dass die Elektronenanzahl entlang eines Flugpfades wächst:

$$\frac{dN}{dd} = N_0 \alpha \quad (1.31)$$

$$\Rightarrow N = N_0 \cdot \exp(\alpha d) \quad (1.32)$$

Dabei ist:

N Anzahl der Elektronen

d der Flugpfad der Elektronen

$\alpha$  der erste Townsend Koeffizient:  $\alpha = A \exp\left(\frac{-Bpd}{U}\right)$ . Er gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der neue Elektronen pro freier Weglänge durch Stöße erzeugt werden.

A und B sind Gaskonstanten, welche aus dem Clausius-Weglängengesetz experimentell ermittelt werden. Für Helium gilt:  $A = 3 \frac{1}{\text{cmTorr}}$ ,  $B = 34 \frac{\text{V}}{\text{cmTorr}}$ , für Stickstoff gilt:  $A = 12 \frac{1}{\text{cmTorr}}$ ,  $B = 342 \frac{\text{V}}{\text{cmTorr}}$  (Tampe, 2008, S. 19).

Der Elektronenzuwachs pro freier Weglänge wird mit  $\alpha/p$  beschrieben,  $U/pd$  stellt die Energiezunahme pro freier Weglänge dar. Um eine erfolgreiche Zündung herbeizuführen, muss folgendes Kriterium gelten:  $\frac{N}{N_0} = \exp(\alpha d) > 1$ . Das bedeutet, es müssen mehr Elektronen produziert werden, als verloren gehen. Diese Annahmen führen zur Zündbedingung des nichtneutralen Plasmas nach dem Paschen Gesetz:

$$U = \frac{Bpd}{\ln(Apd)} \quad (1.33)$$

## 1.5 Verluststrom

Der messbare Verluststrom in der Gaborlinse setzt sich aus dem Strom der Ionen und Elektronen zusammen, die das Linsenvolumen verlassen.

$$I_{\text{Verlust}} = I_{\text{Ion}} + I_{\text{VerlustElektron}} \quad (1.34)$$

Der Verluststrom ist hauptsächlich abhängig von den Einschlussparametern Magnetfeld und Potential, sowie von der Elektronentemperatur in der Linse und der daraus resultierenden Geschwindigkeit der Elektronen. Es gilt zwischen longitudinalen Elektronenverlusten und transversalen Elektronenverlusten zu unterscheiden (Meusel, 2005). Der Restgasdruck, abhängig von der Gassorte, hat ebenfalls einen großen Einfluss. Die Wirkungsquerschnitte (cross section) der Ionisierung durch die Elektronen liegen für die jeweiligen Gassorten bei einer unterschiedlichen Energie und somit Elektronentemperatur. Während molekularer Stickstoff ( $\text{N}_2$ ) einen maximalen Wirkungsquerschnitt bei einer Energie von 98 eV hat, liegt dieser bei Helium (He) beispielsweise bei  $\sim 123$  eV (NIST, 2017). Der exakte Verlauf des Verluststroms ist demnach von vielen Parametern abhängig und kann im Voraus nicht berechnet werden.



## 2 Aufbau des Experiments

In diesem Kapitel wird der Aufbau der toroidalen Gabor-Linse sowie der, für die nachfolgenden Messreihen benötigten, Diagnoseelemente gezeigt. Erste Testmessungen in unterschiedlichen Feldkonfigurationen werden besprochen.

### 2.1 Die toroidale Gabor-Linse

Die in dieser Arbeit verwendete Gabor-Linse besteht aus einem Toroidmagneten, in dessen Innerem eine zylinderförmige, toroidale Anode mit einem Winkel von  $30^\circ$  liegt. Elektroden aus Kupfer ragen in die Anode hinein und können auf ein Potential von maximal  $-10\text{kV}$  gelegt werden (Abbildung 2.1). Das Anodenrohr ist geerdet. Mit einer Vakuumpumpe wird ein Druck im Bereich von  $1 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-6}$  mbar

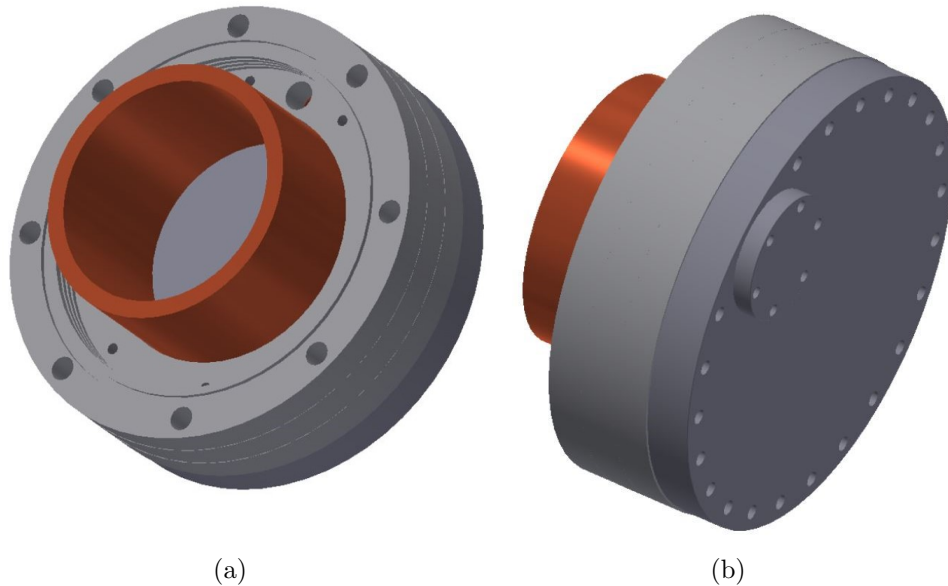


Abbildung 2.1: a) Innenansicht der in die Anode ragenden Kupferelektrode mit Isolierflanschen, Halterungsflansch und Deckel.  
b) Draufsicht auf den Deckel mit aufgesetztem CF40-Flansch, der bei den Messungen durch einen CF-Stecker ersetzt wird und zum Anschluss der Diagnose dient.

erreicht. Der Toroidmagnet wird über ein Netzteil angesteuert. Es werden Ströme

## 2 Aufbau des Experiments

im Bereich von 5-10 A angelegt. Der Aufbau des Experiments ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Der Elektroneneinschluss erfolgt, wenn die Parameter Magnetfeld, Span-

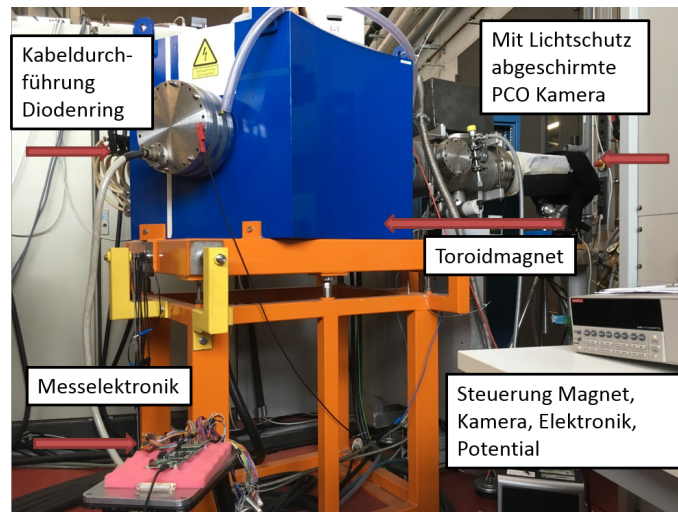


Abbildung 2.2: Gesamter Aufbau des Experiments.

nung und Druck aufeinander abgestimmt eingestellt werden. Über Magnetfeld und Spannung bestimmt man die Größe des Einschlusses, über den Druck die Anzahl der Restgasatome, die sich im Linsenvolumen befinden und somit durch Elektronen angeregt werden können. Die Einschlussbedingungen müssen vorher über die, im Theorieteil hergeleitete Arbeitsfunktion der Linse berechnet werden. Sind Elektronen in der Linse eingeschlossen, können sie das Restgas ionisieren, sodass Restgasionen entstehen. Diese verlassen das Linsenvolumen und werden zusammen mit den Verlustelektronen als Strom gemessen. Wird Stickstoff als Restgas eingelassen, leuchtet es bläulich; am Rand der Elektrode ist außerdem ein grün leuchtender Ring zu sehen (Abbildung 2.3). Dieser entsteht durch die Verlustelektronen, die aus dem longitudinalen Einschluss entweichen, dem axial symmetrischen Magnetfeld folgen und auf die Elektrode prallen.

## 2.2 Erste Messungen

Zunächst wurde geprüft, ob der Elektroneneinschluss in der toroidalen Gabor-Linse überhaupt erfolgen würde. Es ist das erste Mal, dass eine statische Elektronenwolke auf diese Weise eingeschlossen wird.

Elektronen, die in der Linse entstehen, erhalten ihre Energie durch das elektrische Feld. Bei einer deutlich längeren Anode, wird das elektrische Feld kleiner und die Elektronen haben eine geringe kinetische Energie. Ist diese zu niedrig um Rest-



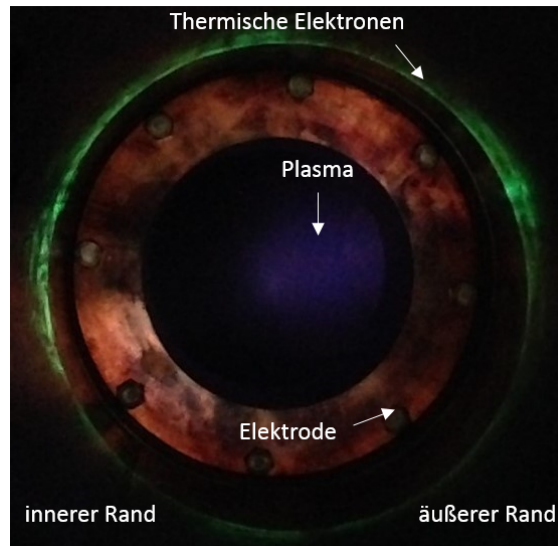


Abbildung 2.3: Bläulich leuchtendes Restgas mit grün leuchtendem Ring, der durch die Verlustelektronen entsteht.

gasatome ionisieren zu können, entsteht kein Einschluss in der Linse.

$$\lim_{l \rightarrow \infty} \frac{r}{l} = 0 \Rightarrow E = 0 \quad (2.1)$$

für  $r = \text{konstant}$

Die theoretisch optimalen Konfigurationsvorschriften für den Einschluss in der toroidalen Linse, sind in der Arbeitsfunktion dargestellt (siehe Abbildung 1.4). Als Gasart wurde Luft eingelassen. Nach der aufgestellten Funktion für den Innen- und Außenradius wurden zunächst ein Magnetfeld von 7 mT (5,5 A) und ein Potential von 8,5 kV angelegt. Die experimentell gemessenen Daten zeigten aber schnell, dass ein höheres Magnetfeld ab etwa 10,32 mT (8 A) nötig ist, um einen, am Amperemeter messbaren, Verluststrom zu erreichen. Der Verluststrom zeigt an, dass ein Plasmaeinschluss existiert. Weiterhin hängt es sehr stark vom Druck ab, wie schnell das nichtneutrale Plasma entsteht. So misst man beispielsweise bei einem Magnetfeld von 12,9 mT (10 A) und einem Druck von  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar bei etwa 8 kV einen Strom. Ist der Druck höher, zum Beispiel  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar oder  $3 \cdot 10^{-5}$  mbar, ist dieser bereits bei einem Potential von 5 kV beziehungsweise 5,5 kV messbar. Nun konnten erste Strom-Spannungs-Kurven in Abhängigkeit der verschiedenen Drücke gemessen werden (Abbildungen 2.4 bis 2.7).

## 2 Aufbau des Experiments

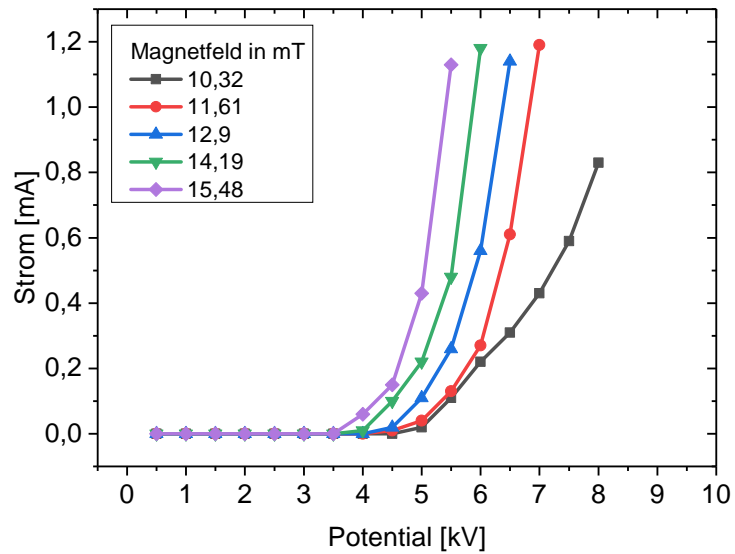


Abbildung 2.4: Strom-Spannungs-Kennlinie bei einem Druck von  $3 \cdot 10^{-5}$  mbar

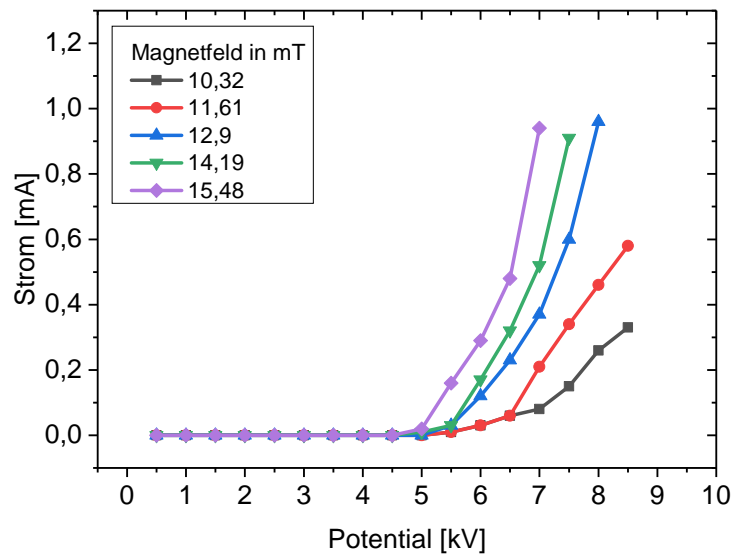


Abbildung 2.5: Strom-Spannungs-Kennlinie bei einem Druck von  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar

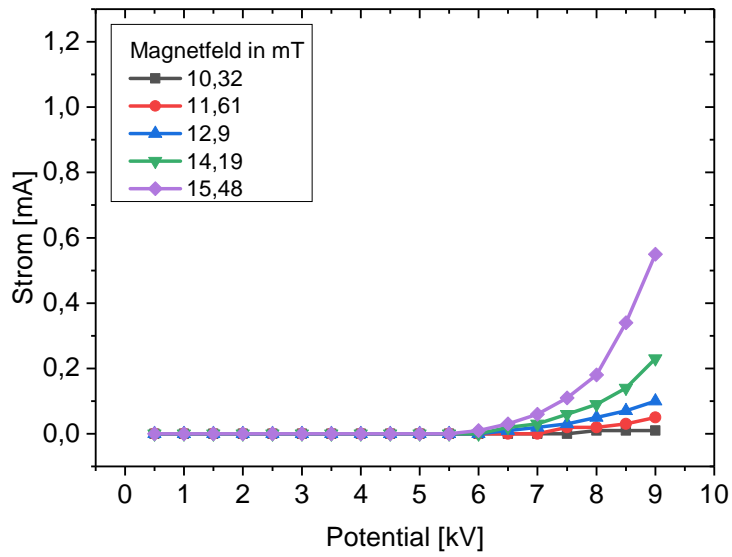


Abbildung 2.6: Strom-Spannungs-Kennlinie bei einem Druck von  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar

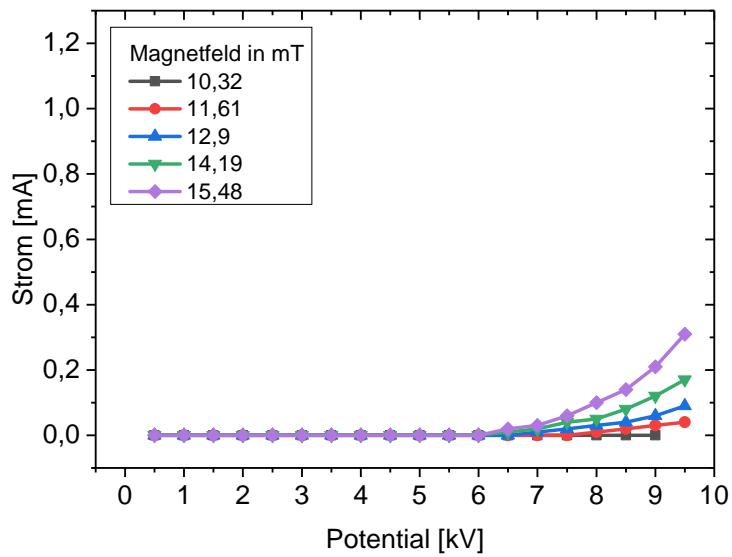


Abbildung 2.7: Strom-Spannungs-Kennlinie bei einem Druck von  $9 \cdot 10^{-6}$  mbar

## 2 Aufbau des Experiments

Zu sehen ist, ab welcher Spannung bei unterschiedlichem Magnetfeld und unterschiedlichem Druck zwischen Anode und Elektrode ein Strom fließt. Dieser Verluststrom setzt sich aus dem Strom der Ionen sowie der Verlustelektronen zusammen und wird im Folgenden Plasmastrom genannt (siehe Abschnitt 1.5).

Dabei ist es wichtig zu beachten, dass die Registrierung eines Plasmaeinschlusses bei dieser Messmethode abhängig von der Genauigkeit des Amperemeters ist. In den Abbildungen ist zu sehen, wann der Plasmastrom einsetzt, wie hoch und wie konstant dieser ist. In einer weiteren Darstellung, Abbildung 2.8, wird das Magnetfeld bei 14,2 mT (11 A) festgehalten und der Druck in Abhängigkeit von Strom und Spannung aufgezeigt.

Insgesamt kann man folgendes beobachten:

1. Je höherer der Druck, desto schneller werden Restgasatome ionisiert und ein Plasmastrom ist messbar. Bei zu hohem Druck lassen sich jedoch Instabilitäten beobachten. Der Druckbereich zwischen  $9 \cdot 10^{-5}$  mbar und  $9 \cdot 10^{-6}$  mbar sollte deshalb bei der Charakterisierung der toroidalen Gabor-Linse möglichst eingehalten werden.
2. Je höher das Magnetfeld, desto früher entsteht ein nichtneutrales Plasma und desto höher und stabiler ist der Plasmastrom.
3. Je höher das Potential, desto größer ist der Plasmastrom.

Die ersten Messreihen zeigen ein sehr stabiles nichtneutrales Plasma, welches durch

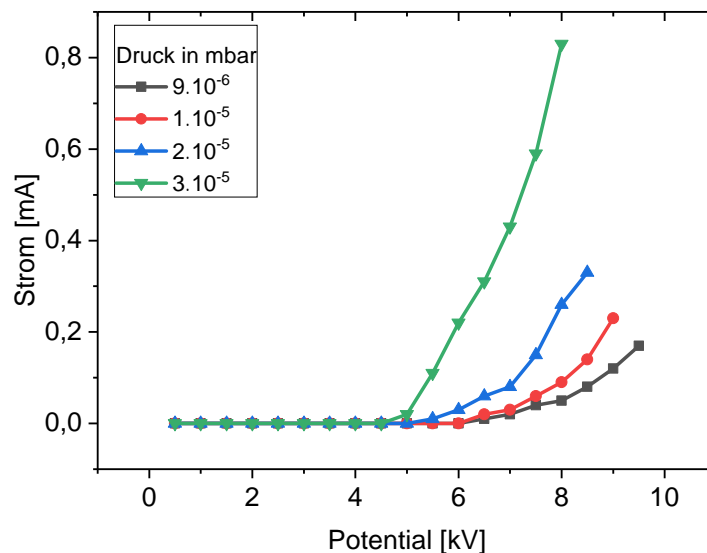


Abbildung 2.8: Veränderung des Drucks in Abhängigkeit von Strom und Spannung. Gasart: Stickstoff, Magnetfeld: 14 mT

die Parameter Druck, Magnetfeld und Spannung beeinflusst und verändert werden kann. Die Messungen waren vielfach reproduzierbar. Steigt das Magnetfeld und/oder

die Spannung, steigt auch der Plasmastrom an. Steigt der Druck, vergrößert sich der Plasmastrom ebenfalls. Diese Beobachtungen decken sich mit denen von John W. Berkery et al. im Paper „Confinement of pure electron plasmas in the Columbia Non-neutral Torus“ ([Berkery et al., 2007](#)). Er beobachtet in seinem Experiment, dass erst ab einer bestimmten Größe der Parameter das Plasma stabil ist. Ansonsten werden plötzliche Sprünge und sogar das Zusammenbrechen des Plasma Einschlusses registriert. Werden Spannung und Druck zu hoch eingestellt, kommt es wiederum zu Instabilitäten. Das Non-neutral Torus Experiment ist ein Stellerator, der zur Untersuchung nichtneutraler Plasmen, die in einem Magnetfeld eingeschlossen werden, dient. Auch wenn die Geometrie sowie die Größe dieses Experiments sich stark von der toroidalen Gabor-Linse unterscheiden, sind die Ergebnisse und Analysen des „Departments of Applied Physics“ in Columbia, den in dieser Masterarbeit durchgeführten Messungen ähnlich und geben gute Hinweise und Denkansätze für eine Auswertung.

