

**Analyse des elektrischen Feldes in einer
mikroskalierten dielektrisch behinderten
Entladung**

Masterarbeit

im

Studiengang

„Master of Science“

im Fach Physik

an der Fakultät für Physik und Astronomie
der Ruhr-Universität Bochum

von

Henrik van Impel

aus

Essen

Bochum 2023

1. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Judith Golda
2. Gutachter: Dr. Volker Schulz-von der Gathen

Abstract

Es wird der Einfluss von beigemischtem molekularem Sauerstoff (0,1-0,25 %) auf die Entladungsdynamik in einem Metallgitter-basierten Mikrokavitäten-Plasmaarray (MCPA), das in Helium bei 15 kHz-Dreiecksspannung betrieben wird, untersucht. Die zeitliche Entwicklung der atomaren Sauerstoffdichte bzw. des Dissoziationsgrades und der mittleren Elektronenenergie über die ersten 20 Entladungszyklen wurde mit SEA (*state enhanced actinometry*) und einem neuartigen Multi-PMT-Aufbau analysiert. Die Messungen zeigen, dass hohe Dissoziationsgrade bis zu 90 % innerhalb einer Halbphase erreicht werden können, jedoch kein Aufbau des Dissoziationsgrades von einem Halbzyklus zum nächsten beobachtet werden kann. Elektrische Feldstärken werden durch die Stark-Spektroskopie an Heliumatomen ermittelt. Die zeitlichen Verläufe der Feldstärken sind ähnlich denen der mittleren Elektronenenergie aus den SEA-Messungen. Die 1-dimensional aufgelösten Feldstärkeverteilungen zeigen in der Halbphase mit fallender Spannungsflanke (DPP) einen Anstieg des Feldes um etwa 20 % zur getriebenen Elektrode hin, während in der Halbphase mit steigender Spannungsflanke (IPP) keine Änderung zu beobachten ist. Direktionale Größen des elektrischen Feldes werden mit polarisierten Stark-Spektren an einem dem MCPA-ähnlichen Reaktor untersucht. Dabei zeigen sich innerhalb der DPP signifikante Unterschiede von etwa 5 kV cm^{-1} bzw. 20 % zwischen den Feldkomponenten.

The influence of admixed molecular oxygen (0.1-0.25 %) on the discharge dynamics in a metal grid-based microcavity plasma array (MCPA) operated in helium at 15 kHz triangular voltage is investigated. The time evolution of the atomic oxygen density or the degree of dissociation and the mean electron energy over the first 20 discharge cycles was analysed using SEA (*state enhanced actinometry*) and a novel multi-PMT setup. The measurements reveal significant levels of dissociation, up to 90 %, which can occur within a half-cycle. However, there is no indication of dissociation build-up from one half-cycle to the next. Electric field strengths are determined by Stark spectroscopy on helium atoms. The temporal evolution of the field strengths is similar to those of the mean electron energy from the SEA measurements. The 1-dimensional resolved field strength distributions show an increase of the field in the half phase with falling voltage slope (DPP) by about 20 % towards the driven electrode, while no change is observed in the half phase with rising voltage slope (IPP). Directional electric field quantities are investigated using polarised Stark spectra on a reactor that resembles the MCPA. Significant differences of about 5 kV cm^{-1} or 20 % between the field components are observable within the DPP.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung	2
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Dielektrisch behinderte Entladung	3
2.1.1	Filamentierter Modus	4
2.1.2	Homogener Modus	5
2.1.3	Memory-Effekt	8
2.1.4	Moduswechsel in He-O ₂	9
2.2	Optische Emissionsspektroskopie	10
2.3	Stark-Effekt	10
2.3.1	Polarisationabhängige Feldmessungen	14
2.3.2	Fit-Routine	18
2.3.3	Verbreiterungsmechanismen	19
2.4	State Enhanced Actinometry (SEA)	22
3	Versuchsaufbau	26
3.1	Mikroskalierte DBD-Reaktoren	26
3.1.1	Mikrokavitäten-Plasmaarray (MCPA)	26
3.1.2	Mikroskalierte-Plasmagräben (MSPT)	27
3.1.3	Strom- und Gasversorgung der Reaktoren	28
3.2	Aufbau: Multi-PMT-Setup für SEA	29
3.3	Plangitter-Spektrograph	30
3.4	Aufbau: Stark-Verschiebung	31
4	Vorbereitung des Messsystems	33
4.1	Kalibrierung des PMT-Setups	33
4.2	Kalibrierung des Spektrometers	36
5	Ergebnisse Multi-PMT-Setup	42
5.1	Emissionsverhalten	42
5.2	SEA-Auswertung	49
5.2.1	0,1 % O ₂ -Beimischung	49
5.2.2	0,25 % O ₂ -Beimischung	54
6	Ergebnisse elektrische Feldstärkemessung	56
6.1	Evaluation des Fits	56

6.2	1D-Auflösung des MCPAs	58
6.2.1	Allgemeine Betrachtung	59
6.2.2	Spannungsvariation	63
6.3	Zeitaufgelöste Feldmessung mit Sauerstoffbeimischung	66
6.4	Erhöhte Sauerstoffkonzentrationen in den MSPT	70
6.5	Analyse der elektrischen Feldstärke in den MSPT	72
6.5.1	1D-Auflösung der MSPT	72
6.5.2	Elektrische Feldkomponenten der MSPT	75
7	Fazit und Ausblick	83
	Literaturverzeichnis	87
	Danksagung	95

1 Einleitung

1.1 Motivation

In den vergangenen Jahren hat das Interesse an Mikroentladungen unter Atmosphärendruck signifikant zugenommen [1]. Neben der faszinierenden Plasmaphysik, die in diesen Entladungen beobachtet werden kann, erfährt diese Thematik auch erhebliche Beachtung aus wirtschaftlicher Perspektive. Plasmen dieser Art können ohne aufwändige, kostspielige Vakuumsysteme erzeugt werden, was sie zu äußerst attraktiven Optionen für die Industrie macht. Dabei gibt es einige vielversprechende Anwendungsgebiete, wie z.B. die Reinigung [2], das Ätzen [3], das Beschichten [4], die Strukturierung [5, 6] oder die Aktivierung von Oberflächen [7], aber auch medizinische Anwendungen, wie die Behandlung von Wunden [8] oder Hautkrebs [9]. Ein weiteres großes Anwendungsgebiet, welches hinsichtlich des globalen Klimawandels von großer Bedeutung ist, ist die Reinigung von umweltschädigenden Abgasen [10, 11].

Diese Masterarbeit wird im Rahmen des Projekts A6 aus dem Sonderforschungsbereich (SFB) 1316: „Transiente Atmosphärendruckplasmen - vom Plasma zu Flüssigkeiten zu Festkörpern“ verfasst. In dem SFB 1316 geht es um die Realisierung flexibler energie- und masseneffizienter Stoffkonversionssysteme durch die Kombination von Nichtgleichgewichtsplasmen bei Atmosphärendruck mit Katalyse, Elektrolyse und Biokatalyse. Dafür ist die Untersuchung der chemischen Reaktionswegen außerhalb des Gleichgewichtes, die sich stark von der thermischen Gleichgewichtsschemie unterscheiden, sowie der effektive Transport der in Plasmen produzierten Spezies zu den katalytisch aktiven Oberflächen von essenzieller Bedeutung.

Das Teilprojekt A6 beschäftigt sich mit Mikrokavitäten-Plasmaarrays (MCPA), bei denen dielektrisch behinderte Entladungen in einem Array von μm -großen angeordneten Kavitäten gezündet werden. Dabei werden die sogenannten Metallgitter-Arrays verwendet, die im Gegensatz zu den siliziumbasierten Arrays unter Laborbedingungen eine deutlich längere Lebenszeit aufweisen [12, 13]. Diese Reaktoren bieten einen hervorragenden diagnostischen Zugang, der es ermöglicht, fundamentale Plasmaparameter wie die elektrische Feldstärke zu untersuchen [14]. Das MCPA soll in dem Projekt A6 auf die Umwandlung von flüchtigen organischen Verbindungen (VOCs) oder CO_2 bei der Interaktion zwischen Plasma und Katalysator untersucht werden. Für die Umwandlung dieser Gase sind reaktive Spezies von größter Bedeutung.

Jedoch ist die Messung dieser reaktiven Spezies, aufgrund limitierender optischer Zugänge sowie der μm -Abmessung, erschwert, sodass laserbasierende Diagnostiken wie LIF oder TALIF (*two-photon absorption laser-induced fluorescence*) oftmals nicht

anwendbar sind. Eine Alternative zur Bestimmung der atomaren Sauerstoffdichte bietet SEA (*state enhanced actinometry*), die auf optischer Emissionsspektroskopie basiert und in dem MCPA bereits sehr hohe Dissoziationsgrade bei geringen Mengen beigemischten molekularen Sauerstoff zeigt [15, 16].

In Nichtgleichgewichtsplasmen sind hauptsächlich Elektronenstöße für die Bildung reaktiver Spezies über verschiedenste Reaktionswege verantwortlich, so dass die für die Stöße benötigte Energie der Elektronen, die durch die Beschleunigung in den elektrischen Feldern aufgebaut wird, einen wichtigen Parameter im Konversionsprozess darstellt. Darüber hinaus ist für die Wechselwirkung mit katalytischen Oberflächen der Transport der reaktiven Teilchen durch die elektrischen Felder von großer Bedeutung, wofür grundlegende Kenntnisse der zeitlich und räumlich aufgelösten Feldstärkeverteilung sowie ihrer richtungsabhängigen Feldstärke erforderlich sind.

1.2 Zielsetzung

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die zeitliche Entwicklung der reaktiven Spezies im MCPA zu untersuchen. Dazu soll die Entwicklung der atomaren Sauerstoffdichte bzw. des Dissoziationsgrades sowie der mittleren Elektronenenergie unter Zugabe von molekularem Sauerstoff über die ersten Entladungszyklen mittels SEA und einem neuartigem Multi-PMT-Setup untersucht werden. Vorangegangene Messungen zeigten bereits hohe Dissoziationsgrade, die möglicherweise auf einen Aufbau der atomaren Sauerstoffdichte über mehrere Entladungszyklen schließen lassen. Weiterhin soll die grundlegende Entladungsdynamik unter O₂-Beimischung anhand der Entladungsemission evaluiert werden.

Zum tiefergehenden Verständnis der zeitlichen Verläufe des Dissoziationsgrades und der mittleren Elektronenenergie soll die zeitaufgelöste Dynamik der elektrischen Feldstärke bei Variation der Beimischung von Sauerstoff im MCPA untersucht und verglichen werden. Dafür wird die Stark-Spektroskopie an emittierenden Heliumatomen verwendet.