Die Form des Plasmas ist aufgrund der toroidalen Linse nicht zylindersymmetrisch und mittig, sondern zum inneren Rand der Anode verschoben und zur Mitte hin schwächer werdend. Weiter fällt auf, dass bei sehr kleinen Plasmaströmen das Intensitätsmaximum zunächst vermeintlich näher am äußeren Rand liegt, bevor es sich bei höheren Strömen nach innen verschiebt.

Nachdem die erste Charakterisierung des Plasmas durch Messungen unterschiedlicher Feldkonfigurationen erfolgreich abgeschlossen werden konnte, wurden im zweiten Schritt des Experiments die Diagnoseinstrumente aufgebaut. Mit diesen soll es möglich sein, die Form und den Zustand des Plasmas genauer zu erforschen.

## 2.3 Die Diagnoseinstrumente

Zur Untersuchung und Charakterisierung des NNPs bedarf es geeigneter Diagnoseinstrumente. Nicht invasiv ist eine digitale CCD-Kamera mit gekühltem 14-Bit-Dynamikbereich der Firma pco. ausgewählt worden (pco 1600), die mit einem dreibeinigen und höhenverstellbaren Stativ vor das Glasfenster der Linse justiert wurde. Die Kamera hat eine Pixelauflösung von  $1600 \times 1200$ , kann 30 Bilder/s aufnehmen und hat ein Ausleserauschen von  $10 e^-$  rms bei 10 MHz. Ihre Belichtungszeit reicht von 500 ns bis hin zu 49 Tagen (pco., 2017). Der Spektralbereich der Kamera geht

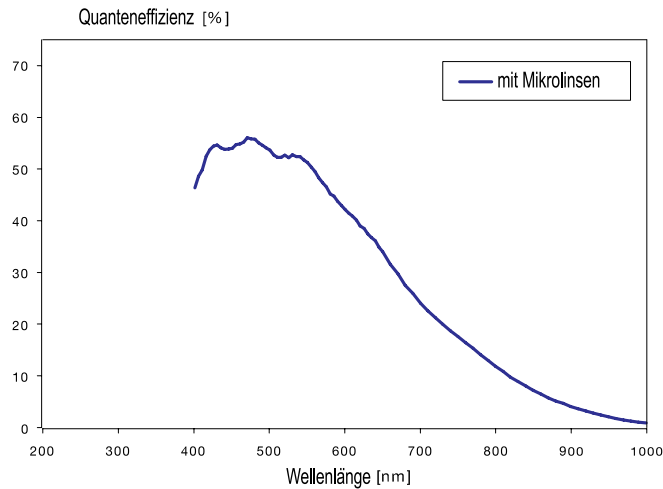


Abbildung 2.9: Quanteneffizienz der CCD-Kamera

von 320 nm bis hin zu 1000 nm, mit einem Maximum der Quanteneffizienz von 55 % (siehe Abbildung 2.9). Die Quanteneffizienz  $\eta$  ist das Verhältnis ausgelöster Elektronen  $n_e$  zu eingestrahlenen Photonen  $n_p$ .

$$\eta = \frac{n_e}{n_p} \quad (2.2)$$

Um die Versuchsbedingungen weiter zu verbessern, wurde die Kamera zusätzlich von der Helligkeit der Umgebung abgeschirmt. Der Zoom des Objektivs muss präzise eingestellt werden, damit die Kamera das Plasma scharf darstellt. Dazu wird der Abstand Mitte Toroid bis Glasscheibe gemessen. Dieser beträgt 112 cm. Mit Millimeterpapier an der Wand und dem entsprechenden Abstand von diesem zur Kamera, wurde das Objektiv voreingestellt. Die Kamera kann aufgrund ihrer Standarddaten-schnittstellen über den Computer gesteuert werden. Für optimale Bilder musste das Plasma fünf Sekunden belichtet werden. Bei einer geringeren Belichtungszeit war das Signal-Rauschverhältnis ungünstig. Das Rauschen entsteht hauptsächlich durch

den Dunkelstrom ( $0,01 \text{ e}^-/\text{pixel}/\text{s}$  bei  $-20^\circ\text{C}$ ) des CCD-Chips.

Bei der Datenanalyse über die Kamerabilder ist zu beachten, dass diese aufgrund der Biegung des Anodenrohrs nur eine Projektion der Leuchtdichteverteilung ablichten kann.

In die Gabor-Linse selbst wurde deshalb ein Photodiodenring montiert, um über den Photostrom in situ die Leuchtdichte und deren Verteilung (Symmetrie) messen und analysieren zu können. Der Diodenring (Bau und Design von [Ates](#)) ist ein Isolator-

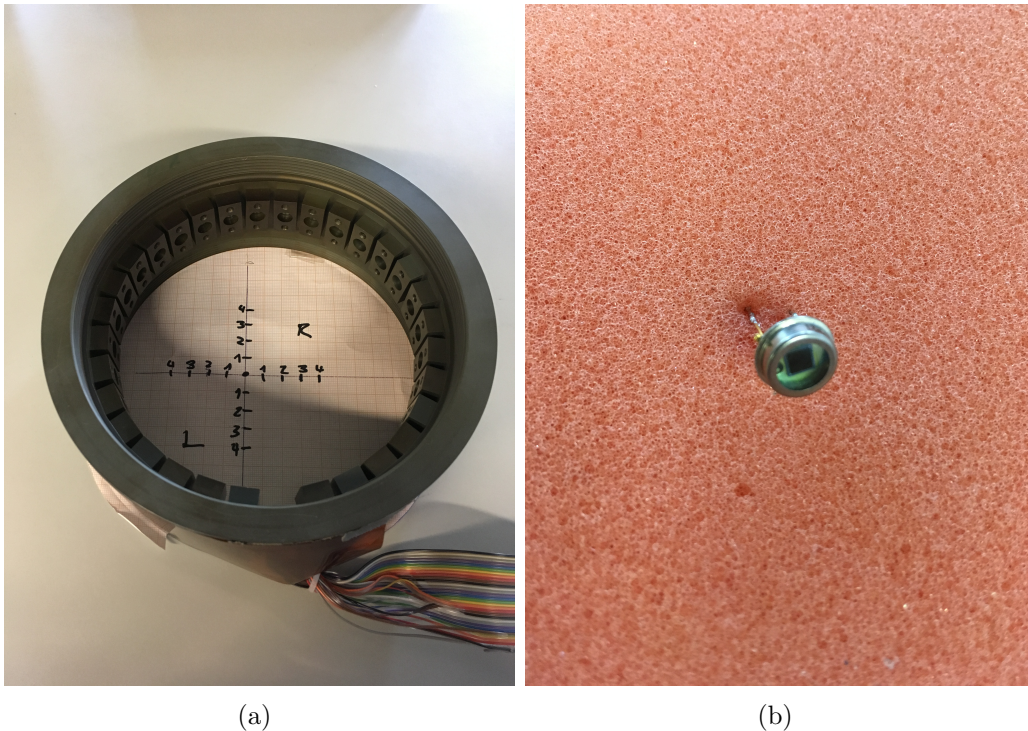


Abbildung 2.10: a) Diodenring mit 31 Photodioden und entsprechender Verkabelung  
b) Einzelne Photodiode

ring aus Vinidur, an dessen Innenseite 31 Photodioden (BPW21 von [Siemens](#)) mit einer Winkelakzeptanz von  $30,75^\circ$  montiert werden können (siehe Abbildung 2.10). Sie haben eine Quanteneffizienz von 80 % und eine spektrale Fotoempfindlichkeit von  $0,8 \text{ A/W}$  (erzeugter Photostrom zu einfallendem Licht) bei einer Wellenlänge von  $550 \text{ nm}$  (siehe Abbildung 2.11). Die spektrale Empfindlichkeit der Photodioden liegt im Bereich von  $350 \text{ nm}$  bis  $820 \text{ nm}$ . Die Signale der Photodioden können bei entsprechender Verkabelung sowohl über eine Elektronikplatte, als auch von Hand über ein Nanoamperemeter abgegriffen werden. Die Photodioden produzieren aus den absorbierten Photonen einen messbaren elektrischen Strom. Sie bestehen aus einem Siliziumhalbleiter, auf dessen n-dotierter Seite sich die Elektronen im Leitungsband befinden, während die p-dotierte Seite entsprechend Löcher im Valenzband aufweist. Aufgrund der Diffusion und Rekombination von Elektronen und Löchern

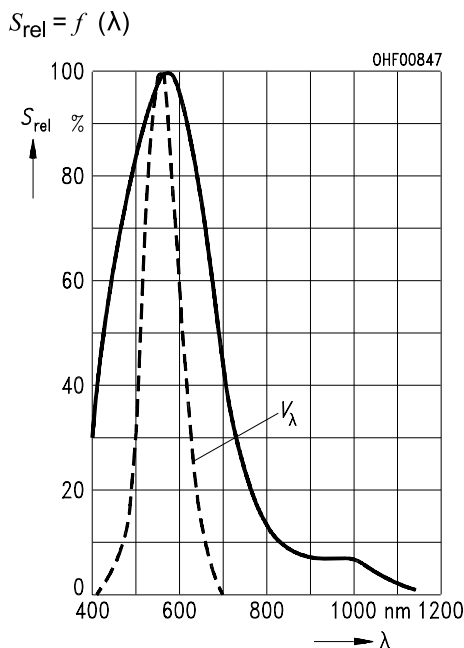


Abbildung 2.11: Relative spektrale Sensitivität der Photodioden (Siemens, 1998)

(Konzentrationsgradient der freien Ladungsträger) fehlen nun auf beiden Seiten Ladungsträger, und ein elektrisches Feld entsteht. Es bildet sich ein Überschuss an Elektronen im p-Bereich sowie ein Überschuss an Löchern im n-Bereich. Dazwischen entsteht eine Sperrschicht. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung oder durch Photonenfluss kann diese überwunden werden. Die charakteristische Durchlassspannung beträgt 0,7 V. Tritt nun ein Photon in diese Sperrschicht, hebt es ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband an und erzeugt somit ein Elektronen-Loch-Paar. Schaltet man ein Amperemeter in Reihe, kann man einen Strom messen, der proportional zur Intensität des einfallenden Lichtes ist.

Bevor der Photodiodenring mit den Dioden und der Auswerteelektronik versehen wurde, ist er probeweise in die Gabor-Linse eingebaut worden. Es sollte überprüft werden, ob der Plasmaeinschluss mit Ring noch zustande kommt und, wenn ja, ob dieser Einschluss stabil ist und dieselben Plasmastrom-Spannung-Kennlinien gemessen werden können, wie zuvor.

Dazu wird eine bereits ohne Ring durchgeführte Serie nachgemessen. Folgende Parameter gehören dazu: Druck  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar, B-Feld: 10,32 mT-15,48 mT. Während die einzelnen Kurven der ursprünglichen Messreihe konstant im Stromfluss ansteigen, sobald Magnetfeld oder Potential erhöht werden und sich dadurch eindeutige Ableitungen schlussfolgern lassen (siehe Abschnitt 2.2), ist das bei der Durchführung mit Diodenring nicht mehr der Fall. In den Abbildungen 2.12 und 2.13 sind die Messreihen gegenübergestellt. Der Strom ist in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen. Es ist gut zu sehen, dass nach dem Einbau des Rings, die Messkurven



geringere Werte sowie Sprünge und Unregelmäßigkeiten im Verlauf aufzeigen. Besonders auffällig waren die Messungen bei 11,61 mT und 14,19 mT. Bei 11,61 mT brach der Stromfluss bei 7 kV zusammen und sackte von 0,29 mA auf 0,03 mA ab. Dies wiederholte sich mehrmals. Bei 14,19 mT konnte ein mehrere Minuten andauerndes Blitzen durch Überschläge beobachtet werden. Es entsteht, wenn Teilchen auf den Vinidur Ring schlagen und diesen lokal aufladen. Dadurch, dass der Ring ein Isolator ist, können die Ladungen nicht abfließen, sondern entladen sich elektrostatisch in Form eines Blitzes.

Durch den Einbau des Diodenrings konnten Störungen im Einschluss des nichtneutralen Plasmas beobachtet werden.

Nach diesen ersten Messungen, ist das Plasma deshalb über mehrere Tage konditioniert worden. Dabei werden Partikel, die zum Beispiel am Anodenrohr haften, von den Plasmateilchen desorbiert und können aus der Linse diffundieren. Die Gabor-Linse wird so gereinigt. Zusätzlich wurde eine neue Pumpe montiert, die ein besseres Vakuum ermöglicht und das analoge Netzteil durch ein digitales Mikroamperemeter ersetzt. Dadurch ist die Beobachtung von Mikroströmen möglich, die auch schon bei einem Potential von 0,5 kV fließen.

Nach der Konditionierung wurde die Messreihe erneut durchgeführt. Der Plasmastrom ist aber nach wie vor geringer und instabiler, als ohne den Photodiodenring. Es ist in Betracht zu ziehen, ob die Störungen durch Ablagerungen auf den Oberflächen des Vinidur-Materials und somit durch Desorption und Ausgasungen verursacht werden. Die Restgaszusammensetzung ändert sich in Folge dessen und der Plasmaeinschluss wird beeinflusst. Dies ist auch am steigenden Druck erkennbar.

Außerdem kommt es durch die elektrostatische, lokale Aufladung des Rings zu einer Ladungsveränderung am geerdeten Anodenrohr. Durch den Ring ist dann ein Teil des Volumens mit Potential beaufschlagt. Dies verändert den globalen Potentialverlauf im Inneren der Linse.

Die Volumenveränderung in der Gabor-Linse aufgrund des Diodenrings dürfte dagegen keinen Einfluss auf die Plasmawolke haben. Die Maße des Ringes (innerer Radius 7,4 cm ) liegen über denen der Elektrode (Radius 6,5 cm), weshalb das Diagnoseelement sich nicht im Plasmavolumen befinden kann.

## 2 Aufbau des Experiments

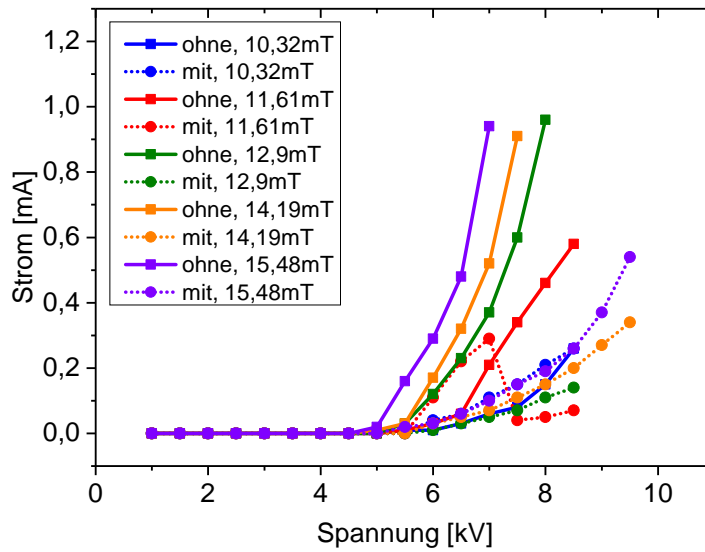


Abbildung 2.12: Mit Diodenring - ohne Diodenring, erste Messreihe, Vergleich der ausgewählten Messreihen mit den Parametern Druck:  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar, B-Feld: 10,32 mT-15,48 mT.

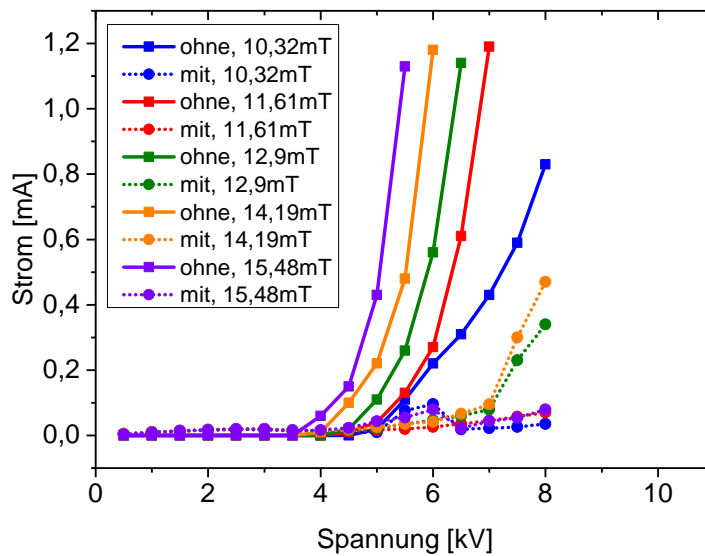


Abbildung 2.13: Mit Diodenring - ohne Diodenring, zweite Messreihe, Vergleich der ausgewählten Messreihen mit den Parametern Druck:  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar, B-Feld: 10,32 mT-15,48 mT.

### 2.3.1 Einbau des Photodiodenrings in die Gabor-Linse

Für die Verkabelung des Diodenrings an die Elektronikplatte müssen Durchführungen durch die Gabor-Linse geplant werden. Mit der 3D-CAD-Software Inventor ist es möglich, die Änderungen zunächst am Computer technisch zu zeichnen, bevor sie von der Werkstatt durchgeführt werden. Die Kabel der Dioden sollen mittels einfacher Lochbohrungen (1,7 cm im Durchmesser) durch Isolierflansche, Halterungsflansch, Elektrode und Deckel geführt werden. Auf den Deckel soll ein Steckerflansch (CF40) mit Gewindebohrungen an die Außenseite des Bohrlochs befestigt werden. Eine zusätzliche Schneidkante am CF40-Flansch wird für die Abdichtung des Steckers auf dem Deckel erstellt. Durch die geerdete Anode in diesem Versuchsaufbau ist die in situ Diagnose überhaupt möglich. Die Schwierigkeit bei den Umbaumaßnahmen ist allerdings mit der auf Hochspannung liegende Elektrode gegeben. Die Kabel für die Diodenring-Messtechnik müssen sehr gut abgeschirmt werden.

Die 31 Fotodioden werden nach den erfolgten Bohrungen am Diodenring angebracht und mit Kabeln verlötet (siehe Abbildung 2.10 links). Sie haben alle dasselbe Anodenkabel (Masse) und jede ein separates Kathodenkabel. Der Ring und die Lochdurchführung werden mit Kaptonfolie isoliert. Die mit den Dioden verbundenen Kabel werden als Flachbandkabel an einen Kabelstecker angebracht. Die 32 Steckerkabel wiederum, die an den CF40-Flansch gelötet wurden, sind mit dem anderen Ende des Kabelsteckers verbunden. An die Außenseite des CF40-Flansches wird ein Kabel angeschlossen, welches über eine Messerleiste mit der Elektronikplatte verbunden werden kann (Abbildung 2.14). Der fertige Aufbau der Kabeldurchführung sowie die Weiterleitung zur Elektronikplatte ist in Abbildung 2.2 links zu sehen.

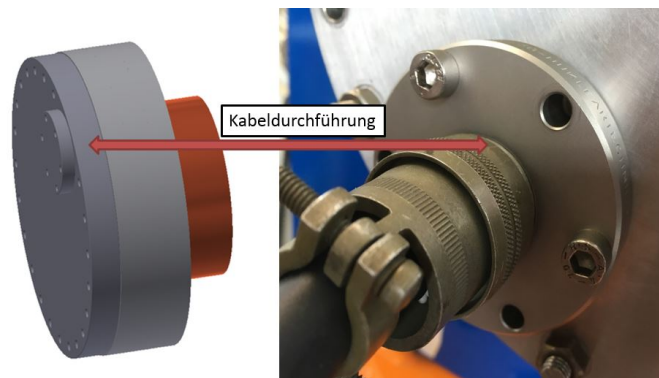


Abbildung 2.14: Kabeldurchführung durch die Gabor-Linse

### 2.3.2 Test der Diodenverkabelung

Bevor der vollständig verkabelte Diodenring in die Gabor-Linse eingebaut wird, muss zunächst überprüft werden, ob die Dioden kalibriert sind. Die Elektronikplatte (Firma Texas Instruments inklusive Software DDC264Evaluation; [Texas Instruments](#)) kann innerhalb von Mikrosekunden 256 Eingangskanäle auslesen. Das DDC Modul ist ein Transimpedanzverstärker. Es kann den Eingangsstrom der Dioden in eine proportionale Ausgangsspannung umwandeln, somit handelt es sich um eine stromgesteuerte Spannungsquelle. Bereits für sehr geringe analoge Ströme im Bereich von fA bis hin zu  $\mu\text{A}$  gibt es eine Ausgangsspannung aus. Diese Spannung wird dann von einem Analog-Digital-Wandler mit einer 20 bit Auflösung abgetastet, und anschließend wird das Signal mit Hilfe eines FPGA-Schaltkreises über eine serielle USB-Schnittstelle an die Software übergeben ([Ates, 2014](#)). Zum Photodioden Test wurde eine optische Abschirmung in der Form eines Rings konzipiert, in die ein Schlitz mit der Breite einer einzelnen Diode geschnitten wurde. So wurden immer 30 Dioden abgeschirmt und nur eine mit Hilfe einer Lichtquelle belichtet. Die Fehlersuche wird mit einem Multimeter durchgeführt. Da das Modul 256 Kanäle ausliest, wurden beim Test der Diodenverkabelung zunächst die Kanäle bestimmt, an denen eine Diode angeschlossen und somit ein Signal zu erwarten ist. Anschließend wurden diese Kanäle den entsprechenden Diodennummern zugeordnet. Nachdem einige Fehler, wie falsch gelötete Dioden oder nicht angeschlossene Steckereingänge beseitigt wurden, sind vor Einbau des Diodenrings in die Linse 30 der 31 Dioden einsatzfähig. Diode Nummer 30 bleibt funktionsunfähig, aufgrund eines Defekts im Steckerkabel.

# 3 Diagnose- und Analyse des nichtneutralen Plasmas

Das nichtneutrale Plasma in der toroidalen Gabor-Linse soll möglichst umfassend charakterisiert werden. Die Abhängigkeiten physikalischer Größen - wie Leuchtdichte, Elektronendichte, Ausdehnung der Wolke, Symmetrie der Wolke - von den äußeren Parametern - Magnetfeldstärke, Potential und Druck - werden mit den zur Verfügung stehenden Diagnosemöglichkeiten (Photodiodenring und Kamera) sowie Software zur Datenverarbeitung und Simulation analysiert. Im Folgenden werden die untersuchten physikalischen Größen kurz erläutert und die Analysemethoden vorgestellt.

## 3.1 Leuchtdichte und Elektronendichte

Das Restgasleuchten entsteht durch inelastische Stöße der Elektronen mit den Restgasatomen oder Ionen. Dabei werden Elektronen der RGA oder Ionen aus ihrer energetisch niedrigsten Konfiguration in ein höheres Energieniveau angehoben. Fallen sie wieder in ihr Grundniveau zurück, entsenden sie ein Photon. So stellt die sichtbare Leuchtdichteverteilung auch gleichzeitig die Elektronendichteverteilung der Plasmawolke in einer zylindersymmetrischen Linse dar. In der toroidalen Linse ist diese Leuchtdichte nicht gleichmäßig verteilt (siehe Abbildung 3.1). Durch den Magnetfeldgradienten werden die Teilchen bei hohen Einschlussparametern zum inneren Anodenrand hin verschoben (siehe Abschnitt 1.2.1). Da die Anregung des Restgases aber nicht alleine von der Elektronendichte, sondern auch von deren Energie abhängig ist, kann nicht a priori angenommen werden, dass Leuchtdichte- und Elektronendichte identisch sind. Mit dem Programm Gabor-M sollte eine erste Abschätzung der Elektronendichteverteilung in der toroidalen Linse simuliert werden.

Gabor-M ist ein numerisches Simulationsprogramm, welches eine Gleichgewichtsdichteverteilung auf einem zweidimensionalen Gitter rechnet ([Pozimski, 1997](#)). Es kalkuliert selbstkonsistent die Elektronendichte, das elektrische Feld und das Potential für gegebene externe Felder. Der Programmablauf ist in Abbildung 3.2 skizziert.

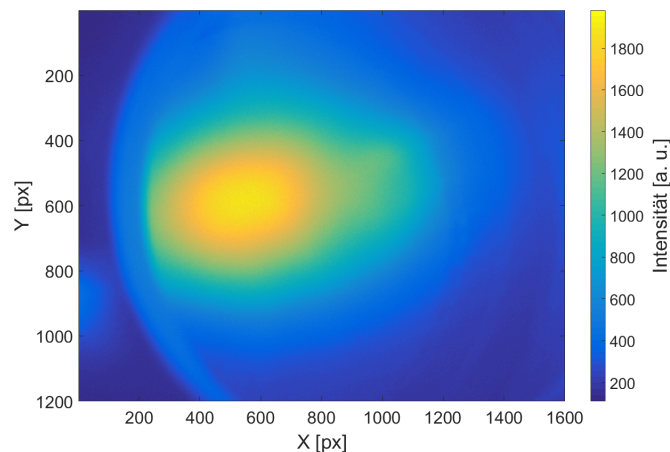


Abbildung 3.1: Kameraaufnahme des Plasmaleuchtens vom 04.07.2016 bei einem Potential von 7,6 kV und einem daraus resultierenden Plasmastrom von 0,7 mA. Das Intensitätsmaximum liegt am inneren Strahlrohrrand.

Der Poisson-Solver kann jedoch nur für zylindrisch gebaute Gabor-Linsen verwendet werden, in denen die Elektronen über die temperaturabhängige Boltzmann-Verteilung beschrieben werden.

Wie bereits erwähnt, ist in der toroidalen Gabor-Linse aufgrund der gebrochenen Zylindersymmetrie und des daraus resultierenden Magnetfeldgradienten nicht von einer homogenen Elektronendichteverteilung auszugehen. Um die Dichteverteilung der toroidalen Linse trotzdem berechnen zu können, wurde eine Magnetfeldverteilung, abhängig von der radialen Distanz aufgestellt (Joshi, 2009, S. 25) (siehe Abbildung 3.3). Anschließend wurden siebzehn homogene Linsen mit jeweils angepassten Maßen und Magnetfeldern in Gabor-M simuliert.

Das genaue Vorgehen ist im Folgenden erörtert:

Das Magnetfeld nimmt von der inneren Seite des Strahlrohrs zur äußeren Seite hin reziprok zum Abstand ab, die geometrischen Abmessungen in z-Richtung werden hingegen größer. Mit dem Strahlsatz können die unterschiedlichen Längen des jeweiligen Rohrabschnitts korrekt angepasst werden. Für eine erste Simulation wurde das Magnetfeld in der Mitte des Strahlrohrs auf 6 mT gesetzt, die Länge des Rohres beträgt dort 680 mm (Bruker Bio Spin, 2007). Abbildung 3.4 zeigt die Skizze zur Berechnung der jeweiligen Rohrlängen. Innen- und Außenseite sowie die Mitte des Rohres sind in grau eingezeichnet.

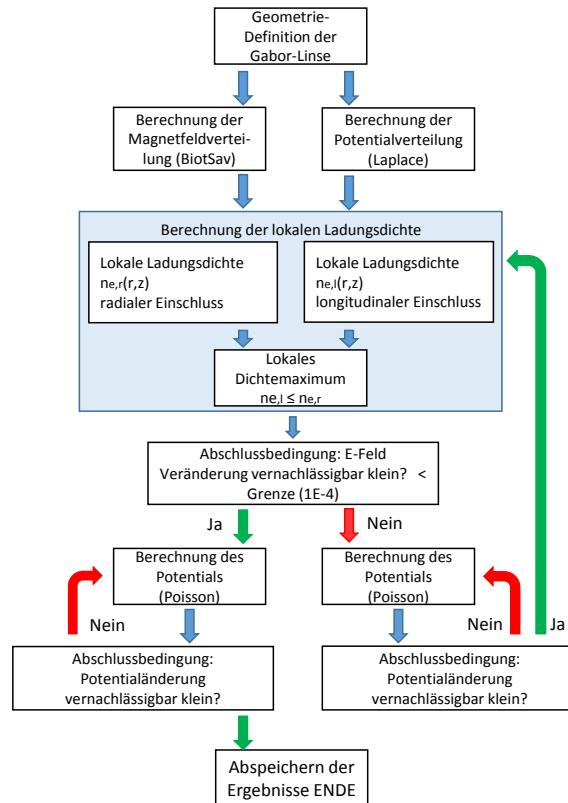


Abbildung 3.2: Schematische Übersicht der einzelnen Kalkulations-Prozesse von Gabor-M (Britten, 2017) und (Meusel, 2005).

Strahlsatz:

$$b = \pi \cdot r \cdot \frac{\alpha}{180^\circ} \quad (3.1)$$

$b$  ist in Zeichnung 0.2 und Formel 3.1 die fehlende Strahlrohrlänge,  $\alpha$  beträgt  $30^\circ$ .

Während sich die geometrischen Abmaße für jede Berechnung der entsprechenden Linse verändern, bleibt der Raum immer gleich groß.

Am inneren Rand des Rohres ergibt sich für das Magnetfeld ein Wert von 6,52 mT bei einer über Formel 3.1 berechneten Abmessung des Rohres von 628 mm. Am äußeren Rand betragen die Werte 5,68 mT und 733 mm. Die Verteilung wurde in insgesamt siebzehn Abschnitte eingeteilt, für jeden der siebzehn Magnetfeldwerte wurde anschließend die entsprechende Geometrie berechnet. Das Potential wurde bei dieser ersten Simulation auf 10 kV festgelegt. Die siebzehn numerischen Dichteverteilungen bilden nun „scheibchenweise“ vom inneren Rand des Rohres bis zum äußeren Rand die gesamte Dichteverteilung der toroidalen Gabor-Linse ab. Beim Auftragen der Verteilung im Programm Sigma Plot wird aus jeder der siebzehn einzelnen Verteilungen die Stelle ausgeschnitten, die den entsprechenden Platz in der Gesamt-

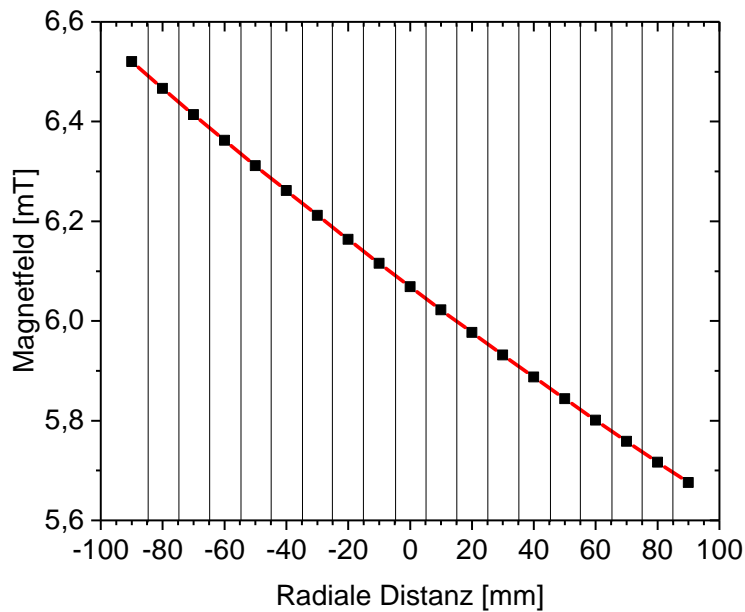


Abbildung 3.3:  $1/r$ -Abfall des Magnetfeldes in Abhängigkeit von der radialen Distanz Innen- bis Außenseite Strahlrohr. Jeder Abschnitt repräsentiert eine zylindrische Linse mit der Anodenlänge, die über Formel 3.1 berechnet wurde.

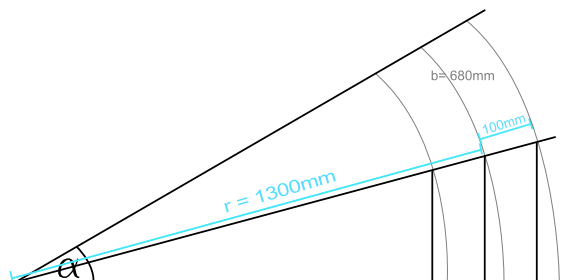


Abbildung 3.4: Skizze zur Berechnung der fehlenden Rohrlängen.

verteilung einnimmt. Das Ergebnis zeigt, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, eine Elektronendichteverteilung, die zum größeren Magnetfeld (innerer Strahlrohrtrand) hin schmaler, aber dichter wird und zur Mitte des Anodenrohrs abflacht. Außerdem ist die Verteilung dort ( $r \approx \pm 0,25$ ) sehr instabil und die Dichten schwanken stark. Zum äußeren Rand hin steigt die Elektronendichte dann überraschenderweise wieder an. Die maximale Dichte liegt allerdings unter der des inneren Strahlrohrtrandes. Vergleicht man die eingegebenen Parameter mit denen der kalkulierten Arbeitsfunktion, siehe Abschnitt 1.3, fällt auf, dass das Magnetfeld nur etwa halb so groß ist, wie das bei einem Potential von 10 kV für einen homogenen Einschluss benötigte B-Feld (siehe 1.5) sein müsste. Dementsprechend liegt die numerische Berechnung in einem Bereich, in welchem der Plasmaeinschluss nicht ideal ist und Instabilitäten auftreten



können. Dies erklärt sowohl die Schwankungen um die Mitte des Anodenrohrs, als auch den Anstieg der Dichte zum äußeren Rand hin.

In folgenden Experimenten sollten weitere Einschlussbedingungen mit dieser Methode durchgeführt und getestet werden.

In dieser Arbeit wird für alle weiteren Analysen und Auswertungen angenommen, dass die Leuchtdichteverteilung in guter Näherung mit der Elektronendichteverteilung übereinstimmt.

### 3 Diagnose- und Analyse des nichtneutralen Plasmas

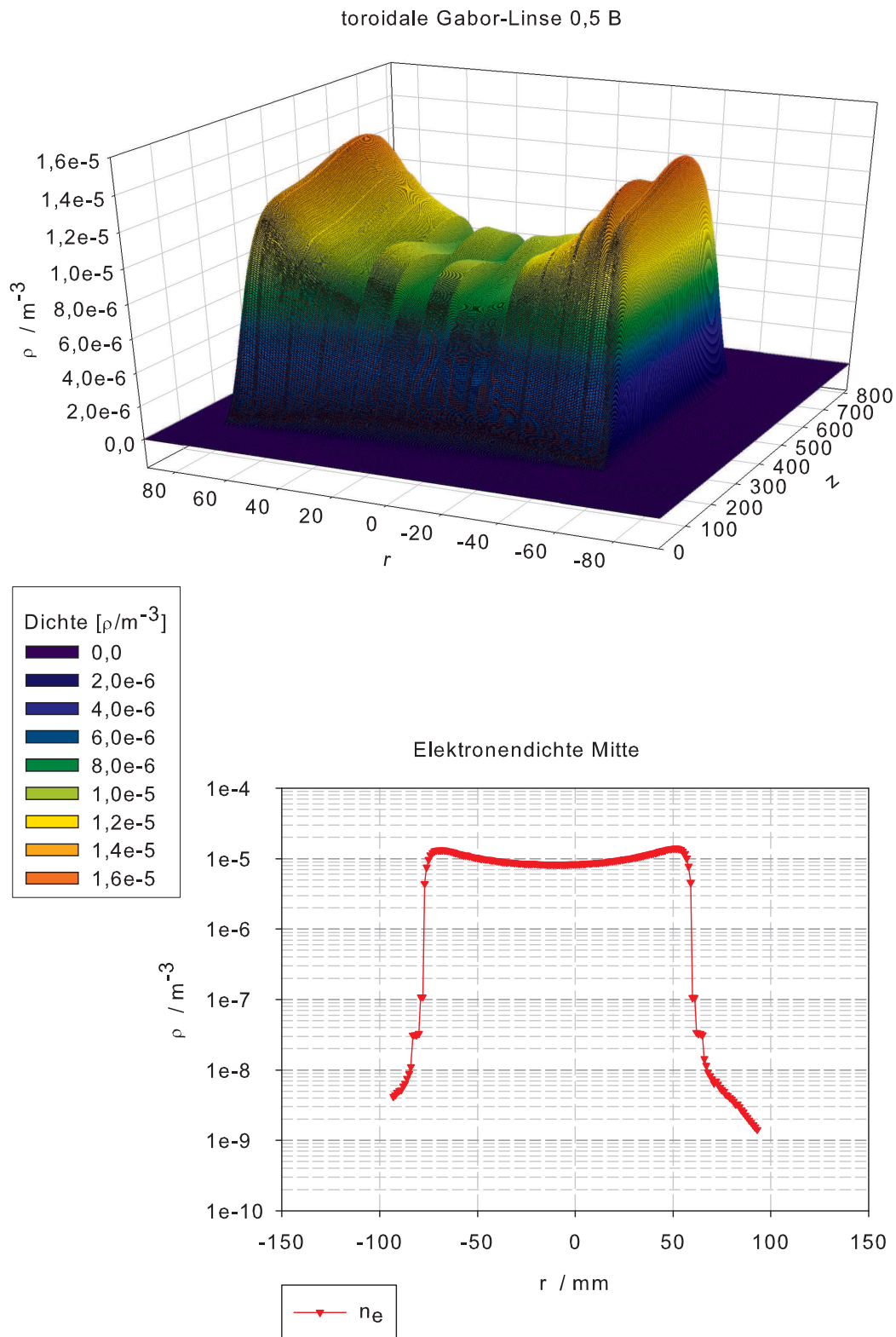


Abbildung 3.5: Oben: Dichteverteilung der Elektronen bestehend aus den siebzehn einzelnen Teilstücken  
 Unten: Längsschnitt der Elektronendichte  $n_e$  durch die Mitte der z-Achse

## 3.2 Ausdehnung der Wolke

Um die Ausdehnung der Plasmawolke bestimmen zu können, wurde bei ausgeschalteter Apparatur ans Ende des Strahlrohrs mit Millimeterpapier ein Koordinatensystem geheftet. Die Kamera nimmt dieses auf, ohne dass der Zoom oder die Position im Vergleich zu den Messreihen verändert wurden. Anschließend wird das Bild in MATLAB geladen, wo ein Abgleich zwischen Zentimeter und Pixel möglich ist. Dazu addiert man alle Pixel innerhalb eines Zentimeters im Koordinatensystem an mehreren Stellen und mittelt die Ergebnisse. Die Umrechnung von Zentimeter (cm) in Pixel (px) ergab, dass in x-Richtung 85 Pixel einem Zentimeter entsprechen und in y-Richtung 88 Pixel ein Zentimeter sind. Diese Skala angewandt, lässt sich die

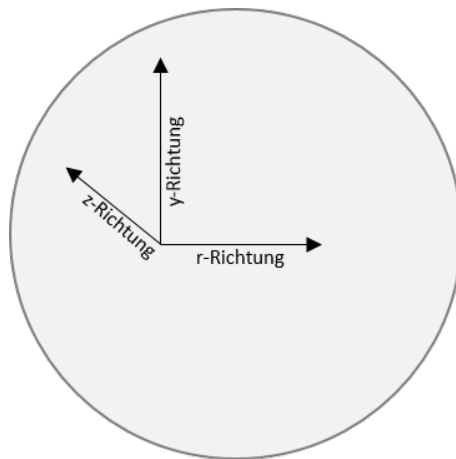


Abbildung 3.6: Orientierung der Achsen in der Linse.

Ausdehnung der Plasmawolke in y-Richtung anhand der in MATLAB eingelesenen Bilder der Leuchtdichteverteilung gut bestimmen.

Die Tiefe der Ausdehnung (z-Richtung) der Plasmawolke kann über die Maße des Anodenrohrs berechnet werden. Die Elektroden ragen jeweils 40 mm in das Anodenrohr hinein, welches mittig eine Länge von 680 mm hat. Die Ausdehnung der Wolke geht von einer Elektrode zur anderen und misst demnach  $680 \text{ mm} - 2 \cdot 40 \text{ mm} = 600 \text{ mm}$ . Eine Wolke dieser Größe, sowohl in y- als auch in z-Richtung, ist bislang noch nicht eingeschlossen worden.

Die Ausdehnung der Wolke in r-Richtung ist mit den vorhandenen Diagnoseelementen nicht bestimmbar. Durch die Kamera sieht man lediglich eine Projektion der Ausdehnung, in dem Winkel, den die Kamera aufnehmen kann.

### 3.3 Symmetrie der Wolke

Da die Leuchtdichteverteilung und die Elektronendichteverteilung in der Gabor-Linse miteinander korrespondieren, kann man dies gut für die Analyse der Elektronenverteilung nutzen. Die Symmetrie gibt Auskunft über die Stabilität des Plasmazustandes. Plasmainstabilitäten, welche die transversale Elektronendichte verändern, können somit durch die Symmetriebestimmung der Leuchtdichteverteilung charakterisiert werden (Schulte, 2013).

Es gibt zwei Methoden zur Analyse: Im einen Fall wird die Rotationssymmetrie der Plasmawolke bestimmt ( $S_{\text{rot}}$ ). Im anderen Fall wird die Symmetrie über eine statistische Beschreibung der Leuchtdichteverteilung bestimmt ( $S_{\text{sym}}$ ). Für die Evaluation der Symmetrie ist es im ersten Schritt nötig, den Massenschwerpunkt der Leuchtdichteverteilung (center of mass) zu berechnen. Der Massenschwerpunkt, bei dem sich die gewichteten Relativpositionen der verteilten Pixel zu Null addieren, wird typischerweise genutzt:

$$\sum_{i=1}^n m_i(x_i - X) = 0 \quad (3.2)$$

hier ist  $m_i$  der Pixel Wert,  $x_i$  die Pixel Koordinate und  $X$  der Schwerpunkt in  $x$ .

Dasselbe wird für die  $y$ -Koordinate gemacht. Vor allem, wenn die Verteilung stark verformt ist und sich sehr vom Normalzustand unterscheidet, kann es manchmal auch praktischer sein, das Intensitätsmaximum des Bildes zu finden. Ist der Schwerpunkt gefunden, wird das Bild normiert. Für die Bestimmung von  $S_{\text{rot}}$  wird dabei der normierte Intensitätswert jedes einzelnen Pixels vom Zentrum der Verteilung des Bildes bis zum Rand aufsummiert. Dies geschieht für jeden Winkel von 0-179 Grad. Anschließend werden die Werte der gegenüberliegenden Winkel davon subtrahiert (180-359 Grad). Das Resultat wird wiederum aufsummiert und gibt die Rotationssymmetrie an. Im Falle eines perfekten Kreises ergibt die Rotationssymmetrie folglich Null. Es gilt zu beachten, dass der Ausschnitt des Bildes korrekt ausgewählt wird, wenn die Verteilung nicht exakt mittig im Bild liegt.