Die Stark-Spektroskopie erlaubt, neben der Bestimmung von orts aufgelösten Verteilungen der Feldstärke, die fundamentale Untersuchung der direktionalen Größen der elektrischen Feldstärke mithilfe eines erweiterten Polarisationsansatzes. Ein Ziel dieser Arbeit wird es sein, mithilfe dieses Polarisationsansatzes Aussagen über die Ausrichtung des Feldes bzw. die Feldstärke der Komponenten im MCPA treffen zu können. Jedoch ist für diesen Diagnostikansatz der Aufbau und die Verwendung eines neuen Reaktordesigns namens „Mikroskalierte-Plasmagräben“ notwendig, das möglichst vergleichbar mit dem MCPA sein soll.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Dielektrisch behinderte Entladung

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine dielektrisch behinderte Entladung (DBD) untersucht. Die DBD ist eine selbst-erhaltende Entladungsform, die mindestens einen Isolator in dem Weg der Entladung aufweist. Die sogenannte dielektrische Barriere

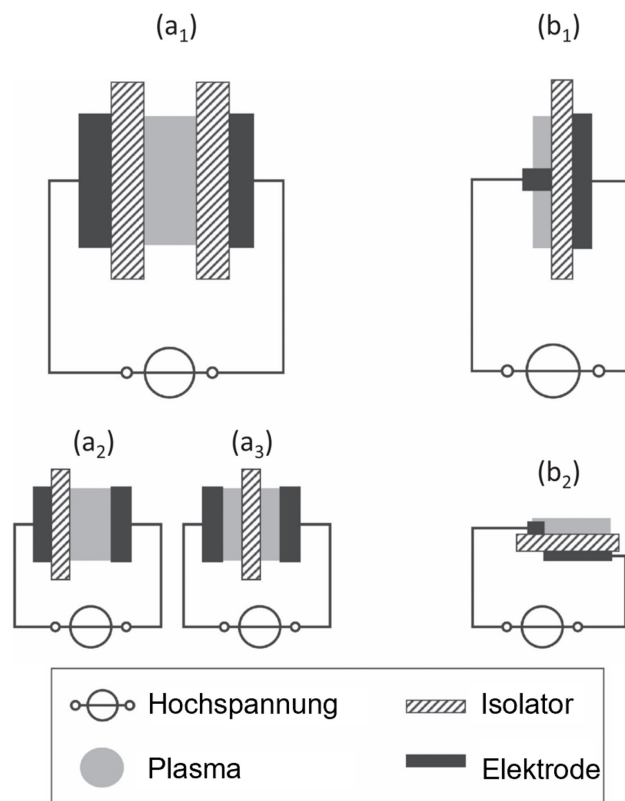


Abbildung 2.1: Grundsätzliche planare Anordnungen von DBDs: (a) Volumen-DBD (1-symmetrisch, 2-asymmetrisch, 3-floated-Dielektrikum); (b) Oberflächen-DBD (1-symmetrisch, 2-asymmetrisch). Abbildung aus [17].

sorgt für einen selbstopulierenden Plasmabetrieb und damit zu der Bildung eines nicht thermischen Plasmas bei Atmosphärendruck. Wie in Abbildung 2.1 zu sehen, können die grundsätzlichen Anordnungen von DBDs sehr verschieden sein. Dabei wird zwischen sogenannten Volumen-DBDs (a) und Oberflächen-DBDs (b) unterschieden. Diese weisen, aufgrund ihrer verschiedenen Geometrien, unterschiedliche Feldverteilungen sowie Einflüsse durch das eingebrachte Dielektrikum auf und können somit verschiedene Entladungseigenschaften zeigen, die für gewisse Anwendungen effektiv sind. [17]

Die ersten experimentellen Untersuchungen zu einer DBD wurden von *W. von Siemens* im Jahre 1857 aufgezeichnet, der sich hauptsächlich auf die Erzeugung von Ozon

konzentrierte [18]. Über mehrere Jahrzehnte hinweg war die Ozon-Erzeugung, insbesondere zur Behandlung von Wasser, eine der Hauptanwendungen von DBDs in der Industrie [19]. Jedoch sind DBDs vor allem wegen ihres Niedertemperatur-Charakters mittlerweile in vielen anderen Anwendungsbereichen vertreten: Zum Beispiel in der Behandlung von Abgasen, die flüchtige organischen Verbindungen (VOCs) beinhalten [20], in der Erzeugung von Oberflächenmodifikationen durch die Erhöhung der Oberflächenenergie [21], in der Entwicklung von UV-Excimerlampen [22] oder bei der Oberflächen-Sterilisation [23]. Weitere Anwendungsgebiete können der Literatur entnommen werden [19].

Aufgrund der dielektrischen Barriere müssen DBDs bei Wechselspannung betrieben werden, da das Dielektrikum als Isolator keinen DC-Strom passieren lassen kann. Bevorzugte Dielektrika sind dabei Glas, Quarz-Glas, Keramiken oder dünne Lack- oder Polymerschichten [19]. Zum Transport des Stroms durch den Entladungsspalt muss das elektrische Feld groß genug sein, um einen Durchbruch zu verursachen. Weiterhin wird bei hohen angelegten Frequenzen die Limitierung des Stroms durch das Dielektrikum weniger effektiv wegen des kapazitiven Charakters der DBD. Typische Frequenzen reichen hier von einigen Hertz bis zu 10 MHz, während typische Entladungsspaltbreiten sich von weniger als 0,1 mm bis zu mehreren Zentimetern erstrecken [24]. Damit sich bei diesen Spaltbreiten ein Durchbruch in Atmosphärendruck bilden kann, sind Spannungen im Bereich von ein paar 100 V bis mehreren kV notwendig (Paschenkurve). Für das Zündverhalten und den weiteren Betrieb der DBD-Entladungen gibt es verschiedene Mechanismen, die im Folgenden dargelegt werden sollen.

2.1.1 Filamentierter Modus

Im Jahre 1932 beobachtete *K. Buss* eine große Anzahl von schmalen Entladungsfäden, die sich zwischen zwei mit Dielektrika bedeckten Elektroden in Luft ausbildeten [25]. Dieses Phänomen stellte sich später als Streamerphänomen heraus, welches bei hohen Drücken auftritt und sich von der aus dem Niederdruck bekannten Townsendentladung unterscheidet [26]. Der beiden zugrunde liegende Zündmechanismus ist die Bildung einer Elektronenlawine, die durch das von außen angelegte elektrische Feld angetrieben wird. Bei Atmosphärendruck finden aufgrund der hohen Teilchendichten viele Stöße statt, die zu einer hohen Ladungsdichte am Kopf der Lawine führen können. Der Unterschied in der Masse bzw. Mobilität der leichten Elektronen und schweren Ionen führt zu einer Ladungstrennung. Diese erzeugt ein Feld, das dem äußeren Feld überlagert ist und Elektronen, die hinter dem Streamerkopf entstehen, zu der positiven Raumladung hin beschleunigt. Das lokal an dem Streamerkopf erzeugte „Eigenfeld“ liefert eine Feldverstärkung entlang der Ausbreitungsrichtung des Streamers zur Anode hin. Der Durchbruch kann dann beispielsweise durch flüchti-

ge hochenergetische Elektronen aus dem Lawinenkopf, die den ionisierten Kanal in Richtung Anode lenken, entstehen. Dabei kann die Emission von UV-Photonen durch angeregte Atome den Prozess unterstützen, indem sie Elektronen aus der Kathode herauslöst oder sie Atome, die sich zwischen dem Lawinenkopf und den Elektroden befinden, ionisiert [27]. Die Geschwindigkeit eines solchen Streamers beträgt dabei etwa $10^5 - 10^6 \text{ m s}^{-1}$ mit einem typischen Radius des Streamers von etwa $0,1 - 1 \text{ mm}$ [24].

Sobald der Streamer die dielektrische Fläche erreicht, kann das durch die Raumladung erzeugte Feld reflektiert werden und eine zur Kathode rücklaufende Welle erzeugen, die weitere auf dem Weg liegende Atome ionisiert. Der entstandene leitfähige Kanal ist dann die Mikroentladung, durch welche die dielektrische Oberfläche aufgeladen werden kann. Die Oberflächenladungen sammeln sich an, bis das lokale Feld so weit abgeschwächt ist, dass die Mikroentladung erlischt. Dabei bleiben die Ladungen auf der Oberfläche erhalten und können die nächste Zündung durch lokale Abschirmung oder Felderhöhung bei Umpolung beeinflussen (vgl. Kap. 2.1.3). Während der Entladung bilden sich der Kathodenfall und die positive Säule aus. Die Lebensdauer eines solchen Filaments beträgt weniger als 100 ns [28]. Zudem treten Elektronendichten von etwa $10^{20} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ und Stromdichten im Bereich von $100 - 1000 \text{ A cm}^{-2}$ auf [19].

Unter gewissen Bedingungen lässt sich auch bei dem filamentierten Entladungstyp eine homogen erscheinende Entladung erzeugen. Diese sogenannten diffusen Entladungen können entstehen, wenn bei dem Durchbruch eine ausreichende Überlappung der sich gleichzeitig ausbreitenden Streamer eine Glättung der transversalen Feldgradienten bewirkt. Diese Bedingung ist am ehesten erfüllt, wenn die Filamente möglichst breit sind. Der Radius eines propagierenden Streamers ist proportional zum reziproken Produkt aus der Gasdichte n und der Ableitung des effektiven Ionisationskoeffizienten α_{eff} nach dem reduzierten elektrischen Feld E/n . In elektronegativen Gasen ist $\alpha_{eff} = \alpha - \eta$ mit dem Koeffizienten η für Attachment, wobei hier eine Korrektur hinsichtlich des Detachment-Prozesses notwendig wäre. Aufgrund der hohen Änderungsrate $\partial\alpha_{eff}/\partial(E/n)$ für elektronegative Gase ergibt sich dort ein kleiner Radius. Somit weißt Helium im Gegensatz zu Sauerstoff (sehr elektronegativ) einen sehr großen Radius des Streamerkanaals auf, sodass die Bedingung für eine diffuse Entladung dort am ehesten gegeben ist [19]. Dieser diffuse Modus ist dennoch von dem homogenen Modus zu unterscheiden, der nicht auf Basis eines Streamermechanismus zündet.

2.1.2 Homogener Modus

Die Entladung kann auch frei von Streamern zünden, dabei verhält sich der Zündmechanismus analog zu der Townsendentladung bei Niederdruck. Es ist dabei möglich ein homogenes Plasma zu erzeugen. Im Gegensatz zum filamentierten Modus ist eine

langsame Volumen-Ionisation notwendig, sodass sich kein Streamer ausbildet. Bei diesem Entladungsmechanismus ist es entscheidend, dass Sekundärelektronen durch das Auftreffen von Ionen auf die Kathode herausgelöst werden. Die Sekundärelektronen wiederum können eine Elektronenlawine erzeugen, welche die Entladung weiter erhält. Der Druck p ist direkt mit der mittleren freien Weglänge und damit der Volumen-Ionisation verbunden, während der Abstand der Elektroden d Einfluss auf die Erzeugung von Sekundärelektronen nimmt. Das Produkt aus beiden Größen kann Aufschluss darüber geben, ob ein Townsend-Durchbruch ($pd < 30 \text{ Torr cm}$) oder ein Streamer-Durchbruch ($pd > 200 \text{ Torr cm}$) zugrunde liegt [28].