Für die Bestimmung des Faktors  $S_{\text{sym}}$ , wird die gemittelte Intensität  $\mu_1$  gewichtet mit der Standardabweichung  $\sigma_1$  nach Integration der Intensität für jeden Winkel von 0-359 Grad. Damit gilt:  $S_{\text{sym}} = \frac{\mu_1}{\sigma_1}$ . Der Symmetriefaktor  $S_{\text{sym}}$  hat im Gegensatz zu  $S_{\text{rot}}$  keinen Idealwert, der den Grad der Symmetrie angibt. Er muss immer relativ betrachtet werden. Ein Vorteil von  $S_{\text{sym}}$  gegenüber  $S_{\text{rot}}$  ist, dass die Höhe der Intensitätsverteilung mitbeachtet wird.  $S_{\text{rot}}$  und  $S_{\text{sym}}$  verlaufen gegenläufig, ein höherer Grad an Symmetrie impliziert bei  $S_{\text{sym}}$  einen höheren Symmetriewert, während  $S_{\text{rot}}$  kleiner wird. In MATLAB wurde ein Programm entwickelt, welches

die Schwerpunkts- und Symmetrieberechnung für die zylindersymmetrische Linse durchführt (symB) (Schulte, 2013, S. 80 ff.). Für die toroidale Linse müssen zunächst grundlegende Aussagen anhand der Kamerabilder und Photodiodendaten getroffen werden, bevor ein Programm entwickelt ist, welches die Symmetrie im toroidalen Einschluss analysieren kann. Dabei wird sich die Beurteilung zunächst auf die Einschätzung der Rotationssymmetrie der Plasmawolke beschränken.

### 3.4 Veränderung der Feldkonfiguration

Für eine möglichst umfangreiche Charakterisierung werden die Versuchsreihen in Messungen bei Potentialänderung, Magnetfeldänderung sowie Druckänderung unterteilt. Bei den Messungen mit Potentialänderung werden Magnetfeld und Druck festgehalten, während die Spannung an den Elektroden erhöht wird. Analog dazu wird bei den Messungen mit Magnetfeld- beziehungsweise Druckänderung verfahren. Weiterhin wird unterschieden in „digital“ und „manuell“ abgegriffene Diodensignale. Digital abgegriffen ist die Messung mit der Elektronikplatte, manuell mit dem Nanoamperemeter. Dabei muss jedes einzelne Diodensignal am Stecker abgegriffen werden. Zu jeder Plasmaeinstellung wird zusätzlich ein Bild mit der Kamera aufgenommen.

Folgende Messreihen wurden durchgeführt:

Messung	manuell	digital
Potentialänderung	04.07., 30.07., 04.08.	02.08.
Magnetfeldänderung	31.07.	11.07.
Druckänderung	-	01.08.

Tabelle 3.1: Messungen mit unterschiedlichen Feldkonfigurationen



# 4 Charakterisierung des nichtneutralen Plasmas bei toroidalem Magnetfeldeinschluss

In diesem Teil der Arbeit werden die einzelnen Bausteine der experimentellen und der theoretischen Überlegungen zusammengesetzt. Die Kamera wird mit optimalem Zoom und angepasster Belichtungszeit vor die Linse gebaut und mit der Auswertungssoftware am Computer verbunden. Der Diodenring wird ebenfalls eingebaut, die Kabel werden durch die Kabeldurchführungen nach außen geführt, sodass die Diodensignale ausgewertet werden können. Bevor die Messung gestartet wird, muss das Plasma erst einige Zeit konditioniert werden. Dann können die Messungen mit den unterschiedlichen Feldkonfigurationen durchgeführt werden. Ziel ist es, möglichst viele Zusammenhänge aus den Serien herzuleiten, um das Plasma nach den in Kapitel 3 aufgeführten Methoden charakterisieren zu können.

## 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

Im Folgenden werden die Messungen des nichtneutralen Plasmas in der Gabor-Linse zunächst bei Potentialänderung mit manuellem Abgreifen der Diodenring-Signale und anschließend bei manueller Magnetfeldänderung aufgeführt und die experimentellen Ergebnisse ausgewertet.

### 4.1.1 Analyse des Plasmaleuchtens

Als erste Messreihe der Gabor-Linse mit Diagnoseelementen wurde am 04.07.2016 eine Serie mit manueller Potentialänderung durchgeführt. Folgende Parameter wurden eingestellt: Magnetfeld 14,8 mT, Druck  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar. Als Gas wurde Stickstoff, also Luft, eingelassen. Die Regelgröße, das Potential, wurde am Spannungsnetzteil erhöht, bis ein Plasmastrom (Verluststrom) von 0,1 mA messbar war. Anschließend

wurde der Diodenstrom für jede einzelne Diode am Stecker abgegriffen. Die Messreihe ging bis zu einem Potential von 7,6 kV. Zusätzlich wurde eine Dunkelmessung bei 0 kV durchgeführt. Der Dunkelstrom, den die Dioden wahrnehmen, liegt zwischen 0,01 nA und 0,07 nA.

Wichtig bei der manuellen Messung ist, die Zuordnung der Stecker Ausgänge zu den Dioden zu beachten und entsprechend zuzuordnen.

Ab einem Potential von 6,3 kV registrieren die Dioden einen Stromfluss im Nanoamperebereich. Der Plasmastrom liegt dort bei 0,1 mA. Mit der weiteren Steigerung des Potentials wird die Linse mit Elektronen gefüllt. Somit steigt auch der Plasmastrom an. Eine Gegenüberstellung von Potential und Plasmastrom zeigt zwei lineare Anstiege und einen Sprung im Bereich zwischen 6,7 kV und 7,3 kV (siehe Abbildung 4.1). Der Grund dafür liegt in einer Unterbrechung der Messreihe und einer daraus resultierenden Veränderung des Plasmazustandes (gekennzeichnet durch transparente Linie). Die linearen Anstiege sprechen für eine Erhöhung des Füllgrades in der Linse. Dabei liegt das Magnetfeld deutlich über dem Potential, sodass die Elektrorendichte weiter zunehmen kann (siehe Abschnitt 1.5). Mit dem Anstieg der Anzahl an Elektronen im Linsenvolumen erhöht sich auch die Anzahl der Elektronen, die aus der Linse entweichen. Somit steigt der Plasmastrom an. Im nächsten Schritt

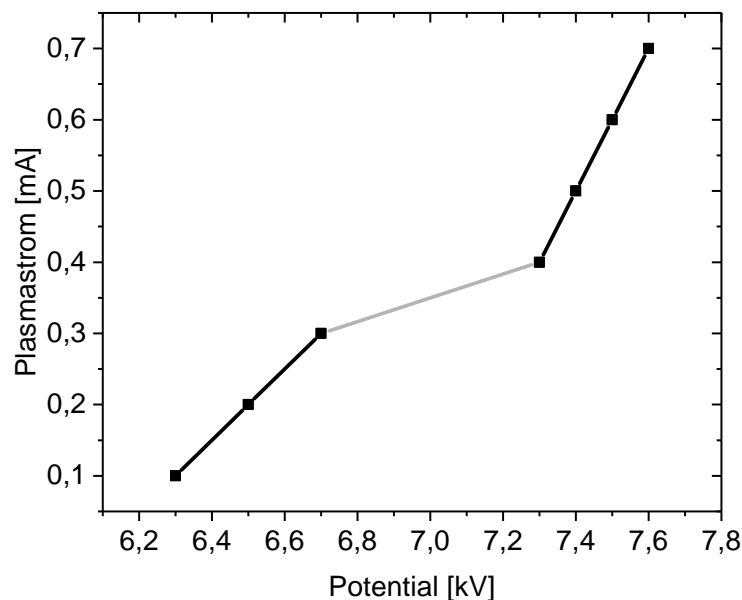


Abbildung 4.1: Plasmastrom in Abhängigkeit der Potentialvariation

wurde der über die Photodioden im Ring gemessene Diodenstrom für jede einzelne Diode im Messverlauf ausgewertet. Nach dem Einbau des Rings gaben noch 27 der 31 Photodioden ein Signal ab. Die Dioden wandeln dabei die ankommenden Pho-



tonen in Strom um, sodass ein direkter Zusammenhang zwischen Leuchtintensität auf dem Kamerabild und Diodenstrom bestehen müsste. In Abbildung 4.2 sind vier Dioden als Beispiel ausgewählt worden, um den Anstieg des Diodenstroms mit dem Potential darzustellen. Zwischen 6,7 kV und 7,3 kV sind auch hier die Kurven transparent gezeichnet, um die Messunterbrechung darzustellen. Die Dioden (D) befinden

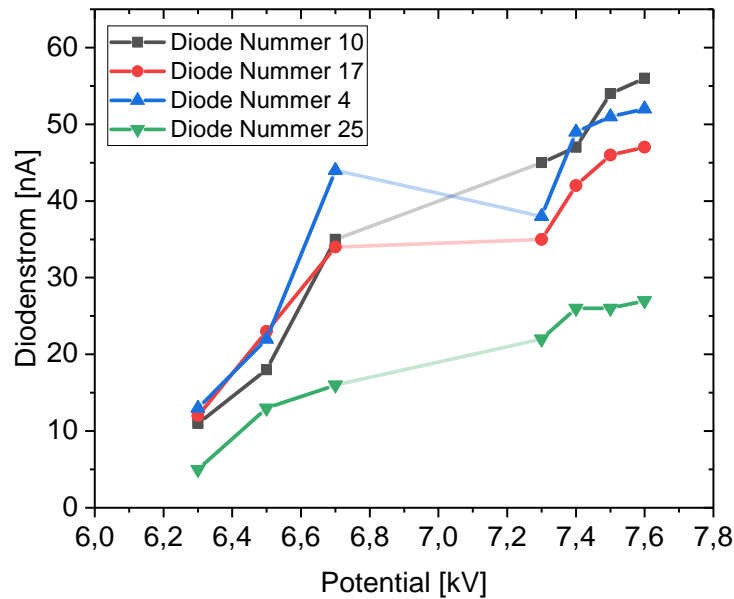


Abbildung 4.2: Der Anstieg des Diodenstroms mit dem Potential am Beispiel von vier Dioden, Messreihe vom 04.07.2016; Druck am Anfang  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Druck am Ende  $7,3 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld 14,8 mT

sich jeweils oben, unten, links und rechts am Ring. Dabei liegt D25 auf  $90^\circ$ , D17 auf  $180^\circ$  und D10 auf  $270^\circ$ . D4 ist aus Sicht der Kamera im oberen Teil seitlich links angeordnet, jedoch nicht auf exakt  $0^\circ$  (siehe Abbildung 4.3 nach [Ates](#)). Dies war aufgrund defekter Photodioden nicht möglich. Dennoch lässt sich die Verschiebung und Vergrößerung der Wolke auch aus Sicht von D4 gut beobachten. Die höchste Leuchtintensität (Intensitätsmaximum) hat das Plasma am inneren, linken Teil des Rings (siehe beispielsweise Abbildung 4.9 b)). Anhand des Graphen in Abbildung 4.2 ist zu beobachten, dass D25 den niedrigsten Stromwert anzeigt, was mit der Beobachtung der Plasmawolke (über die Kamera) übereinstimmt. D17 hat kontinuierlich höhere Werte, D4 liegt nahe am Leuchtmaximum und weist daher einen noch größeren Diodenstrom auf. D10 ist direkt am intensivsten Punkt des Plasmaleuchtens positioniert und misst somit den maximalen Diodenstrom in Höhe von 56 nA.

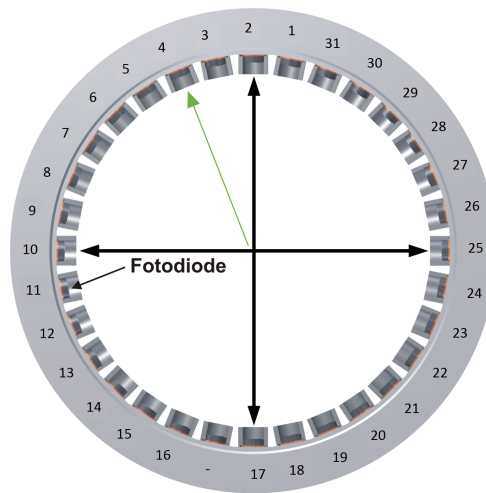


Abbildung 4.3: Diodenring mit Nummerierung (Ates, 2014)

Integriert man die Intensitätswerte der einzelnen Kamerabilder, ist dieser Zuwachs an Leuchtdichte ebenfalls gut zu erkennen.

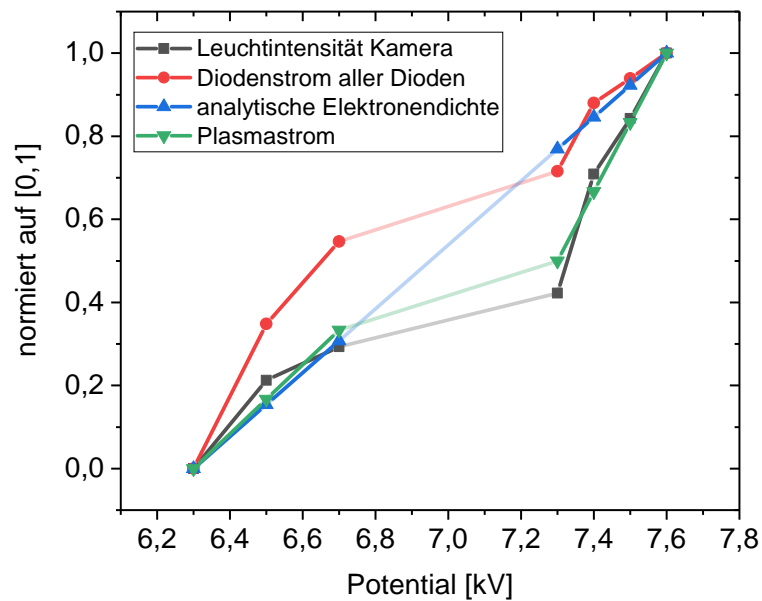


Abbildung 4.4: Anstieg der analytisch berechneten Elektronendichte sowie des Leuchtdichtezuwachses, Plasma- und Diodenstroms aller Dioden. Auf [0,1] normiert aufgetragen; Daten vom 04.07.2017; Druck am Anfang  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Druck am Ende  $7,3 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld 14,8 mT

Die Werte der aufsummierten Pixel steigen, wie erwartet, mit der Erhöhung des Potentials an.

#### 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

Die ersten Auswertungen zeigen, dass der Diodenstrom mit der Steigerung des Potentials innerhalb der Messserie zunimmt, dass dieser Zuwachs abhängig ist von der Position der Diode, und dass mit dem Potential auch die Leuchtdichte ansteigt.

Die Elektronendichte im Plasma ist nach Abschnitt 1 neben der Elektrischen Feldkonstanten und der Elementarladung abhängig vom Potential und dem Anodenradius. Nimmt man an, dass der Füllgrad der Linse gering ist und die Elektronendichte linear ansteigt, berechnet sich diese nach den Formeln 1.6 und 1.13. Setzt man entsprechende Potentialwerte für den Messverlauf in Formel 1.6 ein, normiert die resultierende Elektronendichte und stellt sie der normierten Leuchtintensität der Kamerabilder, dem normierten Plasmastrom sowie dem normierten Diodenstrom aller Dioden gegenüber, erhält man den in Abbildung 4.4 dargestellten Zusammenhang. Alle Messgrößen steigen mit Erhöhung des Potentials an. Dies unterstützt die zuvor getroffene Überlegung, dass aufgrund des hohen Magnetfeldes der Füllgrad der Linse zum Anfang der Messverläufe gering ist und während der Messung ansteigt. Je höher die Elektronendichte ist, desto mehr RGA werden angeregt und somit steigen Diodenstrom und Leuchtintensität an. Während die Elektronendichte linear ansteigt, sind beim Verlauf von Leuchtdichte und Diodenstrom Plateaus zu erkennen gefolgt von erneuten Anstiegen.

Die maximale Ausdehnung der Plasmawolke vom 04.07. in y-Richtung beträgt  $\sim 80$  mm bei einer Länge von  $\sim 600$  mm. Die Größe in r-Richtung kann mit den Kameraaufnahmen nicht bestimmt werden, siehe Abschnitt 3.2.

Die zweite manuelle Messung mit Potentialänderung wurde am 30.07.2016 durchgeführt. Die Einstellung der äußeren Parameter waren: Magnetfeld 14,8 mT, Druck  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar. Wieder wurde Stickstoff als Gasart verwendet und eine Dunkelmessung vor der Messreihe durchgeführt. Die Daten wurden von 6,9 kV bis 8,15 kV aufgezeichnet, was einem Plasmastrom von 0,1 mA bis 1,1 mA entspricht. Erneut hat D10 den höchsten Stromwert, gefolgt von D4 (Abbildung: 4.5). Von D17 und D25 wurden bei dieser Durchführung ähnlich niedrige Werte ausgewertet. Sowohl unten als auch an der rechten Seite des Photodiodenrings ist die Leuchtdichte gering. Somit stimmen die Ergebnisse erneut mit dem visuellen Eindruck überein.

Ein Vergleich der Messungen vom 04.07. und 30.07. ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Zusätzlich zu den aufsummierten Diodenströmen aller Dioden innerhalb der Versuchsreihe wurden die jeweiligen Plasmaströme aufgetragen.

Trotz identischer Einstellungen von Magnetfeld und Druck, liegt die Messkurve der Diodenströme vom 04.07. über den Daten vom 30.07.2016. Das Amperemeter hat früher ein Signal aufgenommen (6,3 kV im Vergleich zu 6,9 kV). Der Plasmastrom ist

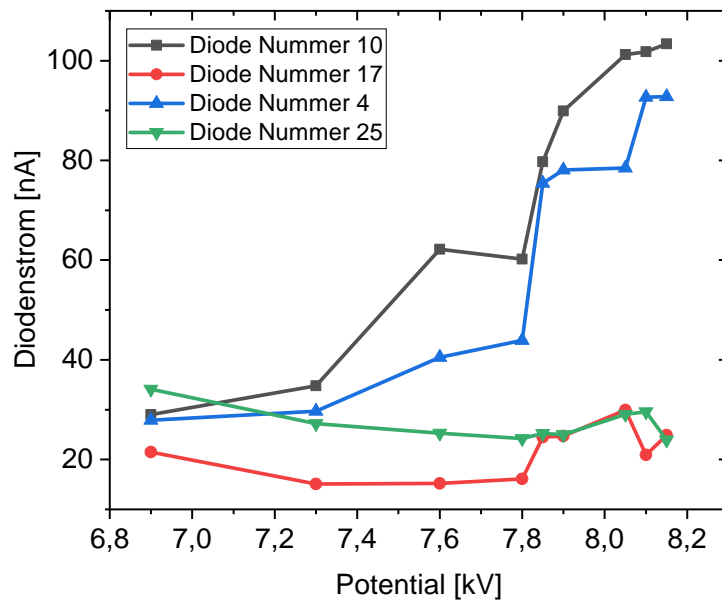


Abbildung 4.5: Der Anstieg des Diodenstroms mit dem Potential am Beispiel von vier Dioden, Messreihe vom 30.07.; Druck am Anfang  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Druck am Ende:  $7,6 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld 14,8 mT

stets höher und somit musste das Experiment sicherheitsbedingt früher abgebrochen werden (Strombegrenzung bei 2 mA). Die Serie vom 30.07. zeigte deutlich kleinere Plasmaströme an und somit konnte das Plasma bis zu einem Potential von 8,15 kV durchgemessen werden. Am Ende der Messreihe weisen die Daten vom 30.07. absolut gesehen höhere Diodenströme auf als die Vergleichsmessung vom 04.07.2016. Es ist zu erkennen, dass der Plasmastrom (Verluststrom) in einem Zusammenhang mit der Anregung und Ionisation der RGA steht, die wiederum für den messbaren Diodenstrom verantwortlich sind. Der Verlauf der Kurven ist in ihrer Steigung sehr ähnlich. Auffällig sind in beiden Messungen die Plateaus und unterschiedlich steilen Anstiege.

In Abbildung 4.7 ist die normierte Leuchtintensität der Kamerabilder dem normierten Diodenstrom aller Dioden, dem normierten Plasmastrom sowie der normierten, analytisch berechneten Elektronendichte gegenübergestellt. Zu sehen ist deren Anstieg mit Steigerung des Potentials. Wieder steigt die Dichte der Elektronen über den Verlauf des Experiments im Gegensatz zu Diodenstrom und Leuchtintensität linear an.

Die maximale Ausdehnung der Plasmawolke vom 30.07. in y-Richtung (siehe Abschnitt 3.2) beträgt 10,5 cm. Sie ist somit 2 cm höher als die Wolke vom 04.07.2016.

#### 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

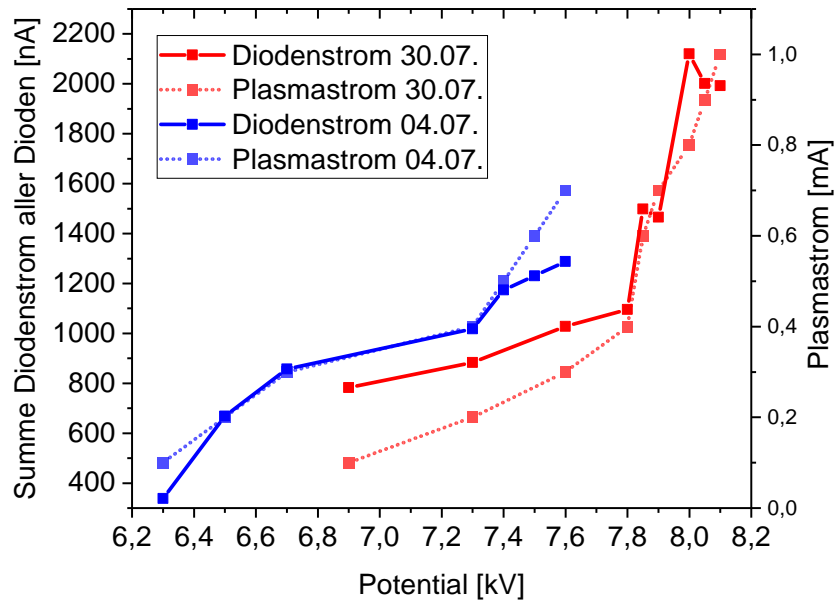


Abbildung 4.6: Vergleich von Plasmastrom und Diodenstrom der Messungen 04.07. und 30.07., Druck am Anfang  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld 14,8 mT

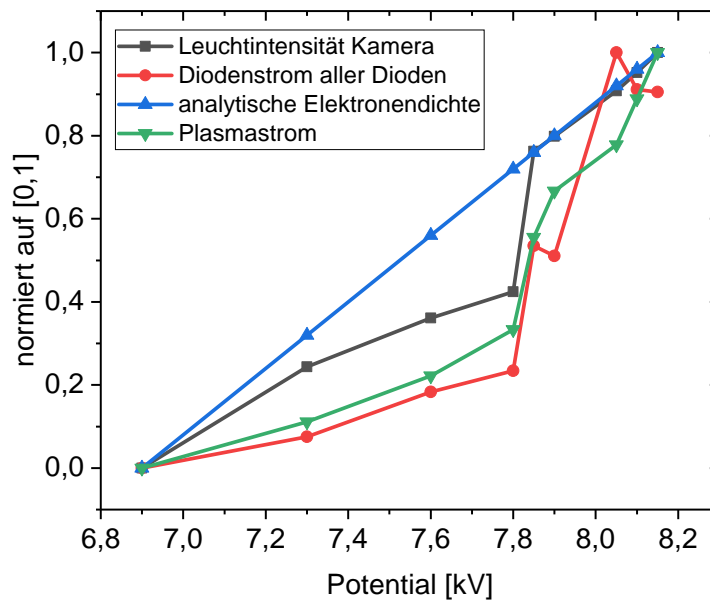


Abbildung 4.7: Anstieg der analytisch berechneten Elektronendichte sowie des Leuchtdichtezuwachses, Plasma- und Diodenstroms aller Dioden. Auf [0,1] normiert aufgetragen; Daten vom 30.07., Druck am Anfang  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Druck am Ende  $7,6 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld 14,8 mT

In der dritten Messreihe, durchgeführt am 04.08.2016, wird die Gasart von Stickstoff auf Helium geändert. Die Farbe des Restgasleuchtens verändert sich zu violett und unterscheidet sich somit vom bläulichen Leuchten der angeregten Stickstoffatome. Um die Messung durchführen zu können, musste der Druck auf  $8,4 \cdot 10^{-5}$  mbar angepasst werden, während das Magnetfeld weiterhin auf 14,8 mT eingestellt blieb. Die Druckanzeige an der Pumpe ist auf Luftdruck kalibriert und wird für die Kalkulation des Heliumdrucks mit dem Faktor sechs umgerechnet. Ist an der Anzeige der Wert  $8,4 \cdot 10^{-5}$  mbar abzulesen, entspricht das einem realen Heliumdruck von  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar.

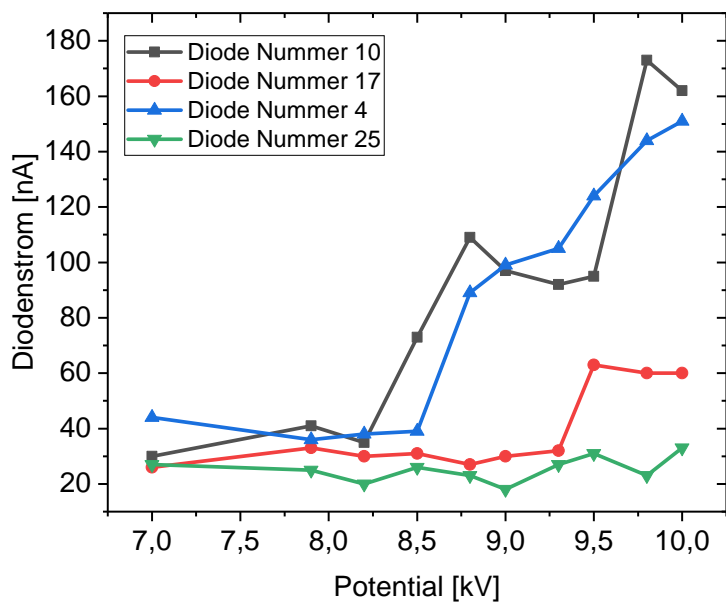


Abbildung 4.8: Der Anstieg des Diodenstroms mit dem Potential am Beispiel von vier Dioden, Messreihe vom 04.08.; Druck  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar, Arbeitsgas: Helium, Magnetfeld: 14,8 mT

Wie auch in den Messreihen zuvor, zeigen einzeln betrachtet D10 und D4 deutlich höhere Diodenstromwerte an als D17 und D25. Es ist zu beobachten, dass die Stromkurven zunächst sehr flach verlaufen (vgl. Messungen mit Stickstoff) und ab einem Potential von 8,2 kV deutlich ansteigen, aber auch, dass im späteren Messverlauf vor allem bei D10 große Sprünge im Diodenstrom zu erkennen sind.

Die Heliumreihe konnte aufgrund zu Beginn geringer Verlustströme bis zu einem Potential von 10 kV durchgemessen werden, was einem Plasmastrom von 1 mA entspricht. Bei maximalem Potential zeigt die Messung mit Helium somit den höchsten gemessenen Diodenstrom an, im direkten Vergleich zu den Stickstoff-Messungen ist der Diodenstrom aber deutlich schwächer (Abbildung 4.8). Die Kamerabilder zei-

#### 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

gen bis zuletzt ein deutlich schwächeres Leuchten am 04.08. als zum Beispiel bei der Messung am 30.07.2016 (Abbildung 4.9). Links ist das Heliumplasma bei einem Potential von 10 kV und einem Plasmastrom von 1 mA zusehen. Die Intensitätskalierung ist auf maximal 6000 a.u. gesetzt. Rechts ist das Stickstoffplasma der Messung vom 30.07. bei dem höchsten, angelegten Potential von 8,15 kV zu sehen. Die Ausdehnung und die Dichte des Restgasleuchtens ist um ein Vielfaches höher als beim Heliumplasma. Die Intensitätsskalierung ist auf maximal 16000 a.u. eingestellt. Aufgrund der höheren Ionisierungsenergie von Helium liegt es nahe, dass die RGA

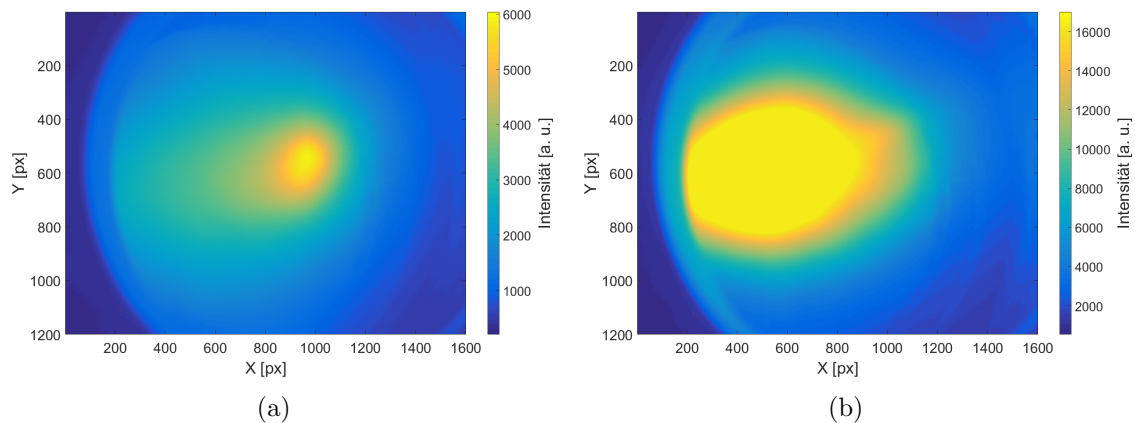


Abbildung 4.9: a) Ausdehnung des Plasmas mit Heliumgas bei einem maximalen Potential von 10 kV und einem Plasmastrom von 1 mA. b) Ausdehnung des Plasmas mit Stickstoffgas bei einem Potential von maximalen 8,15 kV und einem Plasmastrom von 1 mA.

Die Intensität des Leuchtens ist stark verschieden ebenso wie die Ausrichtung des Intensitätsmaximums.

nicht in gleichem Maße von den Elektronen angeregt werden wie die Stickstoffatome. Auch hier ist zu erkennen, dass Diodenströme und Verluste aneinander gekoppelt sind.

Die Gegenüberstellung von Plasmastrom und Diodenstrom ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Aufgrund der veränderten Gasart und anderer Druckeinstellungen kann die Messreihe jedoch nicht direkt mit den Daten vom 04.07. und 30.07. verglichen werden.

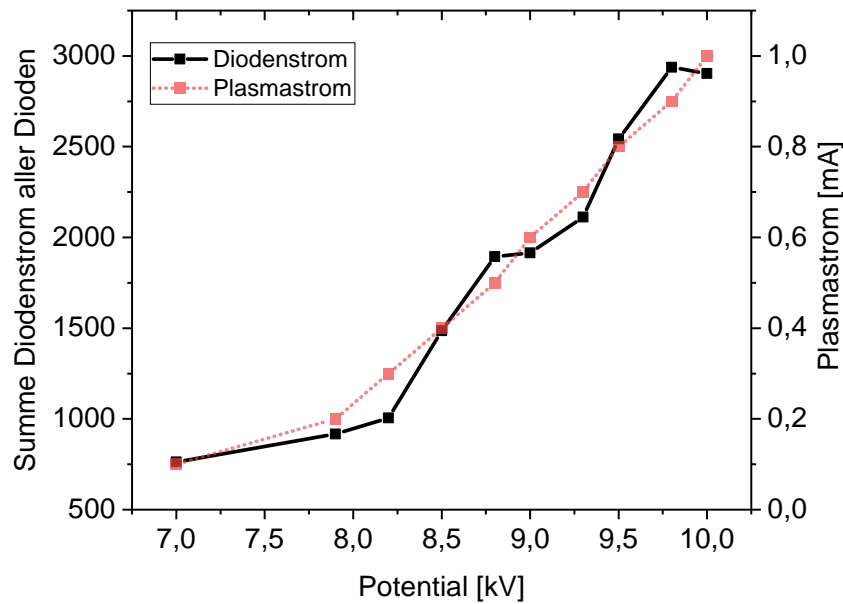


Abbildung 4.10: Vergleich von Plasmaström und Diodenstrom der Messung vom 04.08., Druck  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar, Arbeitsgas: Helium, Magnetfeld: 14,8 mT

Die Heliummessung ist die einzige Konfiguration, in der das Intensitätsmaximum bis zum Ende des Versuchs von der Mitte ausgehend leicht nach rechts verschoben ist. Es liegt somit am äußeren Rand des Anodenrohres und nicht, wie in allen anderen Messungen, am linken, inneren Strahlrohrtrand. Auch das könnte an der unterschiedlichen Ionisierungsenergie der Atome liegen. Die kinetische Energie der Elektronen könnte nicht ausreichend hoch sein, um die RGA am inneren Strahlrohrtrand zu ionisieren. Nicht erklärt werden kann dann allerdings, weshalb D10 (innerer Strahlrohrtrand) bei den Diodenmessungen die höchsten Intensitätswerte aller Dioden anzeigt. Das bedeutet, dass D10 an ihrer Position mehr Photonen detektiert als die Dioden am äußeren Strahlrohrtrand. Die Gesamtverteilung des Plasmas müsste demnach trotz des optisch sichtbaren Maximums am rechten Rand insgesamt stärker nach links gelagert sein. In den Messungen mit Potentialänderung haben Leuchtintensität und Diodenstrom immer miteinander übereingestimmt. Dies ist hier zumindest anscheinend nicht der Fall. Dadurch, dass die Kamera nur frontal einen bestimmten Winkel der Verteilung aufnehmen kann, könnte es aber zu einer optischen Täuschung gekommen sein. Im Messbereich des Diodenrings könnte das Plasma bereits deutlich intensiver leuchten, als von außen sichtbar.

Da der Druck bei der Heliummessung deutlich höher eingestellt war als bei den Stickstoffmessungen, ist ein Vergleich der Messreihen nur begrenzt möglich. Um



das Heliumplasma exakt mit dem Stickstoffplasma vergleichen zu können, müsste man alle Parameter identisch einstellen. Dies hat bei gegebenem Experimentaufbau jedoch nicht funktioniert. Das Heliumplasma zündet nur bei sehr hohem Druck, während das Stickstoffplasma bei den selben Druckeinstellungen bereits bei geringem Potential so intensiv wäre, dass die Messung in die Strombegrenzung ginge. Ein Vergleich des Dioden- und Plasmastroms mit den Intensitäten der Kamerabilder, sowie der analytisch berechneten Elektronendichteverteilung ist in Abbildung 4.11 normiert aufgetragen. Die Intensitäten aller Größen steigen mit dem Potential an. Es fällt auf, dass der Anstieg des Stroms etwas sprunghafter ist als die gleichmäßig

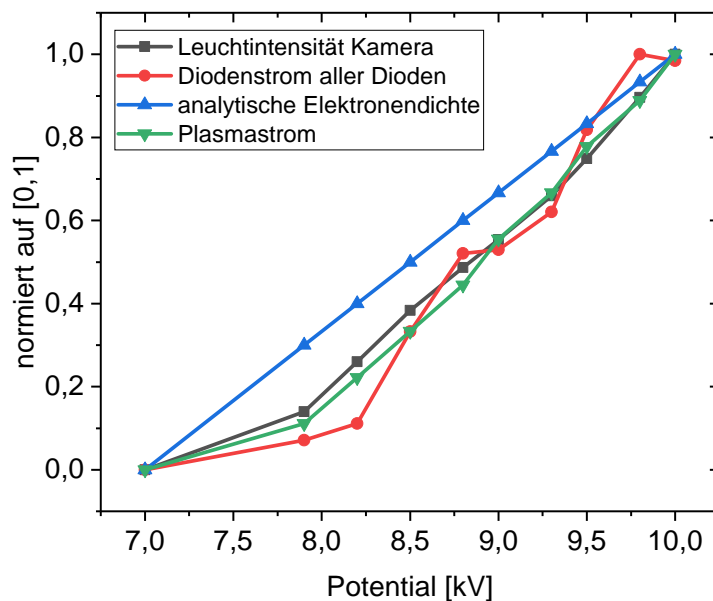


Abbildung 4.11: Anstieg der analytisch berechneten Elektronendichte sowie des Leuchtdichtezuwachses, Plasma- und Diodenstroms aller Dioden. Auf  $[0,1]$  normiert aufgetragen; Daten vom 04.08.

ansteigende Leuchtdichte des Kamerabildes. Dennoch passen die Verläufe insgesamt sehr gut übereinander.

Die maximale Ausdehnung der Plasmawolke vom 04.08. in y-Richtung (siehe Abschnitt 3.2) beträgt 5,1 cm. Die Ausdehnung der Helium-Wolke ist demnach deutlich geringer als die der Stickstoff-Wolken.

Es wurde eine Messreihe mit dem Magnetfeld als Regelgröße aufgenommen. Im Gegensatz zur Messung mit Potentialänderung wird bei der Magnetfeldänderung nicht die Spannung erhöht, um eine bestimmte Elektronendichte zu erreichen, sondern das Magnetfeld wird bei konstanter Spannung und konstantem Druck erhöht. Die Einstellung der äußeren Parameter waren: Spannung von 8 kV, Druck  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar. Gestartet wurde die Serie bei einem Magnetfeld von 11,61 mT, welches anschließend jeweils um 0,645 mT (0,5 A am Magnetnetzteil) erhöht wurde. Die Werte wurden bis 15,48 mT am Magneten ausgelesen, was einem Plasmastrom von 1,3 mA entsprach. Bei geringen Magnetfeldwerten unterhalb von 12,9 mT waren die Stromwerte an den ausgelesen Dioden klein und sehr sprunghaft. So nahm der Diodenstrom beispielsweise an einigen Dioden zu Beginn der Messung zunächst ab, vergrößerte sich mit der darauffolgenden Messung wieder, bevor er erneut abnahm. Erst ab einem Magnetfeld von 12,9 mT, welches einem Plasmastrom von 0,1 mA entspricht, stiegen die Diodenströme deutlich an. Das unterstützt die Beobachtungen im Abschnitt 2.2, dass ein ausreichend hohes Magnetfeld nötig ist, um ein konstantes Plasma einzuschließen.

Wie auch bei allen anderen Auswertungen zuvor, zeigen D17 und D25 die niedrigsten Stromwerte an, D10 und D4 deutlich höhere. Wobei bei diesem Versuch zum ersten mal D4 einen leicht höheren Diodenstrom aufweist als D10 (Abbildung 4.12).

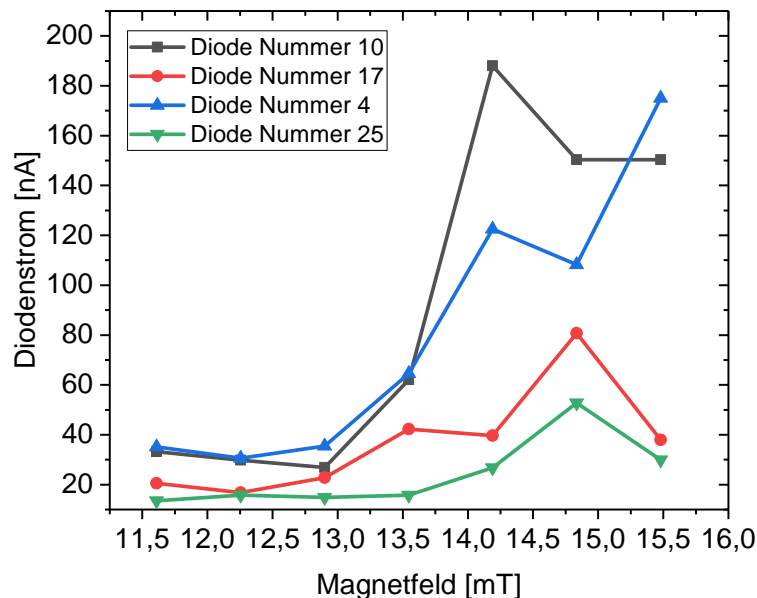


Abbildung 4.12: Der Anstieg des Diodenstroms mit dem Magnetfeld am Beispiel von vier Dioden, Messreihe vom 31.07.; Druck:  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Potential: 8 kV, Arbeitsgas: Stickstoff

Die Gegenüberstellung von Plasmastrom und Diodenstrom zeigt beim Versuchsverlauf mit dem Magnetfeld als Regelgröße wieder eine sehr hohe Übereinstimmung. In Abbildung 4.13 ist die Auswertung dargestellt. Die Kurven sind in ihren unterschiedlichen Steigungen nahezu identisch.

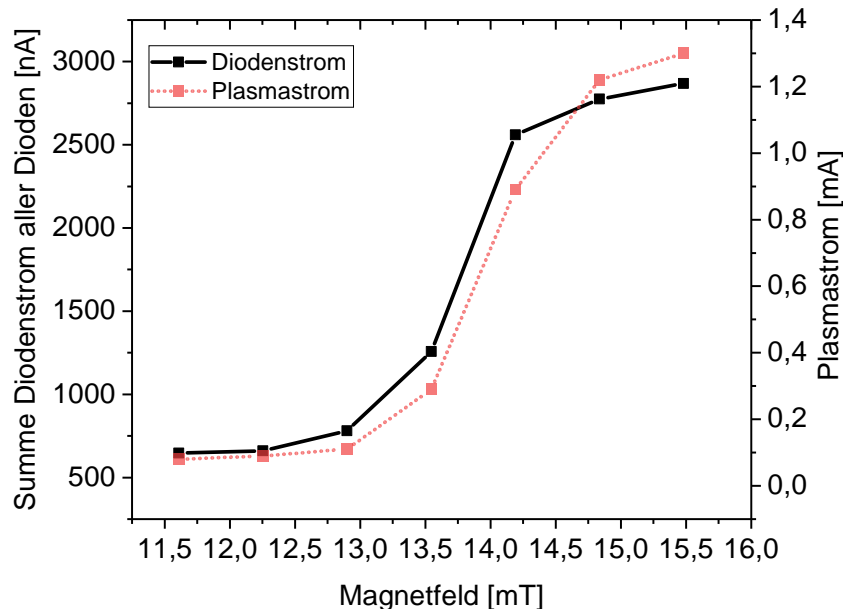


Abbildung 4.13: Vergleich von Plasmastrom und Diodenstrom der Messung vom 31.07., Druck  $7 \cdot 10^{-4}$  mbar, Arbeitsgas: Stickstoff, Potential: 8 kV

Die maximale Ausdehnung der Plasmawolke vom 31.07. in r-Richtung (siehe Abschnitt 3.2) beträgt 11,9 cm. Die Höhe (y-Richtung) beträgt 8,4 cm. Die Ausdehnung ist demnach etwas geringer, als bei den Konfigurationen, in denen das Potential die Regelgröße ist.