Der homogene Modus in einer DBD lässt sich in zwei verschiedene Modi aufteilen: Die Atmosphärendruck-Townsend-Entladung (kurz: APTD) und die Atmosphärendruck-Glimmentladung (kurz: APGD). Dabei basieren beide Modi auf dem Zündmechanismus der Townsendentladung. Jedoch gibt es Unterschiede in den auftretenden Plasmaparametern sowie in der Brenndauer einer einzelnen Entladung [7].

Atmosphärendruck-Glimmentladung

Nachdem die Zündung stattgefunden hat, geht die APGD in eine Glimmentladung über, die den Kathodenfall, das negative Glimmlicht, den Faradayschen Dunkelraum sowie die positive Säule ausbildet. In Abbildung 2.2 ist eine 1D-Simulation des elektrischen Feldes sowie der Ladungsträgerdichte für die verschiedenen Entladungsbereiche innerhalb einer solchen Entladung dargestellt. Die absoluten Größen sind dabei von der Geometrie sowie dem angelegten Spannungssignal abhängig. Durch den Fluss der Ladungsträger auf das Dielektrikum, lädt sich dieses auf. Das führt zu einem Spannungsabfall über den Entladungsspalt bis die Entladung erlischt [7]. Die Entladungsdauer liegt dabei im Bereich von etwa $1 \mu\text{s}$ [29].

Steigt betragsmäßig die Spannung nach der Auslöschung der Entladung weiterhin an, lassen sich weitere Strompulse erzeugen, bis das Maximum oder Minimum der Spannung erreicht ist. Über diese sogenannte Pseudoglow-Entladung wurde zuerst von *R. Bartnikas* berichtet, der dieses Phänomen in Helium beobachtete [31]. Die Anzahl und Breite dieser Pulse hängen von der Anregungsform, der Frequenz und der Gaszusammensetzung ab. Die Pulse, die nach der ersten Zündung folgen, können bei geringeren Feldern zünden. Grund dafür ist, dass die langlebigen Helium Metastabilen, die bei der ersten Zündung erzeugt wurden, einfacher zu ionisieren sind. Hierdurch wird die Zündspannung herabgesetzt. Außerdem kann bei steigender Pulsanzahl ein Zustand erreicht werden, bei dem ein langlebiges quasi-kontinuierliches Glimmen die Pulse überlagert. Dieses Verhalten spiegelt eine erhöhte Ionisationsrate im Entladungsspalt, die durch das erhöhte externe elektrische Feld verstärkt wird, wieder [32, 33].

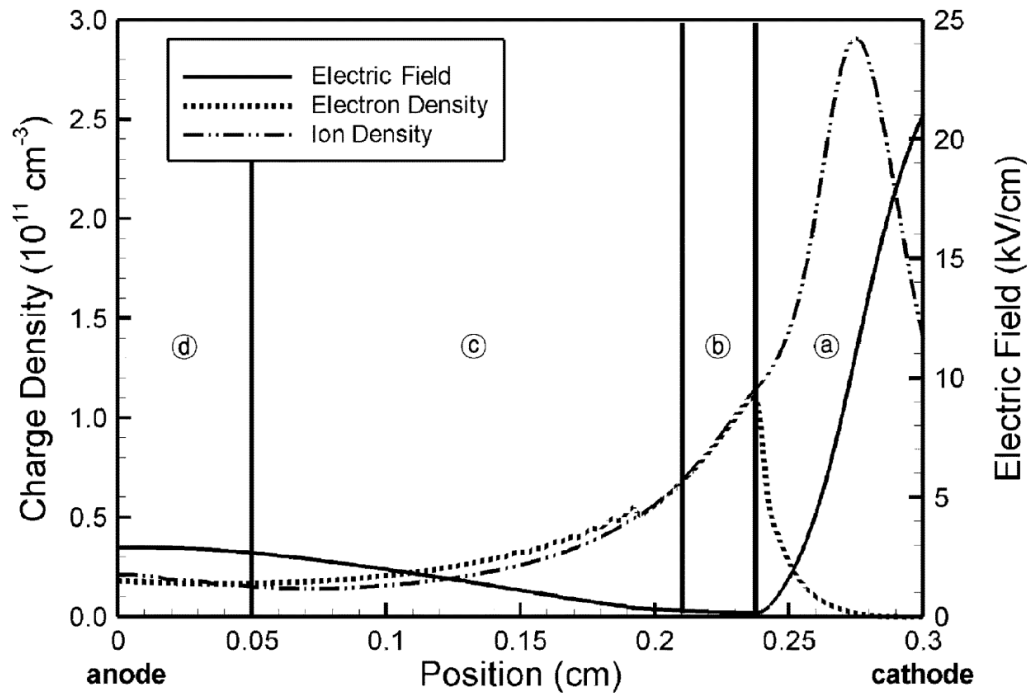


Abbildung 2.2: Simulation der räumliche Verteilung des elektrischen Feldes und der Ladungsdichte bei maximalem Strom im APGD ((a) Kathodenfall, (b) neg. Glimmlicht, (c) Faradayscher Dunkelraum, (d) positive Säule). Abbildung aus [30].

Atmosphärendruck-Townsend-Entladung

Die Atmosphärendruck-Townsend-Entladung bildet im Gegensatz zur APGD keine positive Säule bzw. kein quasineutrales Plasma aus (vgl. Abb. 2.3). Somit ist das elektrische Feld innerhalb des Entladungsspalt nur wenig abgeschirmt und entspricht annähernd dem Vakuumfeld. Während des Durchbruchs steigen Strom und Spannung an und stabilisieren sich beim Townsend-Plateau. Bei der APGD fällt dann die Spannung bei anwachsendem Strom unter der Ausbildung der positiven Säule ab. Jedoch ist der limitierende Faktor in der APTD die geringe Ionisationsrate, welche die Ausbildung eines ausreichenden Ionisationslevels zur Lokalisierung des Kathodenfalls verhindert. Das zeigt sich auch in der Elektronendichte, die typischerweise im Maximum um drei Größenordnungen kleiner erscheint als in der APGD [28]. Die Lebensdauer der APTD liegt bei etwa 10 μs [29].

Wie bei der APGD gibt es hier einen gepulsten Betrieb. Dabei können nach dem ersten Durchbruch weitere Strompulse mit geringerer Amplitude entstehen. Die Anzahl der Pulse pro Halbzyklus wächst hier wieder mit der angelegten Spannungsamplitude. Die Dämpfung dieser Strompeaks wird mitunter durch den Desorptionstrom der Elektronen

sowie den Ionen-Elektronen-Emissionsstrom von der Kathodenoberfläche bestimmt [34].

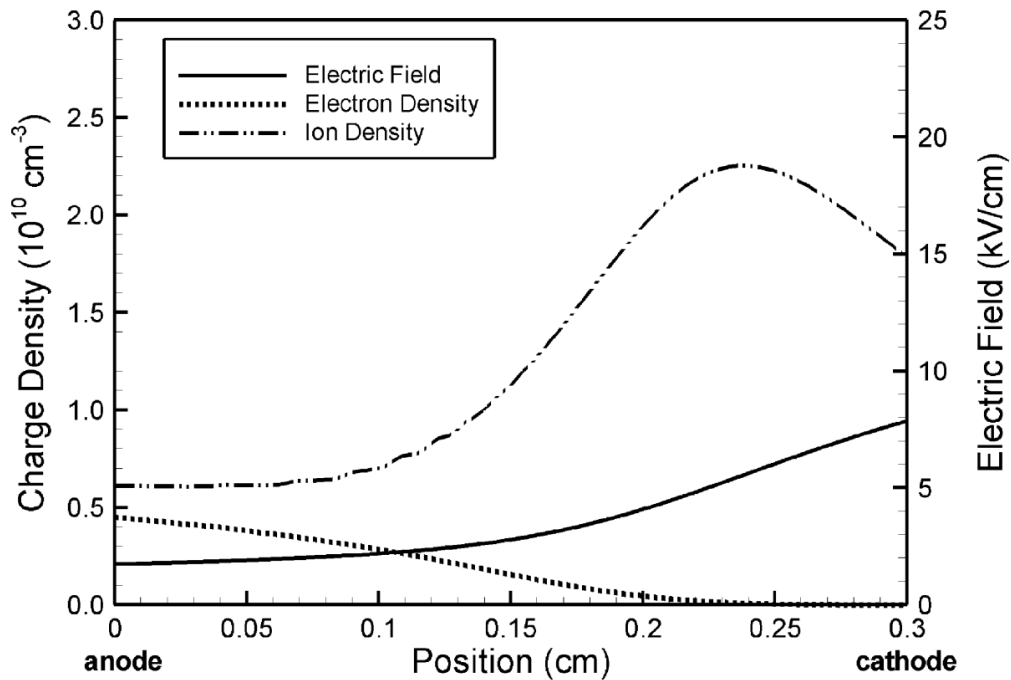


Abbildung 2.3: Simulation der räumlichen Verteilung des elektrischen Feldes und der Ladungsdichte bei maximalem Strom in der APTD. Abbildung aus [30].

2.1.3 Memory-Effekt

Der Memory-Effekt ist ein weit gefasster Begriff, der den Einfluss eines DBD-Pulses auf die nachfolgenden Entladungspulse beinhaltet. Für einige DBD-Entladungen ist dieser Effekt zur Bildung eines Gleichgewichtszustands erforderlich. So gibt es Fälle, in denen die erste Zündung ein Filament ist und sich mit wachsender Pulsanzahl eine Townsend-Entladung ausbildet. Der Memory-Effekt schließt sowohl Oberflächeneffekte als auch Volumeneffekte ein, welche hier kurz beschrieben werden sollen. [28, 35]

Wie bereits bei den verschiedenen Zündmechanismen erwähnt, lädt sich das Dielektrikum auf und schirmt das äußere Feld lokal ab. Das führt dazu, dass innerhalb einer Halbphase weitere Entladungen präferiert an anderen Orten des Entladungsspalts zünden. Jedoch können bei der Umpolung der Spannung diese Ladungsträger das Feld lokal überhöhen und somit eine Entladung an genau diesen Orten begünstigen. Zudem sind die aufgebrachten Oberflächen-Elektronen nur schwach in sogenannten „shallow traps“ gebunden ($\approx 1\text{-}2\text{ eV}$) und lassen sich leichter auslösen als die Elektronen aus dem Valenzband ($\approx 6\text{-}8\text{ eV}$) [36]. In der Sprache der Townsend-Entladung folgt

daraus eine Erhöhung des γ -Koeffizienten und damit eine vereinfachte Erzeugung von Sekundärelektronen.