Nach diesen Beobachtungen der Entwicklung der Leuchtintensität und des Diodenstroms mit dem Potential oder dem Magnetfeld bei allen Messreihen, stellt sich die Frage, weshalb der Anstieg nicht gleichmäßig ist. Zum einen liegen die Unregelmäßigkeiten an der Störung des Plasmaeinschlusses durch den Photodiodenring (siehe 2.2), zum anderen stellt sich die Frage, ob die Strom- und Intensitätswerte auf den im Theorieteil kalkulierten Arbeitsfunktionen liegen und somit den optimalen „Arbeitsbereich“ einschließen? Oder liegen sie in einem völlig anderen Bereich, und ein Anstieg ohne Sprünge und Instabilitäten ist deshalb nicht wahrscheinlich? In Abbildung 4.14 ist die Auswertung zu sehen. Neben den Arbeitsfunktionen des inneren und äußeren Strahlrohrandes sind die einzelnen Messungen eingetragen. Es ist zu erkennen, dass die Potentialwerte bei entsprechend gemessenen Magnet-

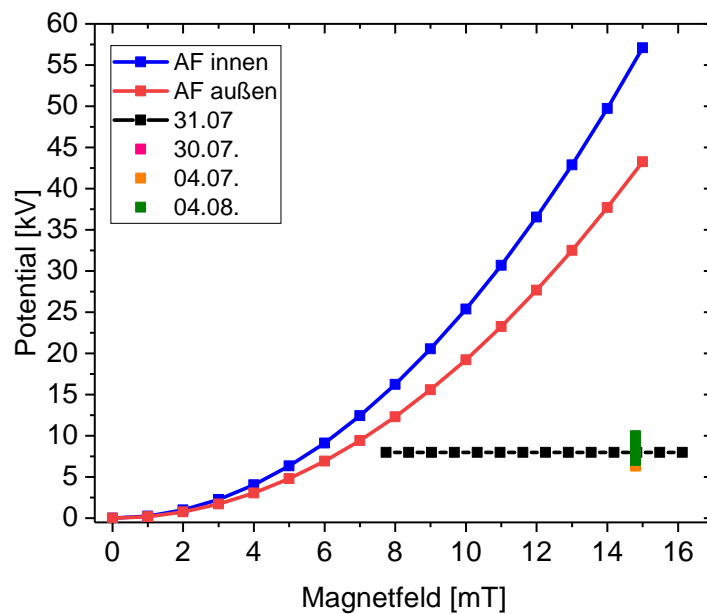


Abbildung 4.14: Die Parameter der vier Messreihen sind in die im Theorieteil berechnete Grafik der verschiedenen Arbeitsfunktionen eingezeichnet.

feldern zu klein waren, um eine der Arbeitsfunktionen zu treffen. Im aufgebauten Experiment war es allerdings sicherheitsbedingt nur möglich bis zu einer Stärke von maximal 10 kV zu messen. Die kalkultierten Potentiale der Arbeitsfunktionen sind bei entsprechenden Magnetfeldern schon deutlich über 10 kV. Die Daten sprechen dafür, dass der „Arbeitspunkt“, in dem sich das Elektronenplasma in einem Gleichgewichtszustand befindet, erst bei höheren Potentialen erreicht worden wäre.

Weiterhin ist zu beachten, dass sich die Plasmawolke mit Erhöhung der äußeren Parameter während der Messung zum inneren Strahlrohrtrand verschiebt. Somit verändert sich nicht nur die Position des Plasmas zur aktuellen AF für den entsprechenden Teil des Linsensegments, sondern die Wolke verschiebt sich auch zu einer anderen AF hin (siehe Abschnitt 1.3). Die Arbeitsbereiche in der toroidalen Gaborlinse sind dementsprechend von drei Dimensionen und nicht wie ursprünglich nur von zwei Dimensionen abhängig. Am Beispiel der Dichtekarte in Abbildung 4.15 ist dieser Sachverhalt skizziert. Es handelt sich dabei nur um eine theoretische Überlegung des Verlaufs der Arbeitsfunktion und nicht um eine an der toroidalen Gabor-Linse aufgenommene Messung. In Grün ist die optimale AF der dort verwendeten Linse eingezeichnet. Für einen zylindrischen Aufbau gilt die farbige Karte im gesamten Messbereich. Durch die Veränderung der Position der Plasmawolke in der toroidalen Linse, verschiebt sich aber bei Erhöhung der äußeren Parameter nicht nur der Messpunkt auf der aktuellen Karte, sondern auch die Karte selbst verändert

#### 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

sich (angedeutet mit der verkippten grauen Karte), und somit entsteht eine neue Dichtekarte mit einer anderen AF.

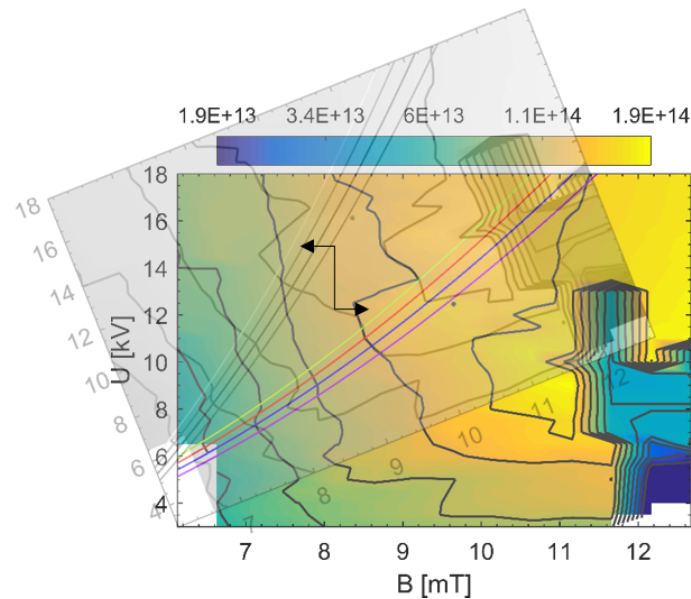


Abbildung 4.15: Dichtekarte mit Arbeitsfunktionen unterschiedlicher Neutralisierungsfaktoren  $f$ :  
grün: kein  $f$ ; rot:  $f=0$ , schwarz:  $f=5\%$ ; lila:  $f=10\%$ .  
Farbige Karte: aktuelle Messung, schwarz-weiße Karte: gedachte nächste Messung.  
Mit dem Pfeil ist die Verschiebung der Plasmawolke und somit ihrer Position zu den Arbeitsfunktionen eingezeichnet (Klaproth, 2017, modifiziert).

Eine Instabilität, die man mit dem vorherigen Messpunkt eben noch umgangen hat, könnte somit bei einer Datenauslesung später schon getroffen sein. Magnetfeld und Potential können sich der AF der aktuellen Karte genähert haben, auf der verschobenen, neuen Karte aber weiter entfernt liegen. Dies könnte erklären, weshalb der Messverlauf nicht eine Steigung aufweist, sondern immer wieder Sprünge (instabile Zustände), Plateaus oder steile Anstiege zu verzeichnen sind.

### 4.1.2 Intensitätsverteilung und Symmetrie innerhalb der Plasmawolke

Neben der Darstellung des Leuchtdichtezuwachses der einzelnen Dioden im kartesischen Koordinatensystem, wurden aus den Daten der manuellen Messreihen Radialdiagramme erstellt, die die Dioden kreisförmig in ihrer Position anordnen und somit die Verteilung der Plasmawolke im Diodenring sowie deren Symmetrie anzeigen. Diese sollen anschließend erneut mit den Kamerabildern verglichen werden. So kann besonders die Ausdehnung der Wolke und die Verschiebung der Intensitätsmaxima beobachtet werden. Auch für diese Analyse wird angenommen, dass sich die Leuchtdichte der RGA mit der Elektronendichteverteilung deckt.

Jeder Diode wird der Winkel im Radialdiagramm zugeordnet, der ihrer tatsächlichen Position im Experiment entspricht. Die Bilder werden im .b16 Format abgespeichert und können in MATLAB eingelesen werden. Dort werden sie in einem Intensitätsdiagramm dargestellt. Je intensiver das Plasma leuchtet, desto heller wird es dargestellt. Stellen ohne Signal sind in Dunkelblau aufgetragen. Am Beispiel der Messreihe vom 04.07. sind Radialdiagramme und Bilder gegenübergestellt worden. Die Skala der drei Radialdiagramme ist dabei bewusst gleich gehalten, um die Vergrößerung des Plasmastroms besser zu veranschaulichen.

Im ersten Radialdiagramm sind die Diodenströme für die Potentiale 6,3 kV in Rot und 6,5 kV in Blau aufgetragen. Auf der linken Achse ist der Diodenstrom angezeigt, während auf der Radialachse die Position der Dioden zu sehen ist. Die Signale der Dioden sind klein, das Maximum liegt im ersten Fall bei 23 nA, im zweiten bei 52 nA. Dies ist auch gut an den beiden Kamerabildern zu sehen. Das Leuchten ist schwach, wenn auch im unteren Bild schon intensiver als im oberen. Am linken und oberen Rand der Bilder sind Reflexionen auf dem Strahlrohr zu sehen. Dies sind keine Lichtpunkte im Plasmabereich. Das Intensitätsmaximum des Plasmas ist wider Erwartens von der Mitte aus leicht nach rechts verschoben. Es ist aber zu beachten, dass die Kamera in einem Bogen sieht und das Bild somit eine Projektion darstellt. Dennoch deckt sich diese visuelle Beobachtung mit den Diodensignalen, wie sie im Radialdiagramm aufgetragen sind. Während die größte Plasmafläche nach links bis an den inneren Rand des Strahlrohrs gelagert ist, ist die Spitze im rechten Teil zu sehen. Die Plasmawolke liegt also relativ symmetrisch in der Mitte der Anode mit einer leichten Verschiebung der Maxima nach rechts und einer etwas größeren Gesamtfläche nach links.

#### 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

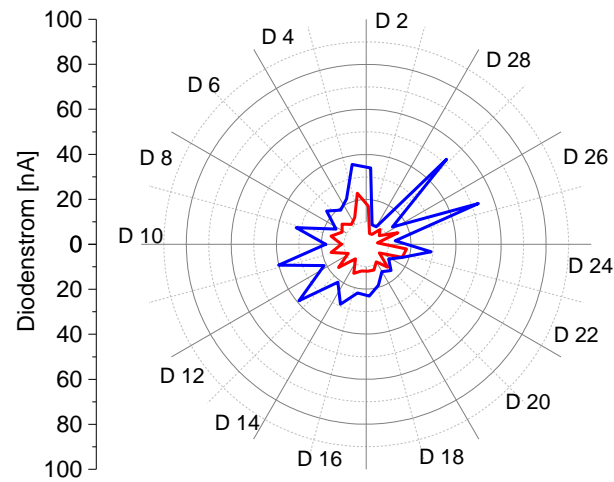


Abbildung 4.16: Radialdiagramm für die Potentiale 6,3 kV (rot) und 6,5 kV (blau).  
Druck:  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld: 14,8 mT (11,5 A), Plasmastrom:  
0,1 mA und 0,2 mA

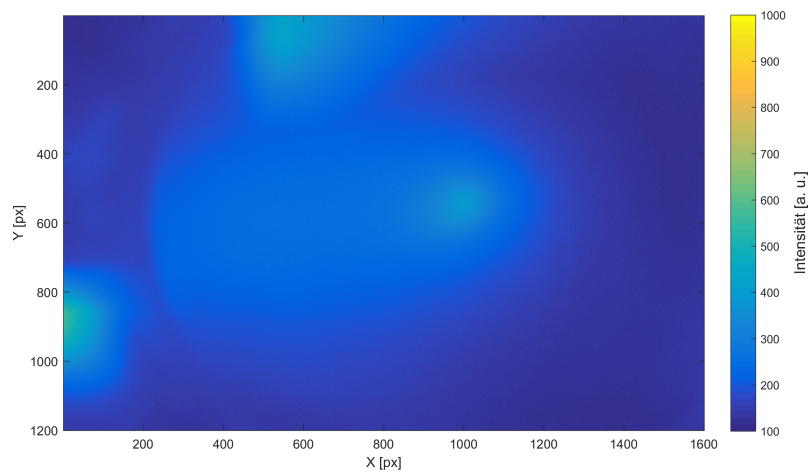


Abbildung 4.17: Kamerabild bei einem Potential von 6,3 kV

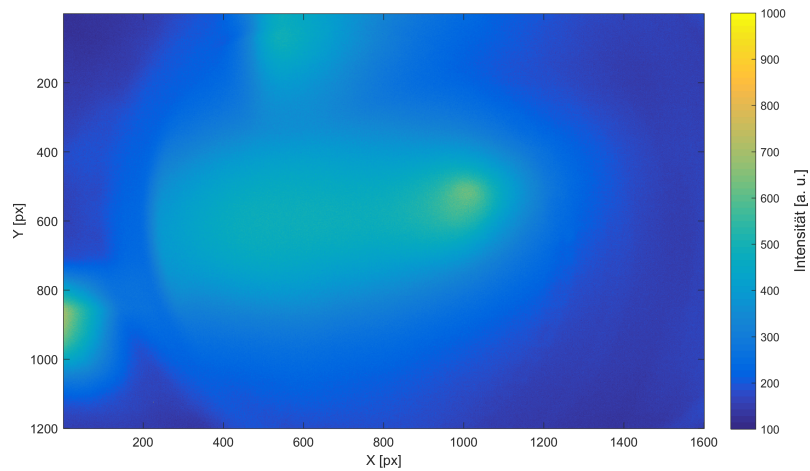


Abbildung 4.18: Kamerabild bei einem Potential von 6,5 kV

Im zweiten Radialdiagramm ist die Vergrößerung des Diodenstroms in seiner Gesamtfläche deutlich zu erkennen. In Magenta sind die Diodenströme für 6,7 kV Potential eingezeichnet, in Grün für 7,3 kV. Das Maximum für ein Potential von 7,3 kV liegt bei 72 nA Diodenstrom, nur 20 nA über dem für 6,5 kV, insgesamt zeigen aber mehr Dioden einen höheren Strom an, sodass sich die Gesamtfläche des Plasmas deutlich vergrößert. Im Radialdiagramm ist auch zu erkennen, dass sich die Maximalwerte der Plasmaverteilung nach links zum inneren Rand des Strahlrohres verschieben. Im oberen Kamerabild ist das Maximum noch nach rechts gelagert, die Gesamtintensität links hat aber schon deutlich zugenommen. Die Intensitätsskalierung ist in allen vier Bildern identisch, was das optische Vergleichen vereinfacht. Im unteren Bild haben sich dann zwei Flächen hoher Leuchtintensität herausgebildet. Die größere liegt direkt am Rand des inneren Strahlrohr an, während die kleinere, ein bisschen hellere, noch nach rechts gelagert ist. Bei dieser Zusammenstellung unterscheiden sich die Kamerabilder mehr vom Radialdiagramm, als in der oberen Zusammenstellung. Die Vergrößerung der Gesamtplasmafläche und Verschiebung zum inneren Rand ist aber sowohl optisch als auch am Radialdiagramm zu erkennen. In dieser Phase, in der sich das Plasma zum inneren Anodenrohrrand verschiebt, verändert es nicht nur stark seine Symmetrie, sondern durchläuft auch n-Arbeitsfunktionen und somit unterschiedlichste optimale Einschlussbedingungen.



#### 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

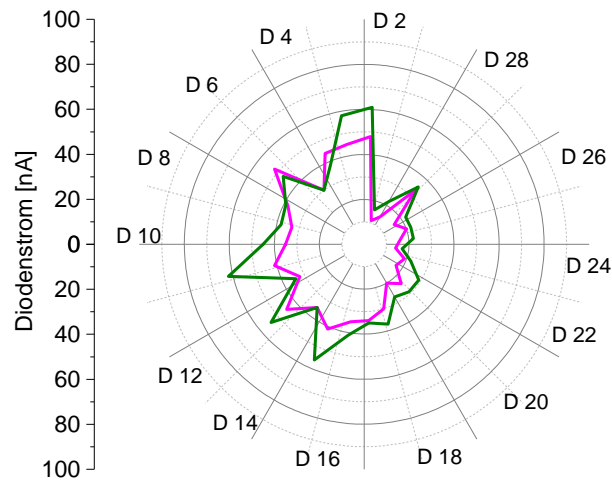


Abbildung 4.19: Radialdiagramm für die Potentiale 6,7 kV (magenta) und 7,3 kV (grün). Druck:  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld: 14,8 mT (11,5 A), Plasmapstrom: 0,3 mA und 0,4 mA

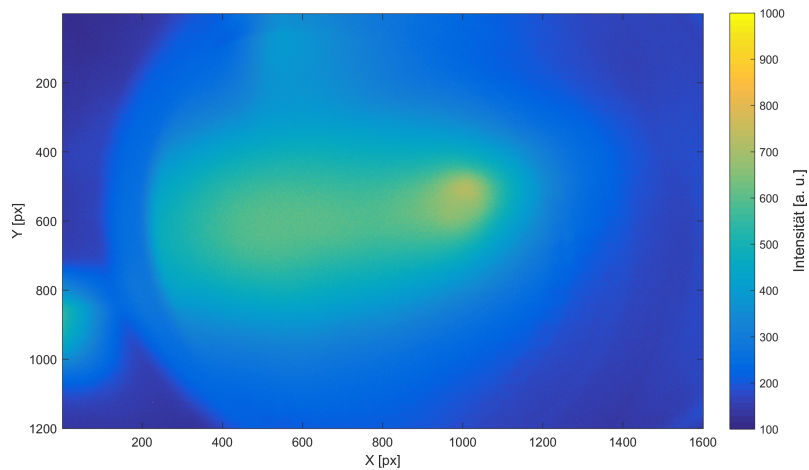


Abbildung 4.20: Kamerabild bei einem Potential von 6,7 kV

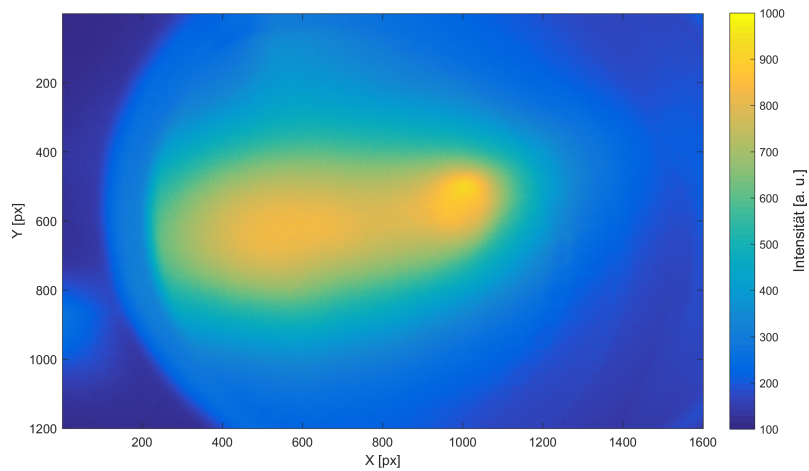


Abbildung 4.21: Kamerabild bei einem Potential von 7,3 kV

Im dritten Radialdiagramm sind die Diodenströme für ein Potential von 7,4 kV in Blau, 7,5 kV in Violett und 7,6 kV in Lila Plasmastrom aufgetragen. Das Maximum der Verteilung liegt bei 86 nA, der Schwerpunkt der Verteilung hat sich jetzt klar nach links gelagert. Auf der rechten Seite des Diagramms sind die Werte der Ströme gering. Auch in den Kamerabildern, hier nur für 7,4 kV und 7,6 kV dargestellt, ist diese Entwicklung gut zu erkennen. Die Intensitätsskalierung wurde um 200 nach oben gesetzt. Trotzdem leuchtet das Plasma viel stärker als noch in der zweiten Zusammenstellung. Auffällig ist, dass die gemessenen Diodenströme im Radialdiagramm abrupt an der vertikalen Linie einbrechen. Ab dort registrieren die Dioden nur noch ein sehr schwaches Leuchten. Das Radialdiagramm deckt sich in dieser dritten Zusammenstellung wieder sehr gut mit den optischen Beobachtungen durch die Kamera. Das Intensitätsmaximum liegt direkt am inneren Anodenrohrtrand an. Nach außen und rechts nimmt das Plasmaleuchten ab. Die Symmetrie der Wolke hat sich deutlich von der Mitte verschoben.