Vergangene Untersuchungen haben gezeigt, dass es möglich ist, Ionen von einer Entladung in die Nächste zu überführen [37]. Dafür ist eine ausreichend hohe Anregungsfrequenz notwendig [7]. Innerhalb der positiven Säule (APGD) ist das elektrische Feld sowie die Ionengeschwindigkeit gering. Außerdem ist das Verschwinden der positiven Säule aufgrund der ambipolaren Diffusion langsam und die Ionen können somit bis zum folgenden Durchbruch verweilen. Diese Ionen können dann bevor und während der nächsten Entladung auf die Kathode beschleunigt werden und Sekundärelektronen auslösen.

Ein weiterer möglicher Memory-Effekt ist die Bildung von langlebigen Metastabilen, die beispielsweise durch Penning-Ionisation Elektronen erzeugen können. Zudem können sie zwischen zwei Entladungen kontinuierlich Sekundärelektronen-Emission auf der Kathode induzieren [38]. Jedoch ist die Lebensdauer der Metastabilen in reinen Edelgasen wie Helium bei Atmosphärendruck aufgrund der Bildung von Dimeren eher kurz ($\approx 5 \mu\text{s}$ [39]). Deshalb werden diese oftmals vernachlässigt [28].

2.1.4 Moduswechsel in He-O₂

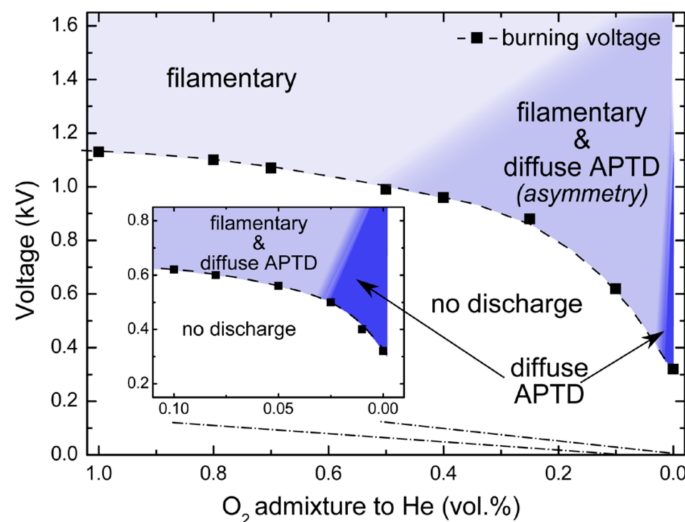


Abbildung 2.4: Schematisches Existenzdiagramm für den filamentierten und homogenen Modus in Abhängigkeit von der Sauerstoffbeimischung in Helium. Abbildung aus [40].

Es ist bereits bekannt, dass es in purem Helium unter O₂-Beimischung zu einem Übergang von der APTD zur filamentierten Entladung kommen kann [32, 40]. Wie in Abbildung 2.4 dargestellt können, aufgrund von asymmetrisch konstruierten Reaktoren,

verschiedene Modi, in Abhängigkeit von der Polarität der jeweiligen Halbphasen, auftreten. Außerdem steigt die minimale Spannung, die für die Aufrechterhaltung der Entladung erforderlich ist, mit zunehmender O_2 -Beimischung an. Das liegt daran, dass das O_2 -Molekül viel Energie der Elektronen über die Anregung von Rotations- und Vibrationsniveaus sowie Dissoziation des Moleküls konsumiert, die nicht direkt zur Ionisation des Gases beitragen [41]. Der Übergang zum filamentierten Modus wird, neben der erhöhten Attachmentrate η , hauptsächlich wegen des effektiven Quenchens von den langlebigen Helium Metastabilen durch den Sauerstoff verursacht [42]. Diese Metastabilen sind besonders wichtig bei der Erzeugung von Saatelektronen durch stufenweise Ionisation und Chemoionisation [30].

2.2 Optische Emissionsspektroskopie

Die optische Emissionsspektroskopie (OES) basiert auf der spektralen Zerlegung von Lichtemissionen, die durch ihre Intensitätsverteilung Informationen über die emittierende Quelle liefern. Plasmen sind solche emittierenden Lichtquellen. Die erzeugten Photonen in Plasmen basieren dabei oftmals auf der Abregung von angeregten Zuständen von Atomen, Molekülen oder Ionen, die beispielsweise durch Stöße mit Elektronen erzeugt wurden. Das macht OES zu einer sehr beliebten Diagnostik in der Plasma- als auch Astrophysik [43].

Der große Vorteil von OES ist die nicht-Invasivität der Methode. Im Gegensatz zu in-situ Methoden, die auf Sonden basieren, erfolgt bei OES keine externe Störung des Plasmas, da nur ein optischer Zugang benötigt wird. Jedoch muss berücksichtigt werden, dass durch diese Methode nur emittierende Teilchen gemessen werden können, das heißt es sind oftmals komplexe Modelle notwendig, um auf die Gesamtheit schließen zu können. Bei der Untersuchung von Mikroplasmen ist OES besonders attraktiv, da elektrische Sonden aufgrund der kleinen Abmessungen der Entladung oft nicht geeignet sind [43]. Laserbasierte Methoden sind in vielen Fällen wegen der oftmals limitierten optischen Zugänglichkeit und der komplexen Einjustierung ebenfalls ungeeignet.

2.3 Stark-Effekt

Im Rahmen dieser Arbeit wird der lineare Stark-Effekt in Helium zur Bestimmung des makroskopischen elektrischen Feldes genutzt. Die Interaktion von großen elektrischen Feldern führt zu einer Aufspaltung der Sub-Niveaus und damit zu der Aufhebung der Entartung in dem Heliumatom. Diese Verschiebungen können mittels passiver OES-Methoden gemessen werden und damit den Rückschluss auf das elektrische Feld zulassen. Somit ist kein komplexes Lasersystem notwendig, das bei Mikroplasmen auf μm -Skala einjustiert werden muss, wie es beispielsweise für die E-FISH-Diagnostik

notwendig wäre [44, 45].

Die Aufspaltung der Energieniveaus in einem Heliumatom unter Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes, lassen sich durch eine störungstheoretische Berechnung der stationären Schrödingergleichung bestimmen. Die Hamilton-Funktion für das einfache Heliumatom ohne externes elektrisches Feld ist:

$$H_{\text{He}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}_1^2 - \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_1} - \frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}_2^2 - \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_2} + \frac{e^2}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_{12}} \quad (2.1)$$

dabei sind r_1 und r_2 die Abstände der Elektronen 1 und 2 zu dem Heliumkern, während r_{12} der Abstand zwischen den Elektronen beschreibt. Die ersten beiden Terme gehören zu dem ersten Elektron, die nächsten beiden zu dem zweiten Elektron und der letzte Term zu der Coulomb-Wechselwirkung zwischen beiden Elektronen. Befindet sich das eine Elektron im Grundzustand und das andere Elektron in einem hoch angeregten Zustand, sodass der Abstand zwischen den Elektronen groß und damit die Wechselwirkung gering ist, lässt sich der letzte Term vernachlässigen. Damit verbleibt eine Hamilton-Funktion, die der analytisch lösbaren Hamilton-Funktion für Wasserstoff mit einer zusätzlichen Ladung entspricht.

Befindet sich das Heliumatom nun in einem externen elektrischen Feld, lässt sich das Problem auf die Lösung der ungestörten Hamilton-Funktion für Wasserstoff H_0 mit dem absoluten Störterm H_1 :

$$H_1 = H'_1 + H''_1 \quad \text{mit} \quad H''_1 = e|\vec{E}|z \quad (2.2)$$

reduzieren. Dabei berücksichtigt H'_1 die Abweichung aufgrund der zusätzlichen Ladung im Kern des Heliumatoms sowie das weitere innere Elektron und H''_1 die Abweichung durch das in positiver z-Richtung angelegte elektrische Feld $|\vec{E}|$. Mehr Information zur weiteren störungstheoretischen Berechnung sind der Literatur zu entnehmen [46, 47].

Infolge der Aufspaltung und Verschiebung der Sub-Niveaus, zeigen optische Übergänge zwischen einem oberen Zustand $\Psi(n_o, l_o, m_o)$ und einem unteren Zustand $\Psi(n_u, l_u, m_u)$, die mithilfe der Hauptquantenzahl n , der Drehimpulsquantenzahl l und der magnetischen Quantenzahl m unterschieden werden, ebenfalls eine Aufspaltung und Verschiebung in der Wellenlänge der Übergänge. Dabei gelten für optisch erlaubte Dipolübergänge folgende Auswahlregeln:

$$\Delta l = l_o - l_u = \pm 1 \quad (2.3)$$

$$\Delta m = m_o - m_u = 0, \pm 1. \quad (2.4)$$

Jedoch können im Fall von Helium unter dem Einfluss von starken externen elektrischen Feldern optisch verbotene Quadrupol-Übergänge, welche die Auswahlregel (2.3) verletzen, beobachtet werden. Das ermöglicht die Anwendung der sogenannten „erlaubt-verboten-Methode“ zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke über die Verschiebung und Aufspaltung zwischen optisch erlaubten und verbotenen Übergängen sowie deren Intensitätsverhältnisse. Aufgrund der geringen Empfindlichkeit der Intensitätsverhältnisse für Feldstärken im Bereich von 20 kV cm^{-1} [48, 49] werden in dieser Arbeit ausschließlich die Wellenlängenverschiebungen betrachtet. Das hier beobachtete Paar beinhaltet den erlaubten $492,19 \text{ nm}$ -Übergang ($^1\text{D} \rightarrow ^1\text{P}^0$, $\Delta l = -1$) sowie den verbotenen $492,06 \text{ nm}$ -Übergang ($^1\text{F}^0 \rightarrow ^1\text{P}^0$, $\Delta l = -2$). Dieses spezifische Paar stellt ein Kompromiss aus starker Aufspaltung, Einfachheit der auftretenden Spektren und hohen Intensitäten der verbotenen Sub-Übergänge dar. Die Diskussion der verschiedenen Paare bzw. Liniengruppen zur Messung der elektrischen Feldstärke sind in [50] zu finden. Des Weiteren zeigte das hier verwendete Paar, in dem zu untersuchendem Plasmareaktor (MCPA), bereits gut auswertbare Spektren [14].

Insgesamt gibt es nach den Auswahlregeln 9 erlaubte sowie 9 verbotene und damit insgesamt 18 Sub-Übergänge. Diese sind in Abbildung 2.5 mit der jeweiligen Polarisation der Übergänge zwischen den oberen magnetischen Quantenzahlen m_o und den unteren magnetischen Quantenzahlen m_u dargestellt. Jedoch wird die Entartung

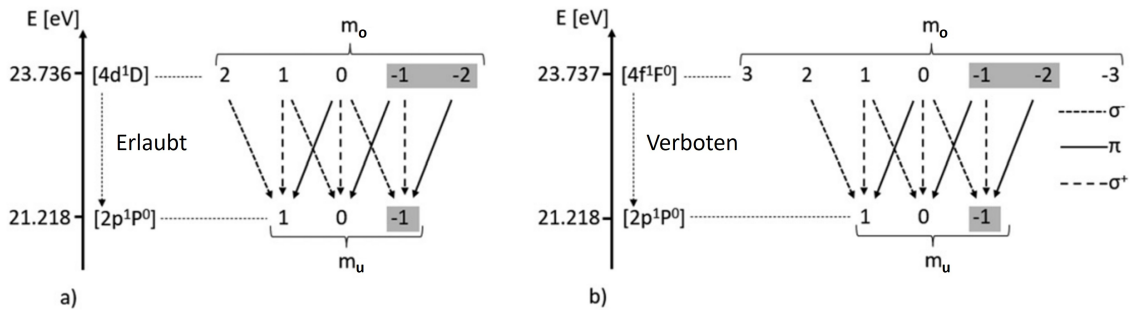


Abbildung 2.5: Mögliche Übergänge zwischen den Sub-Niveaus für den erlaubten (a) und verbotenen (b) Übergang in Abhängigkeit von der magnetischen Quantenzahl. Abbildung aus [14] entnommen.

bezüglich des Vorzeichens der magnetischen Quantenzahl nicht aufgehoben (grau hinterlegt), sodass von den 18 Übergängen nur 5 übrigbleiben. Dabei ist für Übergänge mit $\Delta m = 0$ das emittierte Licht parallel zur elektrischen Feldrichtung linear polarisiert (π -polarisiert). Handelt es sich um einen Übergang mit $\Delta m = \pm 1$, ist das emittierte Licht senkrecht zur elektrischen Feldrichtung zirkular polarisiert (σ -polarisiert). Dabei ist es für $\Delta m = +1$ (σ^+) rechts- und für $\Delta m = -1$ (σ^-) linksdrehend polarisiert.

Foster berechnete bereits 1927 die theoretisch Verschiebung der Wellenlängen der Sub-Übergänge des Linienpaars in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke [46]. Nach diesen Berechnungen verschieben sich mit anwachsendem Feld die erlaubten Sub-Übergänge zu größeren Wellenlängen, während sich die verbotenen Sub-Übergänge zu kleineren Wellenlängen verschieben. Die unteren Sub-Niveaus des unteren Zustands ($n_u = 2$) sind dabei nur sehr schwach von der elektrischen Feldstärke beeinflusst, sodass die Verschiebung der Wellenlänge durch m_u vernachlässigbar ist. Somit ist die obere Magnetquantenzahl m_o hauptsächlich für die Verschiebungen verantwortlich. Insgesamt lassen sich die hier relevanten möglichen Übergänge in Tabelle 2.1 zusammenfassen. Dabei werden die jeweiligen erlaubten und verbotenen Sub-Übergänge

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der durch das elektrische Feld verschobenen erlaubten und verbotenen Übergänge in Abhängigkeit der oberen Magnetquantenzahl m_o mit den dazugehörigen Polarisationen.

m_o	Übergänge
2	$[2,1]^\sigma$
1	$[1,1]^\pi, [1,0]^\sigma$
0	$[0,0]^\pi, [0,1]^\sigma$

zwischen m_o und m_u als $[m_o, m_u]^{\pi, \sigma}$ mit der dazugehörigen Polarisation gekennzeichnet.

Die von *Foster* berechnete Verschiebung der Übergänge aus Tabelle 2.1 in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Dort ist zu sehen, dass die einzelnen verbotenen Übergänge bis 40 kV cm^{-1} sich lediglich um höchstens 22 pm unterscheiden und somit kaum voneinander zu trennen sind. Diese Beobachtung gilt auch für die beiden erlaubten Übergänge mit $m_o = 0, 1$, die im selben Bereich höchstens um 38 pm voneinander abweichen. Demnach werden die spektroskopisch kaum unterscheidbaren Sub-Übergänge im Folgenden zu einzelnen verschobenen Linien zusammengefasst. Damit ergeben sich drei unterscheidbare verschobene Linien, deren Verschiebung in Abhängigkeit der Feldstärke mithilfe eines Polynoms 2.Ordnung interpoliert werden. Der Koeffizient für den linearen Anteil fällt dabei etwa 100-mal größer aus als der Koeffizient für den quadratischen Anteil, sodass der lineare Anteil hier deutlich überwiegt. Die interpolierten Werten sind etwa bis zu einer Feldstärke von 40 kV cm^{-1} valide (vgl. Abb. 2.6). Liegt kein oder nur ein sehr schwaches externes Feld vor, tritt nur der sogenannte feldfreie Übergang auf, welcher dem unverschobenen erlaubten Übergang bei 492,19 nm entspricht (gestrichelte Linie).

Oftmals werden lineare Polarisatoren zwischen der Plasmaquelle und dem Spektrographen eingebracht, um die σ -Komponenten aus dem Emissionsspektrum zu unterdrücken

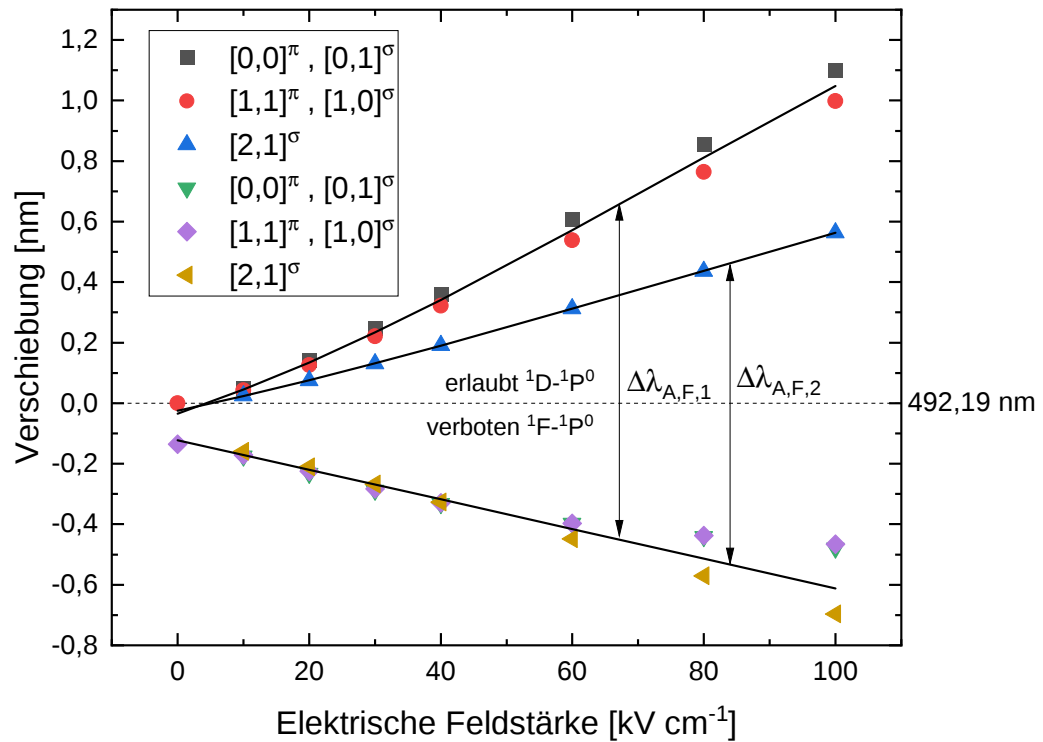


Abbildung 2.6: Die nach *Foster* [46] berechneten Verschiebungen der Übergänge in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke mit Polynom 2.Ordnung als Interpolations-Fit.

und damit die Analyse des Spektrums zu erleichtern [47, 50–52]. Die Möglichkeit der Unterdrückung bestimmter Polarisationen sowie die Möglichkeit der directionalen Messung der elektrischen Feldstärke soll im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

2.3.1 Polarisationsabhängige Feldmessungen

Im Rahmen des linearen Stark-Effekts richtet sich der induzierte Dipol des Heliumatoms in Richtung des externen elektrischen Feldes aus. Dieser ausgerichtete Dipol strahlt dann je nach Sub-Übergang π - oder σ -polarisiertes Licht ab. Die Winkelverteilung des abstrahlenden ausgerichteten Atoms kann mithilfe einfacher klassisch abstrahlender oszillierender Dipole verstanden werden.

Dafür kann, wie in Abbildung 2.7 gezeigt, ein allgemeines dreidimensionales ausgerichtetes System durch drei zueinander senkrecht stehenden Dipole mit den Intensitäten $I_\sigma/2$, $I_\sigma/2$ und I_π verwendet werden. Dabei entsprechen die Dipole entlang der x- und y-Achse der $\sigma^\pm$ -Strahlung und der Dipol entlang der z-Achse der π -Strahlung. Also ist hier z die Quantisierungsachse des Anregungsprozesses. Der Winkel ϑ sei der

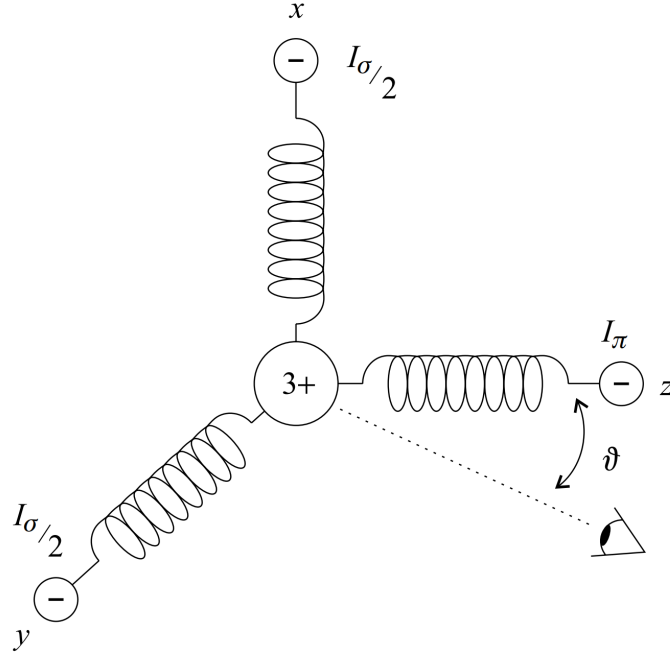


Abbildung 2.7: Modell für eine ausgerichtete Strahlungsquelle. Abbildung aus [53].

Winkel zwischen der z-Achse und dem Betrachter der Emission. Damit ergibt sich folgende Winkelverteilung für die in den Raumwinkel Ω totale emittierte Intensität I in Abhängigkeit von dem sogenannten Polarisationsgrad P :

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{I}{4\pi} \left[\frac{I - P \cos^2(\vartheta)}{1 - P/3} \right] \quad \text{mit} \quad P := \frac{I_{\pi} - I_{\sigma/2}}{I_{\pi} + I_{\sigma/2}} \quad (2.5)$$

Die Verteilungen der Emissionen in Abhängigkeit von $\cos(\vartheta)$ sind in Abbildung 2.8 für verschiedene Fälle von P dargestellt. Für $P = +1$ sieht man das einfache Profil eines einfachen klassischen oszillierenden Dipols ($\propto (1 - \cos^2(\vartheta))$), während sich für das reine σ -Profil bei $P = -1$ ein Profil ergibt, welches minimal senkrecht zur z-Achse und maximal in Richtung der z-Achse ist. Für $P = 0$ ergibt sich eine isotrope Abstrahlcharakteristik, die für alle Winkel eine konstante Intensität aufweist. Es lassen sich in der Literatur weitere Informationen dazu finden [53].