#### 4.1 Manuelle Messungen bei Potential- und Magnetfeldänderung

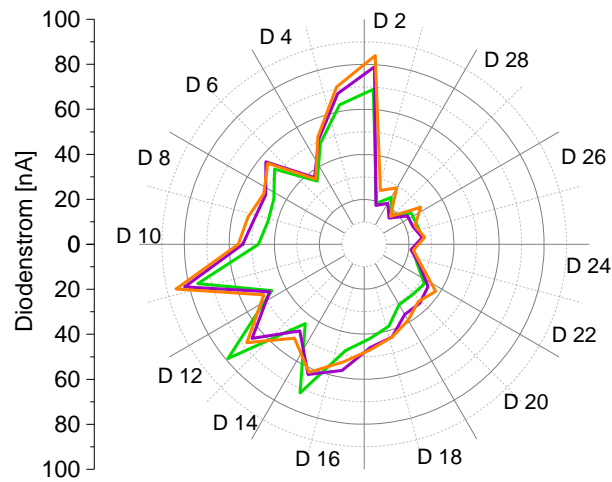


Abbildung 4.22: Radialdiagramm für die die Potentiale 7,4 kV (hellgrün), 7,5 kV (lila) und 7,6 kV (orange). Druck:  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar, Magnetfeld: 14,8 mT (11,5 A), Plasmastrom: 0,5 mA, 0,6 mA und 0,7 mA

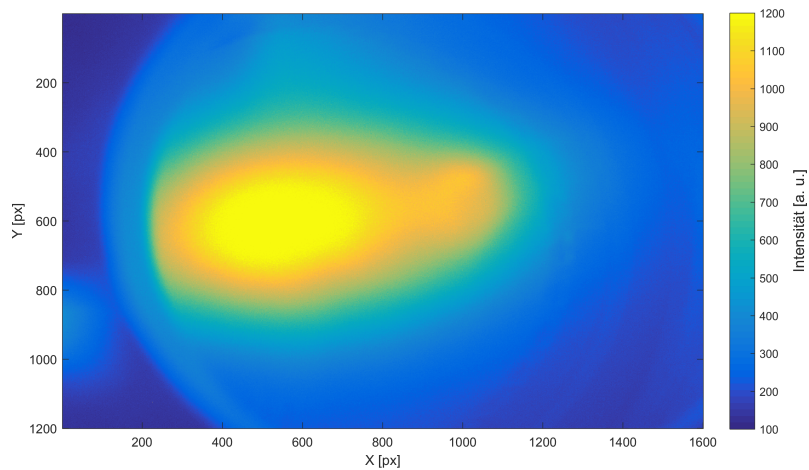


Abbildung 4.23: Kamerabild bei einem Potential von 7,4 kV

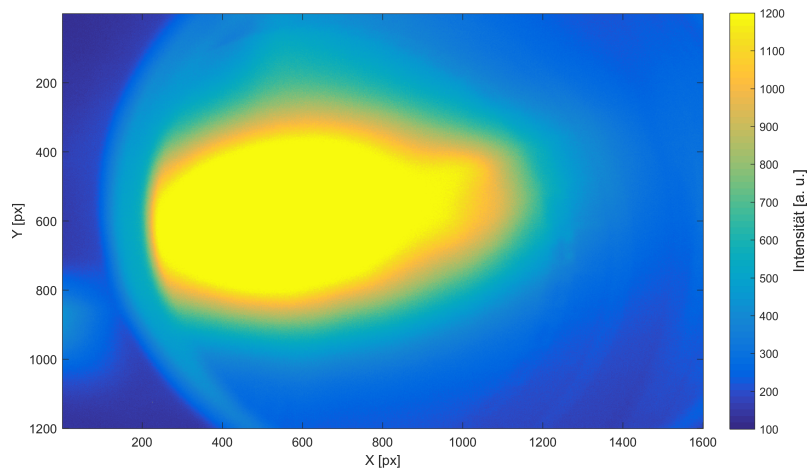


Abbildung 4.24: Kamerabild bei einem Potential von 7,6 kV

An den Kamerabildern und den Radialdiagrammen, die auf den Messdaten des Di-odenrings basieren, lässt sich sehr gut eine Verschiebung der Plasmasymmetrie sowie der Intensitätsmaxima der Wolke erkennen. Bei höheren und hohen Plasmaströmen ist die Leuchtdichte am inneren Strahlrohrtrand viel höher als am äußeren Rand. Hier ist das Magnetfeld auf Grund der geometrischen Krümmung am größten und somit besitzt das Plasma an dieser Stelle die höchste Dichte. Die Rotationssymmetrie nimmt mit der Steigerung des Potentials nach bisher erarbeiteten Kriterien ab.

### 4.1.3 Zusammenfassung der manuellen Messungen

Die manuellen Messungen weichen in ihren absoluten Werten sowohl im Diodenstrom als auch im Plasmastrom voneinander ab, obwohl Versuchsaufbau und Einschlussbedingungen identisch geblieben sind. Als Hauptgründe für diese Stromunterschiede sowie für die Instabilitäten und Sprünge im Messverlauf werden das Ausgasen des aus Vinidur-Material bestehenden Photodiodenrings sowie die Potentialveränderung in der Gabor-Linse durch den Ring angesehen. Auch Gründe, wie leicht veränderte Umgebungstemperatur zwischen den Messserien oder Messungenauigkeiten beim AbleSEN der Werte, sind in Betracht zu ziehen. Weiterhin ist zu Beachten, dass sich die Plasmawolke während des Versuchs in ihrer Position verschiebt, in der toroidalen Linse aber für jede Position eine andere Arbeitsfunktion gilt. Instabilitäten und Abweichung können demnach auch an der Positionsveränderung der Wolke und des daraus veränderten optimalen Einschlusses liegen.

Es fällt auf, dass Plasmastrom und Diodenstrom vom Einschluss abhängige Größen sind, was wiederum eine Schlussfolgerung zum Füllgrad der Linse zulässt. Bei deutlich größerem Magnetfeld als Potential, steigt die Anzahl der Elektronen im Verlauf der Erhöhung der Spannung an. Somit werden mehr RGA durch Elektronen angeregt, es gehen aber auch zahlreicher Elektronen verloren.

Sehr gut zu sehen ist (siehe Abschnitt 4.1.1), dass, je nach Lage der Dioden, unterschiedlich hohe Signale aufgenommen werden und diese sich mit steigender Intensität des Plasmas verändern. Beispielfhaft wurde an D10 und D4, den dem Leuchtmaximum am nächsten liegenden Dioden sowie den weiter entfernt positionierten Dioden 17 und 25 gezeigt, wie sich die Höhe des Diodenstroms mit dem Potential beziehungsweise dem Magnetfeld verändert. In allen Messreihen zeigen D10 und D4 die höchsten Ströme an.

Zur Analyse des Leuchtdichtezuwachses anhand der Kamerabilder wurden diese in MATLAB geladen und die Pixelwerte der einzelnen Bilder integriert. Der Vergleich mit den Daten des Diodenrings zeigt, dass beide Auswertungsmethoden dasselbe Ergebnis liefern. Die Leuchtdichte des Plasmas steigt mit zunehmendem Potential oder Magnetfeld an. Dies gilt auch für unterschiedlich konfigurierte Messungen. Dieses Ergebnis bestätigt die zuverlässige Anwendbarkeit des Diodendetektors zur Untersuchung von Elektronenwolken.

Es fällt bei den Experimenten eine deutlich verschobene Intensitätsverteilung im Plasmaleuchten auf (Abschnitt 4.1.2). Dies ist sowohl auf den Radialdiagrammen als auch auf den Bildern der Kamera erkennbar. Das Intensitätsmaximum des Plasmas liegt bei hohen Einschlussparametern klar am inneren Rand des Strahlrohrs. Die Symmetrie der Wolke ist verschoben.

Für die Analyse wurde in dieser Arbeit angenommen, dass die Elektronendichte mit

der Leuchtdichte korrespondiert. Die Elektronen werden aufgrund des Magnetfeldgradienten zum inneren Strahlrohrwand hin verschoben und regen dort mehr RGA an, als an der äußeren Seite der Anode.

In der bereits zitierten Forschungsgruppe „Columbia Non-neutral Torus“ wurden Elektronendichteverteilungen gemessen, die mit wachsendem Magnetfeld ansteigen (siehe Paper „Confirmation of a large density variation along the magnetic axis of the Columbia Non-neutral Torus“; [Hahn et al.](#)).

Generell muss bei der Analyse der Leuchtdichteverteilung mit Kamera und Diodenring bedacht werden, dass die Kamera am Ende des toroidalen Anodenrohrs aufgestellt ist, wenn sie die Bilder aufnimmt. Das bedeutet, dass der Winkel, mit dem sie fotografiert, nicht die gesamte Verteilung so aufnehmen kann, wie es der Wirklichkeit entspricht und wie es bei einer geraden Linse möglich wäre. Das Bild ist eine Projektion. Gerade deshalb ist die Diagnose mit dem Diodenring so sinnvoll. Dadurch, dass er invasiv ist, kann er das Leuchten detektieren, auch wenn es so schwach ist, dass die Kamera es noch nicht vollständig „sieht“. Allerdings nehmen die Dioden nur einen kleinen Ausschnitt des Plasmas auf.

Die gemessenen Ergebnisse sind sehr gute Hinweise auf das Aussehen der Plasmawolke und die Veränderung der Wolke durch Variationen in Spannung, Magnetfeld oder Druck, sie bilden den Gesamtzustand aber nicht ausreichend ab, um ein vollständiges Bild erhalten und interpretieren zu können.

## 4.2 Digitale Messungen

Für die digitalen Messungen wurden Tastspitze und Nanoamperemeter gegen die Elektronikplatte von Texas Instruments ausgetauscht (Abbildung 4.25). Diese wird direkt an die Messerleiste des Kabels angeschlossen, welches die Signale der Dioden vom Inneren der Gabor-Linse über den Steckerflansch empfängt und weiterleitet; im Ganzen zu sehen in Abbildung 2.2 sowie im Detail in Abbildung 2.14. Die Signale der Elektronikplatte werden via USB-Kabel an den Messcomputer weitergeleitet und mit der Software DDC264Evaluation ausgelesen. Zum Start der Messreihen wurden die äußeren Parameter so eingestellt, dass sie sich mit denen der manuellen Messungen deckten. Dies sollte einem besseren Vergleich der Messreihen dienen. Anders als beim Abgreifen des Stroms über das Nanoamperemeter, gibt die Software der Elektronikplatte keine Ströme, sondern Intensitätswerte aus. Diese Werte sind ohne Einheit und müssen für eine spätere Auswertung normiert werden. Eine Dunkel-

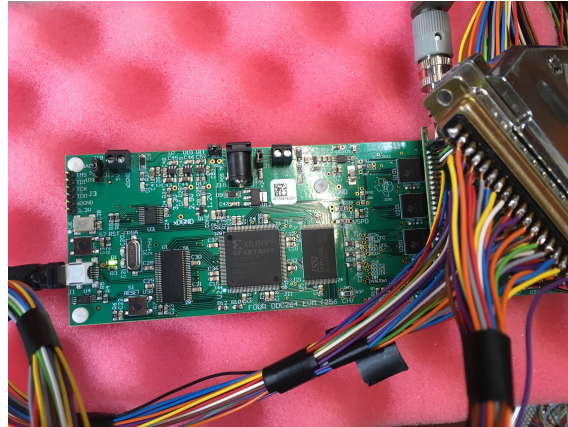


Abbildung 4.25: Elektronikplatte mit Messerleiste

messung ist daran zu erkennen, dass jeder der 256 Kanäle einen minimalen Wert anzeigt; der maximale Sättigungswert liegt im siebenstelligen Bereich bei 1048575. Bei einer gelungenen Messreihe zeigen nur die Kanäle, die auch ein Signal von der Diode erhalten, einen Wert an. Ist ein Plasmaeinschluss eingestellt, kann man eine Intensitätsverteilung der Diodensignale auf einem Graphen erzeugen, die anschließend durch Abspeichern der Daten, auch auslesbar als TAB-Datei, zur Verfügung stehen. Die Datenauslese ist somit deutlich schneller, als die manuelle Vorgehensweise, da alle Dioden nahezu zeitgleich ausgelesen werden können. Für die Auswertung müssen die Werte mit korrekter Kanal-Dioden-Zuordnung aufgetragen werden.

Bei den Messungen mit der Elektronikplatte kam es zu Schwierigkeiten. Bei zu hohem Potential oder Magnetfeld gab es Aussetzer in der Elektronik. Von einigen Dioden wurde kein Signal mehr übertragen oder das Signal war gänzlich weg. Trotzdem wurden die Messungen so gut wie möglich durchgeführt und ausgewertet. Bei der Analyse lassen sich Verteilungen erkennen, die jedoch zu keiner Aussage führen. Auch nach Normierung und im direkten Vergleich mit den manuellen Serien, sind keine Gemeinsamkeiten oder Messverläufe sichtbar, die zu einem Ergebnis führen. Die Messung mit der Elektronikplatte ist an sich eine schnelle, gut auszuwertende Methode, die Elektronik wurde aber durch einen oder mehrere Parameter am Versuchsaufbau gestört, sodass keine plausiblen Ergebnisse zu erkennen waren.

Folgende mögliche Gründe könnten Auslöser für das Versagen des DDC264Evaluation Moduls sein:

1. Die Elektronen innerhalb der Gabor-Linse sind der Störfaktor.
2. Das eingestellte Magnetfeld ist zu hoch.
3. Ein elektrischer Defekt liegt direkt an der Platze vor.

Dass die Elektronikplatte ohne Elektronenplasma und nur durch eine Neonlampe beleuchtet einwandfrei funktioniert, bekräftigt zunächst die erste These (siehe Abschnitt 2.3.2). Eventuell kehren die Elektronen das Signal der Fotodioden um, und es

kann deshalb nicht mehr von der Platte ausgelesen werden. Dies würde begründen, weshalb es bei der manuellen Messung keinerlei Schwierigkeiten gab. Oder die Diode kann die Photonen nicht registrieren, weil zu viele Elektronen auf ihrer Oberfläche sind. Um der These auf den Grund zu gehen, wurde ein Experiment mit einer Elektronengun aufgebaut, welches, wie auch die möglichen anderen Fehlerquellen im Folgenden besprochen wird. Für weitere Arbeiten mit dem DDC264Evaluation Modul an Gabor-Linsen sollten zunächst die Defektursachen ausgemerzt werden. Somit sind die digitalen Messungen zwar durchgeführt und mit der Kamera aufgenommen worden, die Diodendaten lassen aber keine weitere Analyse zu. Aus diesem Grund konnte, da sie nur digital durchgeführt wurde, die Konfiguration, in der der Druck variiert wurde, nicht ausgewertet werden.

### 4.2.1 Elektronengun

Das Experiment „Elektronengun“ ist durchgeführt worden, um ausschließen oder belegen zu können, dass Elektronen die Messelektronik des DDC264Evaluation Moduls beeinflussen. Die Idee hinter dem Versuch wurde in Abschnitt 4.2 erklärt. Die Elektronengun ist ein Elektronen Emitter, bei dem Elektronen aus einem heißen Filament durch den glühelektrischen Effekt freigesetzt werden. Sie überwinden aufgrund ihrer thermischen Energie die charakteristische Austrittsarbeit des Metalls. Elektronen, die aus einer Kathode emittiert werden, werden üblicherweise zu einer positiv geladenen Anode mittels eines homogenen elektrischen Feldes beschleunigt. Sind Kathode und Anode idealisierte Platten, wird dieser Sachverhalt durch das Child Langmuir Gesetz beschrieben:  $I = PV^{3/2}$ . Dabei ist  $I$  der extrahierte Strom aus der Elektronenquelle,  $P$  die Perveanz, welche von der Geometrie der Elektronengun abhängt und  $V$  das Potential, welches für die Extraktion benötigt wurde. Im vorliegenden Versuchsaufbau liegt ein negatives Potential von bis zu 200 V an, die Elektronen werden in Richtung eines Gitters beschleunigt und nach einer kurzen Drift von etwa 2 mm von einem Pickup, an dem bis zu 18 V anliegen, aufgefangen. In Abbildung 4.26 ist der Aufbau der Elektronengun skizziert. Das Filament, welches die Elektronen mit der Spannung  $U_f$  emittiert, ist unten im Bild zu sehen. Das Gitter wird durch die gestrichelte Linie symbolisiert und der Pickup, der die Elektronen mit der Spannung  $U_{PK}$  auffängt, ist ganz oben abgebildet. Der Stromfluss am Pickup wird während des Experiments gemessen. Anstelle des Pickups wird im Verlauf der Versuchsreihe die Photodiode eingebaut, ebenfalls in der Abbildung skizziert. Zusätzlich zur Beschleunigungsspannung kann noch eine Gatespannung  $U_{Gate}$  angeschaltet werden (nach [Beberweil](#)).

Zunächst sind Testmessungen mit der Elektronengun durchgeführt worden, bei denen der Strom am Pickup gemessen wird. Es sind der Heizstrom und die Beschleu-



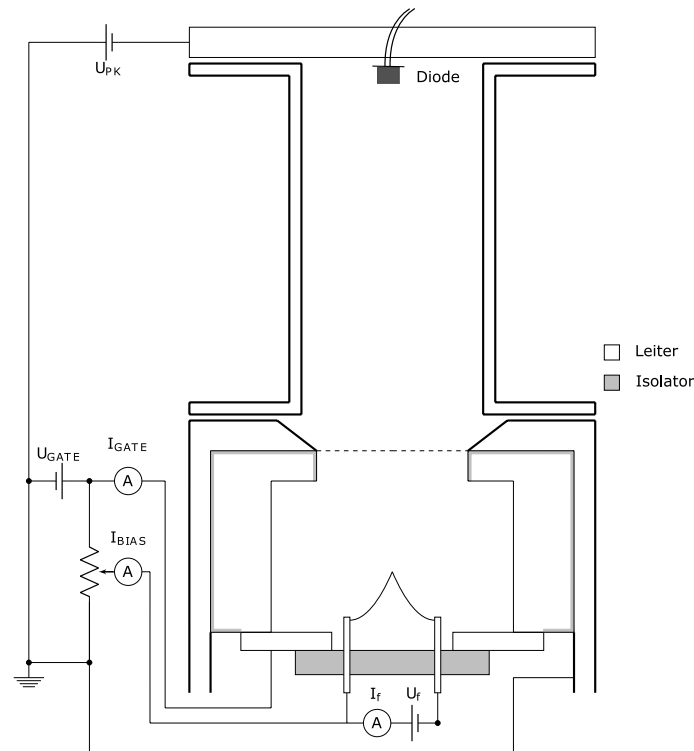


Abbildung 4.26: Skizze des Elektronengun Versuchsaufbaus (nach [Beberweil](#), S. 58.)

nigungsspannung variiert worden, um somit einen Arbeitsbereich für die spätere Messung mit der Diode auszuloten. Die Kurven zeigten, dass der Bereich zwischen 2 A und 2,7 A Heizstrom, einer Beschleunigungsspannung von 170 V und einer Gate-Spannung von 218 V optimal sind.

Auf einen Stab wurde anschließend eine einzelne Photodiode gelötet und mit Kabeln verbunden (siehe Abbildung 4.27). Die Diode wurde in den Vakuumtank der Elektronengun montiert, in dieselbe Position wie der Pickup zuvor. Es soll getestet werden, ob die Elektronen in der Gun einen Einfluss auf den an der Diode gemessenen Strom haben. Dazu eignet sich dieses Setup besonders gut, da das Filament Photonen und Elektronen emittiert. Die Performance der Photodiode kann also mit und ohne Elektronenbeschuss charakterisiert werden. Außerdem wird sowohl manuell mit einem Pikoamperemeter und einer Tastspitze als auch digital mit der Elektronikplatte der Strom ausgelesen.

#### 4.2.2 Durchführung des Elektronengun-Experiments

Zunächst wurde die Diode nur von Photonen beschossen, die Extraktion von Elektronen wurde nicht eingeschaltet, was bedeutet, dass keine Beschleunigungsspannung angelegt wird. Der Strom an der Diode wurde manuell abgegriffen. Wie zu erwarten war, stieg der Diodenstrom mit dem Heizstrom, also der Intensität des

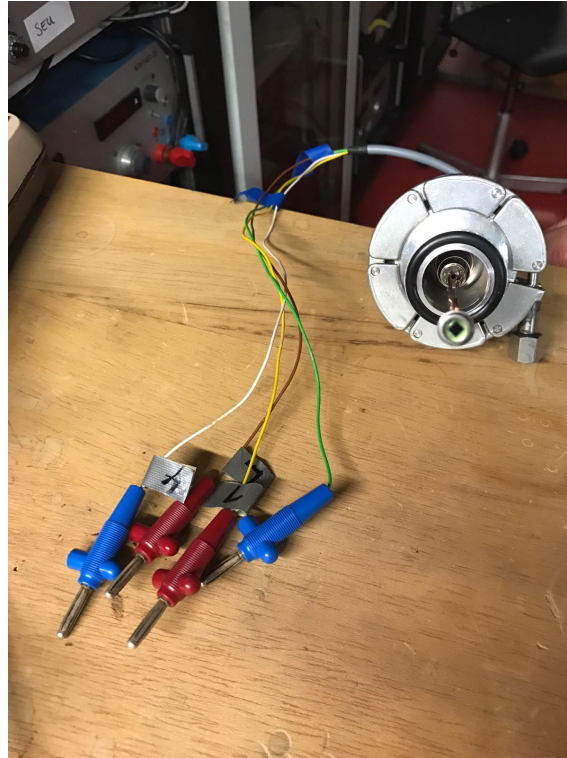


Abbildung 4.27: Einzelne Diode, die in das Elektronengun-Experiment eingebaut wurde.