Aufgrund der Tatsache, dass das σ -polarisierte Licht nur in der Ebene der Quantisierungsachse linear und sonst elliptisch oder zirkular polarisiert ist, kann die totale Unterdrückung dieses Übergangs mit einem linearen Polfilter nur bei bestimmten Geometrien und optischen Zugängen der beobachteten Plasmaquellen erfolgen.

Das in dieser Arbeit untersuchte Mikrokavitäten-Plasmaarray (MCPA) weist, wie in Abbildung 2.9 in der Frontalansicht zu sehen, eine Überlagerung von Feldvektoren

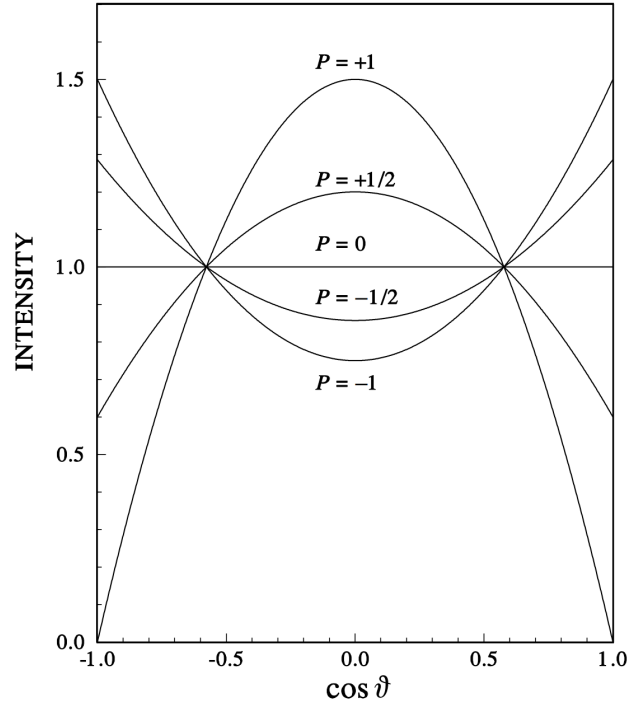


Abbildung 2.8: Winkelverteilung der Strahlung als Funktion des Polarisationsgrads. Abbildung aus [54].

auf. Entlang der Kavitätenränder zeigt eine Feldkomponente in Richtung Zentrum der Kavität (linke Spalte), während innerhalb der Kavität eine Feldkomponente orthogonal zum Kavitätenboden steht (rechte Spalte). Je nachdem welche Komponente dominant ist, richtet sich das emittierende Heliumatom danach aus und emittiert relativ zum dominanten Feld die σ - und π -Komponente (zweite Zeile). Die zum Boden orthogonale Komponente erzeugt bei der frontalen Betrachtung nur zirkular polarisiertes Licht durch die σ -Übergänge, während das Licht der π -Übergänge in die Richtung parallel zum Feld nicht emittieren kann (vgl. Abb. 2.8 bei $P = +1$). Nutzt man einen Polarisationsfilter, so erkennt man, dass aufgrund der Radialsymmetrie der Kavität keine Komponente herausgefiltert werden kann, unabhängig von der Drehung des Filters [14].

Um sich die Polarisationsseigenschaften dennoch zunutze zu machen, ist eine Querschnittsansicht, wie in Abbildung 2.10 dargestellt, notwendig. Diese wird in dieser Arbeit durch die Verwendung der Mikroskalierten-Plasmagräben (MSPT) realisiert. Schaut man sich im Querschnitt die Feldkomponenten mit den zugehörigen polarisierten Übergängen an, sieht man, dass dort je nach Orientierung des Polfilters, die σ - und π -Übergänge eindeutig der dominanten Feldkomponente zuzuordnen sind. Ist die Drehung des Polfilter bei $\varphi_{pol} = 0^\circ$ lassen sich die gemessenen Verschiebungen des π -Übergangs der Feldkomponente in x-Richtung und die gemessenen Verschiebungen des σ -Übergangs der Feldkomponente in y-Richtung zuordnen (vgl. 3. Zeile). Wird der

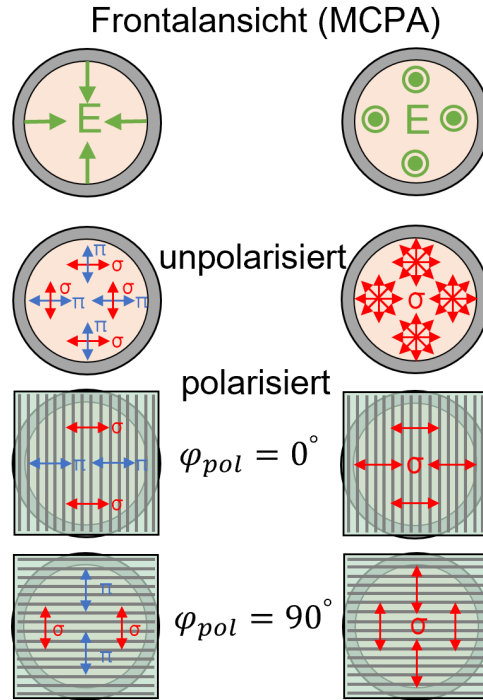


Abbildung 2.9: Schematische Skizze der emittierten Polarisationen (2.Zeile) in Abhängigkeit der dominanten Felder (1. Zeile) bei Frontalansicht des MCPA mit Einfluss eines linearen Polarisationsfilters (3. und 4. Zeile).

Polarisator um 90° gedreht sind die Zuordnungen genau umgekehrt (vgl. 4.Zeile).

Damit lassen sich zwar weder die σ - noch π -Übergänge gänzlich unterdrücken, dennoch lassen sich aus den Verschiebungen der polarisierten Übergänge Aussagen über die Größe der jeweiligen Feldkomponente treffen. Dafür bietet sich nach den Berechnungen von *Foster* die erlaubte $[2,1]^\sigma$ -Linie an, da diese die Einzige der drei betrachtete verschobenen Linien ist, die sich nicht aus σ - und π -Übergängen zusammensetzt (vgl. Abb. 2.6). Somit kann nach der Bestimmung der Verschiebung dieser Linie, die dazugehörige Größe der elektrischen Feldkomponente bestimmt werden. Damit die Verschiebungen der oftmals überlagernden Linien bestimmt werden kann, sind Annahmen in der Fit-Routine notwendig, die im Folgenden genannt und diskutiert werden.

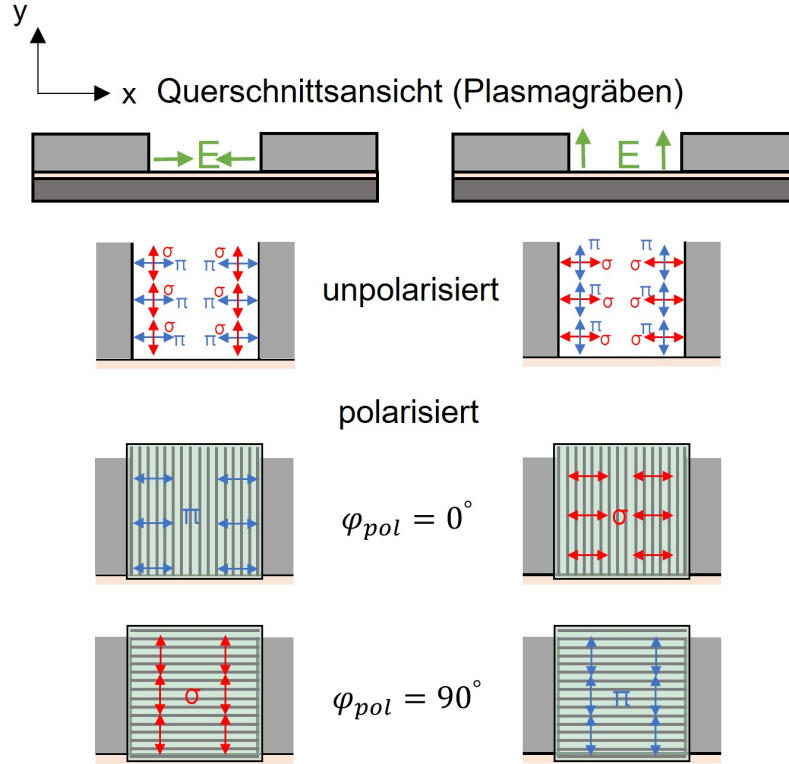


Abbildung 2.10: Schematische Skizze der emittierten Polarisationen (2. Zeile) in Abhängigkeit der dominanten Felder (1. Zeile) bei Querschnittsansicht des MSPT mit Einfluss eines linearen Polarisationsfilters (3. und 4. Zeile).

2.3.2 Fit-Routine

Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei verschiedene Fit-Routinen verwendet. Eine Routine für die allgemeine Bestimmung der elektrischen Feldstärke ohne Polfilter und eine weitere für die Bestimmung der Feldstärke einer Komponente des Felds mit Polfilter.

Fit für allgemeine Feldstärke

Die Routine zur Bestimmung des allgemeinen Felds anhand des Stark-verschobenen Spektrums wird hier wie folgt gewählt:

$$\mathcal{F}(\lambda) = \mathcal{L}_V(A_V; \lambda; \lambda_V(E); w) + \mathcal{L}_{E,1}(A_{E,1}; \lambda; \lambda_{E,1}(E); w) + \mathcal{L}_{E,2}(A_{E,2}; \lambda; \lambda_{E,2}(E); w) + \mathcal{L}_{ff}(A_{ff}; \lambda; 492,19 \text{ nm}; w_{ff}) \quad (2.6)$$

Der Fit ist eine Überlagerung von vier Lorentzprofilen, die durch die dominanten Lorentzverbreiterungen zustande kommen (vgl. Kap. 2.3.3 und 4.2). Dabei werden als freie Fitparameter das elektrische Feld E , die Halbwertsbreite des Lorentzprofils

der verschobenen Linien w und die Amplituden der vier Linien A verwendet. Die Zentralwellenlänge der verschobenen Lorentzprofile sind Funktionen der elektrischen Feldstärke und folgen den drei Interpolationsfunktionen aus Abbildung 2.6 für die beiden erlaubten verschobenen Linien ($E, 1$ und $E, 2$) sowie der verbotenen Linie (V). Somit ergeben sich, neben der Zusammenfassung der 18 Sub-Übergänge zu drei Linien, welche sich nach den Interpolationsfunktionen verschieben, drei weitere Annahmen für diese Fit-Routine:

- (I) Die Verschiebungen folgen einer einzelnen elektrischen Feldstärke E .
- (II) Die unverschobene feldfreie Linie (ff) bei 492,19 nm kann in den räumlich integrierten Spektren auftreten, da es Bereiche in der Entladung geben kann, in denen die Ladungsträger das äußere Feld vollständig abschirmen.
- (III) Da sich alle Übergänge lediglich um einige Zehntel eines Nanometers gegenüber der feldfreien Linie verschieben, bleiben die im folgenden Kapitel diskutierten Verbreiterungsmechanismen, welche von der Wellenlänge abhängen, nahezu unverändert. Daher werden alle verschobenen Linien mit der gleichen Halbwertsbreite w beschrieben.