Leuchtens beziehungsweise der Anzahl der Photonen, an. Die Versuchsreihe, bei der ausschließlich der Heizstrom erhöht wird, wurde dann ein zweites Mal mit Auslesung durch die Elektronikplatte durchgeführt. Nach der Normierung und dem Abzug des Verluststroms, konnten beide Experimente verglichen werden. Die mit der Platte gemessenen Ströme liegen leicht über den manuell gemessenen Werten. Die Steigung der Kurven sind sehr ähnlich. Es gab keine Probleme bei der Messung mit der Elektronikplatte. Weshalb die mit der Platte gemessenen Werte über den manuell abgegriffenen liegen, kann eventuell auf Messungenauigkeiten beim Ablesen mit der Tastspitze zurückgeführt werden. Die Frage war nun, ob die Elektronikplatte auch mit Extraktion von Elektronen sinnvolle Signale messen würde oder ob sie, wie bei den Charakterisierungsmessungen in der toroidalen Gabor-Linse, keine plausiblen Werte anzeigen würde. Nachdem Beschleunigungs- und Gatespannung auf die vorher ermittelten Werte eingestellt wurden (170 V bzw. 218 V), konnte der Versuch mit Extraktion von Elektronen durchgeführt werden. Wieder wurde sowohl manuell als auch mit Elektronikplatte gemessen. Die an der Diode gemessenen Stromwerte mit Elektronenextraktion unterscheiden sich nicht von den Werten ohne Extraktion. Das bedeutet, es macht für die Diode keinen Unterschied, ob sie zusätzlich zu den Photonen noch von Elektronen beschossen wird oder nicht. Auch bei dieser Messreihe funktionierte die Elektronikplatte einwandfrei. Daraus lässt sich schlussfolgern,

dass die in der Platte verbauten Komponenten keine Störungen durch die Elektronen erfahren. Wieder lagen die mit der Platte ausgelesenen Werte über den manuell gemessenen. In Abbildung 4.28 sind die Messkurven dargestellt. Die Messreihen mit und ohne Extraktion liegen jeweils übereinander, wobei die mit der Platte gemessenen Kurven (blau und orange) über den manuell ausgelesenen (rot und grün) liegen.

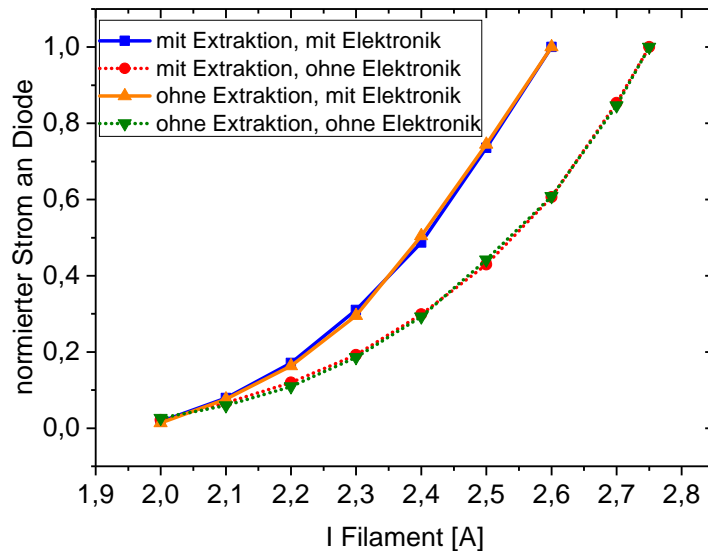


Abbildung 4.28: Vergleich der manuell und digital ausgelesenen Diodenströme, normiert.

### 4.2.3 Zusammenfassung des Elektronengun-Experiments

Die Auswertung dieses Versuchs beweist ohne Zweifel, dass die Elektronen nicht der Grund für die Störung des DDC264Evaluation Moduls sind. Dies ist ein positives Ergebnis, denn sonst würde sich der Anwendungsbereich des Diodenrings mit Ausleseelektronik stark verkleinern. Auch eine Störung durch das Magnetfeld konnte ausgeschlossen werden (Ates, 2014). Es bleibt der Verdacht eines Defekts an der Elektronikplatte selbst, eventuell verursacht durch einen Wärmeeintrag. Dazu wird im Folgenden ein Versuch durchgeführt.

#### 4.2.4 Wärmeeintrag

Für den Versuch zum Wärmeeintrag im DDC264Evaluation Modul wurde der Diodenring aus der Gabor-Linse ausgebaut und samt Messelektronik auf einem Tisch außerhalb der Experimentierhalle platziert. Die Elektronik wurde an einen Messcomputer angeschlossen und das Diodensignal vom Computerprogramm ausgelesen. Zunächst wurde überprüft, ob alle Dioden auch nach den Versuchsreihen in der Gabor-Linse dasselbe maximale Signal anzeigen und mit den entsprechenden Kanälen an der Platte verbunden sind. Dazu wurden sie einzeln mit einer Lichtquelle beleuchtet, während die anderen Dioden abgedeckt waren (wie bereits am Anfang der Versuche schon einmal durchgeführt, siehe Kapitel 2.3.2). Der Sättigungswert lag bei allen Dioden bei 1048575. Diesen Wert hatten sie auch bei den Messungen vor dem Einbau in die Gabor-Linse angezeigt (siehe Kapitel 4). Die Verkabelung war intakt. Somit können alle Dioden weiterhin mit dem selben Maßstab betrachtet werden. Im zweiten Schritt, der mehrere Tage später durchgeführt worden ist, wurden alle Dioden der Helligkeit des Raumes ausgesetzt, und es wurde im Abstand von zehn Minuten immer dieselbe Messung durchgeführt. Zum Zeitpunkt Null und Zeitpunkt Eins, also der Messung nach zehn Minuten, zeigten die Dioden ein fast identisches Signal an. Je nach dem, wie stark die einzelne Diode beleuchtet war, fiel das Signal unterschiedlich hoch aus. Nach zwanzig Minuten wurde Messung „Zeitpunkt Zwei“ durchgeführt. Alle der 256 Kanäle zeigten plötzlich Signale an, obwohl nur 30 auf die Dioden kontaktiert waren. Die Werte waren willkürlich und passten nicht zu den vorher gesammelten Daten. Bei Untersuchung des DD264Evaluation Moduls fiel auf, dass einige der Bauteile sehr stark erwärmt waren. Auch nach Abschalten des Moduls dauerte es mehrere Stunden, bis die Elektronikplatte wieder einsatzbereit war und vernünftige Daten auslas. Die Störungen der digitalen Messungen, besonders bei hohen Potentialen oder Magnetfeldern, sind folglich auf den extremen Wärmeeintrag in der Elektronikplatte zurückzuführen. Das Problem war kein physikalisches, sondern ein technisches. Für weitere Arbeiten mit dem Diodenring ist es unbedingt notwendig, eine Elektronikplatte zu benutzen, die keinen oder einen deutlich kleineren Wärmeeintrag hat. Oder man kühlt die Elektronikplatte und versucht so, die Erwärmung zu minimieren. Eventuell kann man auch mit einem anderen Netzteil bessere Ergebnisse erzielen. Kürzere Messzeiten sind nur bedingt sinnvoll, da das DDC264Evaluation Modul sehr lange braucht, um wieder abzukühlen und dies außerdem der Stabilität des Plasmazustandes nicht zuträglich ist.

Dass das Elektronengun-Experiment reibungslos funktioniert hat, ist auf die kurze Messzeit und außerdem auf die deutlich kältere Umgebungstemperatur im entsprechenden Laborraum zurückzuführen.

# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Masterarbeit ist im Institut für Angewandte Physik erstmals eine toroidale Gabor-Linse in Betrieb genommen worden, in der eine Plasmawolke mit einer Ausdehnung von 600 mm in z-Richtung eingeschlossen wurde. Eine Wolke dieser Größe ist in einer solchen Konfiguration bisher noch nie beobachtet und untersucht worden. Somit waren zwei Dinge neu: der toroidale Einschluss, im Gegensatz zum sonst zylindrischen mit homogenem Magnetfeld und die vergleichsweise riesigen Abmaße der Linse. Ziel dieser Arbeit war es, zunächst prinzipiell zu zeigen, dass der Plasmaeinschluss möglich ist. Anschließend sollte das eingeschlossene nichtneutrale Plasma möglichst umfassend charakterisiert und somit grundlegende physikalische Zusammenhänge verstanden werden.

Dazu wurden zwei Diagnoseelemente in das Experiment integriert.

Zum einen eine CCD-Kamera, die das Plasma durch ein Vakuumfenster am Ende des Anodenrohrs aufnimmt. Zum anderen einen, aus Vinidur bestehenden Photodiodenring, dessen 31 Photodioden die Lichtintensität des Plasmaleuchtens (Anregung der RGA) in situ detektieren können. Die Signale der Dioden sollten dabei sowohl digital über eine Elektronikplatte inklusive Auswertungssoftware als auch manuell über ein Nanoamperemeter abgegriffen werden.

Nach dem Berechnen der Arbeitsfunktionen des NNPs in der toroidalen Linse, wurde das Plasma zunächst ohne Diagnoseelemente eingeschlossen, und erste Messungen konnten bei unterschiedlichen Feldkonfigurationen durchgeführt werden. Die Experimente zeigen eine stabile Plasmawolke, deren Einschluss je nach Konfiguration der Parameter Potential, Druck und Magnetfeld verändert werden kann. Die Leuchtdichteverteilung des Plasmas ist aufgrund des Magnetfeldgradienten nicht zylindersymmetrisch und mittig, sondern zum inneren Rand der Anode verschoben und zur Mitte hin schwächer werdend. Weiterhin fällt auf, dass bei sehr kleinen Plasmaströmen das Intensitätsmaximum zunächst vermeintlich näher am äußeren Rand liegt, bevor es sich bei höheren Strömen nach innen verschiebt.

Nach den ersten, erfolgreichen Plasmaeinschlüssen des NNPs ohne Diagnoseinstrumente wurden anschließend Ring und Kamera in den Versuchsaufbau integriert. Bei Vergleichsmessungen war zu erkennen, dass das NNP nach Einbau des Diodenrings deutlich instabiler war als ohne das Diagnoseelement. Dafür wurden einige Gründe

angeführt, von denen vor allem zu beachten ist, dass das Vinidur-Material des Diodenrings dauerhaft ausgast und somit neue Teilchen im Plasma sind, die mit den Elektronen kollidieren können und das Plasma stören. Außerdem kommt es durch die elektrostatische Aufladung des Rings zu einer Potentialveränderung am geerdeten Anodenrohr. Dies verändert auch den Potentialverlauf im Inneren der Linse.

Weiterhin gibt es in der toroidalen Linse aufgrund des Magnetfeldgradienten nicht nur eine Arbeitsfunktion für den gesamten Versuchsverlauf. Die Arbeitsfunktion des Plasmas verändert sich stets mit Verschiebung der Wolke zum inneren Rand. Somit werden plötzliche Instabilitäten oder Sprünge im Diodenstrom und in der Leuchtintensität des Restgases zusätzlich begründet.

Trotzdem war es möglich mehrere Versuchsreihen mit den Diagnoseelementen Kamera und Photodiodenring durchzuführen unter unterschiedlichen Konfigurationen des Potentials, Magnetfelds oder Drucks. Die Abhängigkeiten der Leucht- und Elektronendichte, der Ausdehnung der Wolke und deren Symmetrie von den äußeren Parametern wurden untersucht und analysiert.

Die digitalen Messreihen waren dabei nicht brauchbar, denn die Elektronikplatte hatte durch zu starke Erwärmung fehlerhafte Daten angegeben.

Um das, durch inelastische Stöße der Elektronen mit den Restgasatomen oder Ionen entstehende, Restgasleuchten und den Zuwachs an Leuchtdichte analysieren zu können, wurden sowohl die manuell gemessenen Daten des Photodiodenrings als auch die Bilder der Kamera ausgewertet. Diese zeigten, dass die Leuchtdichte mit Steigerung des Potentials oder Magnetfeldes anstieg. Die Daten des Diodendetektors ergaben weiterhin, dass die einzelnen Dioden unterschiedlich hohe Signale aussendeten, je nach dem, an welcher Position sie installiert waren.

Bei hohen Plasmaströmen und Stickstoff als Arbeitsgas, lag das Intensitätsmaximum am linken, inneren Strahlrohrtrand der Gabor-Linse. Beim Einsatz von Helium war zu sehen, dass das Maximum der Verteilung trotz hohem Potential am äußeren Rand blieb. Dies wurde mit der sechsfach schlechteren Ionisierung des Heliums durch Elektronen erklärt. Dennoch bleibt offen, weshalb das Intensitätsmaximum am Anfang der Dichteverteilungen stets von der Mitte aus leicht nach rechts verschoben ist, bevor es zum inneren, linken Rand wandert, wo es, aufgrund des stärkeren Magnetfeldes auch zu erwarten ist. Zu beachten ist aber, dass die Kamera immer eine Projektion des Plasmas aufnimmt und nicht um die Ecke „sehen“ kann.

Ein erster Vergleich der Elektronendichte- mit der Leuchtdichteverteilung konnte über das Programm Gabor-M durchgeführt werden. Dieses simulierte eine Elektronendichteverteilung, welche, ebenso wie die Leuchtdichteverteilung, am inneren Strahlrohrtrand am höchsten war, zur Mitte hin abflachte und überraschenderweise am äußeren Strahlrohrtrand bei kleinem B-Feld erneut angestiegen ist. In der Mit-

te war die Verteilung dabei sehr unregelmäßig und instabil. Nachfolgend wurde in der Analyse festgestellt, dass die eingegebenen Parameter nicht auf der kalkulierten AF lagen ( $B_{\text{Gabor-M}} = 0,5 B$ ) und somit die Dichteschwankungen sowie der Anstieg am äußeren Rand der Anode erklärt werden können. Die numerische Berechnung der Elektronendichteverteilung mit Gabor-M sollten im Folgenden weiter ausgeführt werden.

Um die unterschiedliche Form, Größe und Verteilung der Plasmawolke über die Diodensignale sichtbar zu machen und diese weiterhin mit den Bildern der Kamera vergleichen zu können, wurden Radialdiagramme erstellt. Diese zeigen eine große Übereinstimmung zwischen Ring und Kamera.

Auch die Größe der Wolke in z- und y-Richtung konnte ausgemessen werden.

Das nichtneutrale Plasma in der toroidal eingeschlossenen Gabor-Linse konnte im Rahmen dieser Arbeit grundlegend charakterisiert werden. Während der Auswertungen und Analysen haben sich allerdings auch viele neue Fragen und Anregungen für kommende Experimente ergeben:

Der Diodenring sollte in einem Experiment Stück für Stück durch das ganze Anodenrohr gezogen werden, damit die gesamte Plasmawolke durch die Photodioden detektiert werden kann. Dafür ist es unumgänglich die Elektronik der digitalen Auswertplatte zu verbessern, denn das manuelle Auslesen der Diodendaten ist bei deutlich mehr Versuchsdurchführungen nicht mehr möglich. Mit den Messungen des Photodiodendetektors an jeder Stelle im Rohr, könnte man die Leuchtdichteverteilung der ganzen Wolke aufnehmen und das Verständnis zum toroidalen Einschluss erweitern. Man würde die Dichtemaxima besser detektieren können und einen Einblick gewinnen, weshalb das Maximum der Leuchtdichteverteilung zu Beginn der Messreihen bei geringen Potential- und Magnetfeldstärken mittig bis leicht in Richtung äußerer Strahlrohrwand verschoben ist und nicht, wie bei höheren Feldern der Fall, am inneren Rand liegt. Auch die Veränderung der Ausdehnung der Wolke in r-Richtung könnte somit beobachtet werden.

Die numerische Analyse der Elektronendichteverteilung sollte außerdem programmiert werden. Ein direkter Vergleich beider Dichteverteilung wäre sehr aufschlussreich. Die Leuchtdichteverteilung ist nicht nur eine Funktion der Dichte, sondern auch der Energie. Deshalb konnte bis jetzt nicht geklärt werden, ob Elektronendichte und Leuchtdichte im toroidalen Versuchsaufbau immer gleich verteilt sind. Das in der Arbeitsgruppe etablierte Programm für Elektronendichteverteilungen in der Gabor-Linse, Gabor-M, kann für den toroidalen Einschluss nicht eingesetzt werden. Interessant wäre außerdem das Plasma zunächst einzeln bei Magnetfeld- und Potentialgradienten zu untersuchen, bevor es in der toroidalen Gabor-Linse beidem unterliegt. So könnte man den genauen Einfluss der jeweiligen Parameter besser

## *ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK*

verstehen.

Für den Einsatz der toroidalen Gabor-Linse in einem Beschleuniger oder Speicherring müssen noch viele Eigenschaften des nichtneutralen Plasmas in der Gabor-Linse untersucht und verstanden werden.

Der Einschluss eines NNPs in einem toroidalen Magnetfeld und dessen erste Charakterisierung konnte aber erfolgreich abgeschlossen werden.



# Literaturverzeichnis

- [Ates 2014] ATES, Adem: *Weiterentwicklung der zerstörungsfreien Strahldiagnose in starken Magnetfeldern*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Masterarbeit, 2014
- [Beberweil 2017] BEBERWEIL, Christoph: *Investigation of electron beam assisted density boosting in plasma traps using the example of a Gabor plasma lens*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Masterarbeit, 2017
- [Berkery et al. 2007] BERKERY, John W. ; PEDERSEN, Thomas S. ; KREMER, Jason P. ; MARKSTEINER, Quinn R. ; LEFRANCOIS, Remi G. ; HAHN, Michael S. ; BRENNER, Paul W.: Confinement of pure electron plasmas in the Columbia Non-neutral Torus. In: *Physics of Plasmas* 14 (2007), Nr. 6, S. 062503. – URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2745814>
- [Britten 2017] BRITTEN, Virginia A.: *Analytische und numerische Betrachtungen zu Protonenplasmen und ihre ionenoptische Wirkung in Gabor-Linsen*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Bachelorarbeit, 2017
- [Davidson 1974] DAVIDSON, R.C.: *Theory of nonneutral plasmas*. Addison-Wesley/W. A. Benjamin, Inc., Reading, PA, Jan 1974
- [Hahn et al. 2008] HAHN, Michael ; PEDERSEN, Thomas S. ; MARKSTEINER, Quinn ; BERKERY, John W.: Confirmation of a large density variation along the magnetic axis of the Columbia Non-neutral Torus. In: *Physics of Plasmas* 15 (2008), Nr. 2, S. 020701. – URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.2844439>
- [Texas Instruments 2011] INSTRUMENTS Texas: DDC264EVM User's Guide. (2011)
- [Joshi 2009] JOSHI, Ninad S.: *Investigations on transport and storage of high ion beam intensities*, Dissertation, 2009
- [Klaproth 2017] KLAPROTH, Stephan: *Development of a Control System for Space Charge Lenses based on Experimental Data*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Masterarbeit, 2017

- [Meusel 2005] MEUSEL, Oliver: *Fokussierung und Transport von Ionenstrahlen mit Raumladungslinsen*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Dissertation, 2005
- [NIST 2017] NIST: Cross sections for incident electron energy. (2017). – URL <https://www.nist.gov>
- [pco. 2017] PCO.: pco.1600 technical data. (2017)
- [Pozimski 1997] POZIMSKI, Jürgen: *Untersuchungen zum Transport raumladungskompensierter niederenergetischer und intensiver Ionenstrahlen mit einer Gabor Plasma-Linse*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Dissertation, 1997
- [Schulte 2008] SCHULTE, Kathrin: *Untersuchung von Messmethoden zur Parameterbestimmung eines Nichtneutralen Plasmas*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Diplomarbeit, 2008
- [Schulte 2013] SCHULTE, Kathrin: *Studies on the focusing performance of a Gabor lens depending on nonneutral plasma properties*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Dissertation, 2013
- [Siemens 1998] SIEMENS: Silizium-Fotodiode für den sichtbaren Spektralbereich. (1998)
- [Bruker Bio Spin 2007] SPIN Bruker Bio: Toroid Nr. 705001 Magnetische Prüfungen. (2007)
- [Tampe 2008] TAMPE, Sarah A.: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Funkenkammer*, Goethe University, Frankfurt a. M., Germany, Bachelorarbeit, 2008. – URL <https://www.uni-frankfurt.de/46295396>

## Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Holger Podlech, der mir die Möglichkeit und die Unterstützung bot, am Institut für Angewandte Physik zu forschen und meine Masterarbeit zu schreiben.

Besonders danke ich Frau Dr. Kathrin Schulte für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe Nicht-Neutrale Plasmen und für ihre motivierende und professionelle Betreuung. Ich konnte jederzeit mit Fragen und Anliegen zu Dir kommen, Deine Tür stand immer offen.

Danke an die gesamte NNP-Arbeitsgruppe, die mich herzlich aufgenommen hat und in der stets ein positives Arbeitsklima herrscht. Danke Dr. Oliver Meusel, Adem Ates, Christoph Beberweil, Daniel Born, Virginia Britten, Dr. Martin Droba, Christian Hübinger, Dr. Ninad Shrikrishna Joshi, Stephan Klaproth, Dr. Daniel Noll, Heiko Niebuhr, Onur Payir, Björn Reetz, Fips Schneider und Dr. Christoph Wiesner. Danke Adem Ates, dass du mir den Diodenring zur Verfügung gestellt hast. Ohne dein Wissen und deine Expertise hätte ich die Diagnose nicht aufbauen können. Danke Christoph Beberweil für die Durchführung des Elektronengun-Experiments. Danke Stephan Klaproth für die motivierende Unterstützung beim Programmieren mit Matlab. Danke Bernhard Scheible für die vielen guten, interessanten und lustigen Gespräche.

Danke an die technischen Mitarbeiter und die Werkstatt, vor allem Thomas Metz und Sven Reploeg, die mir beim Umbau meines Experiments geholfen haben.

Danke an Christopher Wagner für die Bereitstellung und Erklärung von jCCD Scan.

Ein besonderer Dank geht an meine Familie für deren Unterstützung in der gesamten Zeit meines Studiums und während dieser Arbeit.