Fit für Feldstärkekomponenten

Für den Fit, der die Feldstärke der Komponenten berücksichtigt, lässt sich die Annahme (I), dass die Verschiebungen einer elektrischen Feldstärke folgen, nicht mehr treffen. Das liegt daran, dass durch die Verwendung des Polfilters die σ - und π -Übergänge jeweils verschiedenen Feldern zuzuordnen sind. Damit können sich, im Vergleich zu Gleichung (2.6), die Zentralwellenlängen λ_V , $\lambda_{E,1}$ und $\lambda_{E,2}$ unabhängig voneinander verschieben. Die einzige Randbedingung ist, dass $\lambda_V < 492,19 \text{ nm}$ und $\lambda_{E,1}, \lambda_{E,2} > 492,19 \text{ nm}$ ist, da die verbotene Linie eine kleinere Wellenlänge und die erlaubten Linien eine größere Wellenlänge als die unverschobene Linie 492,19 nm aufweisen. Die erlaubte Linie, welche näher an der unverschobenen Linie liegt wird dabei dem $[2,1]^\sigma$ -Übergang zugeordnet. Aus dem absoluten Abstand zwischen der 492,19 nm-Linie und der $[2,1]^\sigma$ -Linie bzw. der Verschiebung der Linie lässt sich die Feldstärke der jeweiligen Komponente bestimmen. Folglich muss die Kalibrierung des Spektrographen, bezogen auf die Wellenlänge, sehr präzise sein.

2.3.3 Verbreiterungsmechanismen

Die spektrale Form und Breite der 492,19 nm-Heliumlinie, ist durch verschiedene Verbreiterungsmechanismen bestimmt. Das Gesamtprofil ergibt sich dabei aus der Faltung dieser Mechanismen, die im Folgenden näher betrachtet und deren Einfluss bezüglich

der hier verwendeten Plasmaquelle abgeschätzt werden sollen. Die Halbwertsbreiten werden im Folgenden immer als HWHM (*Half width at half maximum*) angegeben.

Doppler-Verbreiterung

Der Doppler-Effekt ist besonders aus der Akustik bekannt und tritt auf, wenn sich der Sender relativ zum Empfänger bewegt. Dabei erhöht oder verringert sich die empfangene Frequenz, wenn sich der Sender relativ auf den Empfänger zu bewegt bzw. davon entfernt. Dieses Konzept ist auf die Emissionsspektroskopie übertragbar, da ein Empfänger je nach relativer Geschwindigkeit zum Emitter ein spektral verschobenes Signal misst.

In den Plasmen befinden sich nun viele verschiedene Emmitter, die im Idealfall einer Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung folgen:

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \quad (2.7)$$

wobei n die Teilchendichte, m die Masse des Heliumatoms, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur ist. Dieses Geschwindigkeitsprofil resultiert in einem gaußförmigen Verbreiterungsprofil mit einer Halbwertsbreite w_{Dop} von:

$$w_{Dop} = \frac{\lambda_0}{2c} \left(\frac{8k_B T \ln(2)}{m} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

mit der Übergangswellenlänge λ_0 und der Lichtgeschwindigkeit c [55]. Es wird eine mittlere Gastemperatur T für den untersuchten Reaktor von etwa 700 K angenommen, die je nach angelegter Spannungsamplitude variieren kann [16]. Somit lässt sich die Halbwertsbreite auf $w_{Dop} \approx 2$ pm abschätzen.

Resonanzverbreiterung

Resonanzverbreiterung tritt auf, wenn eines der beiden Übergangsniveaus eine Dipolkopplung mit dem Grundzustand aufweist. Das Profil der Verbreiterung ist ein Lorentzprofil mit der Halbwertsbreite [56] [57]:

$$w_{Res} = \frac{1}{2} \cdot 1,63 \cdot 10^{-15} \left(\frac{g_u}{g_o} \right)^{1/2} \lambda_0^2 \lambda_R f_R N_a \quad (2.9)$$

wobei für den 492,19 nm-Heliumübergang das statistische Gewicht des oberen Zustands $g_o = 5$ und des unteren Zustands $g_u = 3$ ist. Die Oszillatorstärke zwischen dem $^1P^0$ -Zustand und dem 1S -Grundzustand ist $f_R = 0,276$ [58]. Die Übergangswellenlänge dieser Resonanz beträgt $\lambda_R = 58,4$ nm [59] und führt somit auf eine Resonanzverbrei-

terung von $w_{Res} \approx 26\text{pm}$. Dabei wurde die Gasdichte N_a über das ideale Gasgesetz bei Atmosphärendruck und einer mittleren Gastemperatur von 700 K bestimmt.

Van der Waals-Verbreiterung

Die Van der Waals-Verbreiterung wird durch Stöße des Emitters mit neutralen Störern, die keinen resonanten Übergang teilen, verursacht. Die Verbreiterung folgt einem Lorentzprofil. Hier soll jeweils der Einfluss von O_2 und O überprüft werden. Die Berechnung der Verbreiterung kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$w_{vdW} \approx 0,98 \frac{\lambda_0^2}{2c} \left(\frac{9\pi\hbar^5 \overline{R_\alpha^2}}{16m_e^3} \right)^{2/5} \left(\frac{8k_B T}{\pi} \right)^{3/10} \cdot \frac{P}{kT} \left[\frac{X_p}{E_p^{4/5} (m_{rp}^*)^{3/10}} \right] \quad (2.10)$$

dabei ist m_e die Masse eines Elektrons, E_p die Energie des ersten angeregten Zustandes des Störers mit erlaubtem Übergang zum Grundzustand und m_{rp}^* die reduzierte Masse des Emitter-Störer-Paares [55, 60]. In dem zweiten Term lässt sich die Proportionalität zur Dichte des Störers über das ideale Gasgesetz mit dem Druck P und dem Stoffmengenanteil X_p erkennen. Das Matrixelement $\overline{R_\alpha^2}$ ist:

$$\overline{R_\alpha^2} \approx \frac{1}{2} \frac{E_H}{E_{\text{inf}} - E_\alpha} \left[5 \frac{z^2 E_H}{E_{\text{inf}} - E_\alpha} + 1 - 3l_\alpha(l_\alpha + 1) \right] \quad (2.11)$$

mit E_H und E_{inf} den Ionisationsenergien des Wasserstoffatoms (13,6 eV) bzw. des emittierenden Heliumatoms (24,6 eV), E_α die Energie des oberen Zustands (23,7 eV), l_α die Drehimpulsquantenzahl (hier $l_\alpha = 2$) und z der effektiven Ladung (hier $z = 1$) [59]. Für den hier betrachteten Übergang ergibt sich ein $\overline{R_\alpha^2}$ von etwa 442,42.

Die hier relevanten Konstanten für O und O_2 sind in Tabelle 2.2 aufgetragen. Unter Verwendung dieser Konstanten erhält man folgenden Ausdruck für die Verbreiterungen in Abhängigkeit des Stoffmengenanteils:

$$w_{vdW,\text{O}} \approx 13,1\text{pm} \cdot X_{\text{O}} \quad (2.12)$$

$$w_{vdW,\text{O}_2} \approx 17,8\text{pm} \cdot X_{\text{O}_2} \quad (2.13)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit purem Helium und einer kleinen O_2 -Beimischung von maximal 2 % gearbeitet. Das heißt der Beitrag durch die Van der Waals-Verbreiterung liegt im Bereich von $w_{vdW} \sim 10^{-4}\text{nm}$.

Fazit

Aus den abgeschätzten Verbreiterungen zeigt sich, dass insbesondere die Resonanzverbreiterung berücksichtigt werden muss. Diese fällt um einen Faktor 13 größer aus als der nächstgrößere Verbreiterungsmechanismus (Doppler). Neben den genannten

Tabelle 2.2: Für Gleichung (2.10) benötigte Konstanten, wenn Helium der Emitter ist.

Störer	m_{rp}^* [kg]	Übergang von E_p	E_p [eV]
O	$5,3 \cdot 10^{-27}$	$^3S^0 \rightarrow ^3P$	9,5
O ₂	$5,9 \cdot 10^{-27}$	B $^3\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$ (Schumann-Runge)	6,2

Mechanismen gibt es noch weitere Verbreiterungsmechanismen, die hier kurz Erwähnung finden sollen.

Die Starkverbreiterung (hier etwa $w_{Stark} \sim 10^{-7}$ nm [14]), beruht auf Stößen bzw. Coulombwechselwirkungen der Emitter mit geladenen Teilchen, die Verschiebungen in den Energieniveaus verursachen. Eine weitere Verbreiterung wird durch die natürliche Verbreiterung (hier $w_{Nat} \sim 10^{-6}$ nm [59]) verursacht, die aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe auftritt.

In guter Näherung reicht also die Berücksichtigung der Resonanzverbreiterung und der Verbreiterung durch das Apparateprofil (vgl. Kap. 4.2). Zu diesem Ergebnis kamen bereits *Dzikowski et al.*, die das elektrische Feld an dem hier verwendeten Reaktor (vgl. Kap. 3.1.1) untersuchten [14] sowie *Hofman et al.*, die eine vergleichbare Plasmaquelle verwendeten [47].

2.4 State Enhanced Actinometry (SEA)

Reaktive Spezies wie atomarer Sauerstoff sind für viele Plasma-Applikationen innerhalb der Medizin [61] oder Katalyse [62] von großer Bedeutung. Eine bekannte Methode zur Messung der atomaren Sauerstoffdichte bietet TALIF (*two-photon absorption laser induced fluorescence*) [63]. Jedoch benötigt diese ein komplexes Lasersystem und eine nicht-triviale Kalibrierung. Des Weiteren muss ein optischer Zugang für den einfallenden Laserpuls als auch für die zu detektierende Fluoreszenz vorhanden sein. Das ist bei vielen Mikroplasma-Reaktoren nicht gegeben. Eine Alternative bietet hier SEA (*state enhanced actinometry*), die auf OES basiert [15].

Diese Methode beruht auf der Aktinometrie [64]. Die Grundidee der Aktinometrie ist die Bestimmung von atomaren Sauerstoffdichten durch die Bildung eines Intensitätsverhältnisses aus zwei Linien. Die eine Linie gehört zu einem atomaren Sauerstoffübergang während die andere Linie einem Übergang eines Aktinometriegas mit bekannter Dichte angehört. Dabei wird bei der klassischen Aktinometrie nur die Anregung der oberen Zustände durch direkte Elektronenstoßanregung berücksichtigt, während Anregungen durch dissoziative Anregung von O₂-Molekülen, Anregung durch Metastabile

sowie die Bevölkerung der oberen Zustände durch Kaskadenabregungen vernachlässigt werden. Weiterhin findet die Abregung nur über spontane Emission statt und nicht über strahlungsfreie Abregungen durch beispielsweise Quenching. Dieser Zusammenschluss von Annahmen wird als Korona-Modell bezeichnet. Als Aktinometriegas wird meist Argon verwendet. Die zwei oberen Zustände, welche oftmals observiert werden, sind der atomare Sauerstoff-Zustand $O(3p^3P)$ ($\lambda = 844,6 \text{ nm}$) und der Argon-Zustand $Ar(2p_1)$ ($\lambda = 750,4 \text{ nm}$). In dem klassischen Aktinometrieansatz wird für die beiden angeregten Zustände angenommen, dass die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand gleich sind, sodass keine genauere Kenntnis über die EEDF (*electron energy distribution function*) erforderlich ist [65].

Eine Erweiterung zum einfachen Aktinometrie-Modell konnte durch ERA (*energy resolved actinometry*) erreicht werden, die einen weiteren angeregten atomaren Sauerstoffzustand $O(3p^5P)$ ($\lambda = 777,4 \text{ nm}$) berücksichtigt [66]. ERA schließt unter anderem die dissoziative Anregung von Sauerstoff ein, die einen signifikanten Beitrag zur Anregung liefern kann [67]. Dafür wird jedoch die EEDF benötigt. Die Form dieser Verteilungsfunktion liefert BOLSIG+, das die Boltzmann-Gleichung:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla - \frac{e}{m} \vec{E} \cdot \nabla_{\vec{v}}\right) f = C[f] \quad (2.14)$$

mithilfe der Zwei-Term-Näherung löst [68]. Damit erhält man die effektiven Anregungskoeffizienten k_λ in Abhängigkeit von der mittleren Elektronenenergie $\tilde{E}$. Daraus lassen sich theoretische Linienverhältnisse in Abhängigkeit von $\tilde{E}$ und der atomaren Sauerstoffdichte bilden. Aus dem Vergleich der gemessenen Intensitätsverhältnisse der drei beobachteten Linien mit den theoretischen Verhältnissen erhält man die tatsächliche atomare Sauerstoffdichte und die mittlere Elektronenenergie.

Jedoch wird in der Literatur diskutiert, dass der zusätzlich Zustand $O(3p^5P)$ durch stufenweise Prozesse mit metastabilen Sauerstoffatomen $O(3s^5S^0 \rightarrow 3p^5P)$ oder Molekülen $O_2(a^1\Delta_g)$ zusätzlich bevölkert werden kann [67, 69]. Dieser Prozess wird bei ERA nicht berücksichtigt. Um den Fehler zu minimieren, wird phasenaufgelöst auf ns-Skala zum jeweiligen Zeitpunkt der maximalen Anregung der oberen Zustände ausgewertet [66]. Das führt im Zusammenhang mit kHz-Entladungen zu einem erheblichen Messaufwand. Zudem zeigte ERA zwar mit TALIF vergleichbare atomare Sauerstoffdichten im COST-Mikroplasma-Jet, jedoch weichen die gemessenen mittleren Elektronenenergien von den Literaturwerten signifikant ab [15].

SEA bietet hier eine gute Alternative für Plasmen mit Heliumanteil, indem der zusätzliche atomare Sauerstoffzustand $O(3p^5P)$ ($\lambda = 777,4 \text{ nm}$) durch den Heliumzustand

He(3^3S) ($\lambda = 706,5 \text{ nm}$) ersetzt wird. Neben der Möglichkeit der zeitintegrierten Messung, ist die Präzision der mittleren Elektronenenergie signifikant erhöht [15]. Weiterhin erzeugt SEA im COST-Mikroplasma-Jet mit TALIF gut vergleichbare Ergebnisse in der atomaren Sauerstoffdichte.

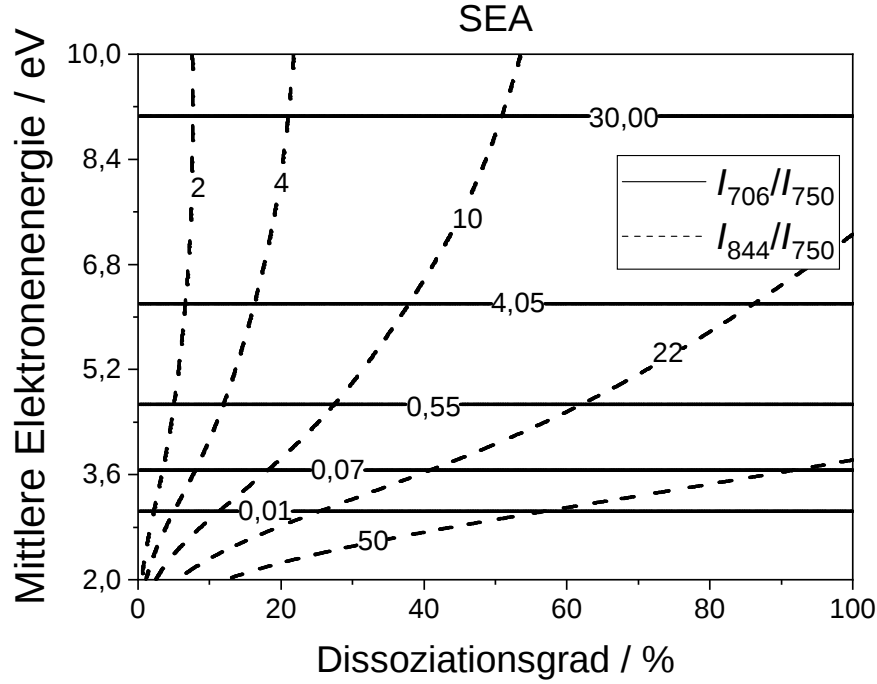


Abbildung 2.11: Exemplarische berechnete Intensitätsverhältnisse in Abhängigkeit von dem Dissoziationsgrad r_O und der mittleren Elektronenenergie $\tilde{E}$. Nummerierung auf den Kurven bezeichnet das jeweils festgehaltene Verhältnis. Abbildung aus [15].

Aus den Messungen der drei Übergänge lassen sich die Intensitätsverhältnisse I_{844}/I_{750} und I_{706}/I_{750} bilden. Dabei sind die gemessenen Intensitäten proportional zum Stoffmengenanteil X der emittierenden Spezies in der Gaszusammensetzung, der Photonenenergie $h\nu_\lambda$, dem optischen Verzweungsverhältnis a_λ sowie einem Kalibrierfaktor ϵ , der die wellenlängenabhängige Sensitivität berücksichtigt. Mit den Verhältnissen kann folgendes Gleichungssystem aufgestellt werden:

$$\frac{I_{844}}{I_{750}} = \frac{\epsilon_{844}}{\epsilon_{750}} \frac{X_{\text{O}_2}}{X_{\text{Ar}}} \frac{\nu_{844}}{\nu_{750}} \frac{a_{844}}{a_{750}} \frac{2r_O k_{844,d}(\tilde{E}) + k_{844,de}(\tilde{E})}{k_{750,d}(\tilde{E})} \quad (2.15)$$

$$\frac{I_{706}}{I_{750}} = \frac{\epsilon_{706}}{\epsilon_{750}} \frac{X_{\text{He}}}{X_{\text{Ar}}} \frac{\nu_{706}}{\nu_{750}} \frac{a_{706}}{a_{750}} \frac{k_{706,d}(\tilde{E})}{k_{750,d}(\tilde{E})} \quad (2.16)$$

mit dem Dissoziationsgrad $r_O := [\text{O}]/(2[\text{O}_2])$, der unter Verwendung des idealen Gasgesetzes die Berechnung der atomaren Sauerstoffdichte $[\text{O}]$ erlaubt. Des Weiteren ist

die direkte Elektronenstoßanregung mit d und die dissoziative Anregung durch de gekennzeichnet. Durch das Lösen des Gleichungssystems erhält man dann die atomare Sauerstoffdichte sowie die mittlere Elektronenenergie. Der Lösungsprozess ist schematisch in Abbildung 2.11, durch das Finden der passenden Schnittpunkte zu den jeweiligen gemessenen Intensitätsverhältnissen, dargestellt.

Die verwendeten optischen Verzweigungsverhältnisse beinhalten das durch Stöße verursachte Quenching der betrachteten oberen Zustände und berechnet sich wie folgt:

$$a_\lambda = \frac{A_{ik}}{\tau_i^{-1} + \sum_q k_q n_q} \quad \text{mit} \quad \tau_i^{-1} = \sum_k A_{ik} \quad (2.17)$$

mit dem Einsteinkoeffizienten für spontane Emission A_{ik} (Übergang $i \rightarrow k$), der natürlichen Lebensdauer τ_i des oberen Zustands und dem Quenchingratenkoeffizienten k_q multipliziert mit der Dichten des jeweiligen Quenchers n_q . Die relevanten Konstanten sind in Tabelle 2.3 dargestellt, dabei sind die Quenchingratenkoeffizienten für das Quenchen von He(3^3S) nicht bekannt. Hier wird das Quenchen dieses Zustands durch O₂ mit dem Koeffizienten für das Wasserstoffmolekül genähert [15].

Für die Verwendung von Bolsig+ wurden die Sätze aus Wirkungsquerschnitten für He und O₂ der Biagis Fortran Code Version 8.97, Magboltz Datenbank (LXCAT) [70] entnommen. Zusätzlich werden die Wirkungsquerschnitte zur Anregung von Ar($2p_1$) aus [71] und zur dissoziativen Anregung von O($3p^3P$) und O($3p^5P$) aus [72, 73] entnommen.

Tabelle 2.3: Für Gleichung (2.17) relevante Konstanten mit den Quenchingratenkoeffizienten in $10^{-10} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$.

	$A_{ik} [10^7 \text{s}^{-1}]$	$\tau_i [\text{ns}]$	k_{He}	k_{Ar}	k_{O_2}
He(3^3S)	1,83 [59]	54,65 [59]	-	-	9,6 [74]
Ar($2p_1$)	4,45 [59]	24 [75]	0,0031 [75]	0,16 [75]	7,6 [75]
O($3p^3P$)	3,22 [59]	34,7 [76]	0,017 [76]	0,14 [76]	9,4 [76]

3 Versuchsaufbau

In diesem Abschnitt soll der Aufbau der verwendeten Plasmareaktoren beschrieben werden. Außerdem werden die allgemeinen Versuchsaufbauten für die elektrischen Feldmessungen sowie der zeitaufgelösten SEA-Messungen dargelegt.

3.1 Mikroskalierte DBD-Reaktoren

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene DBD-Reaktoren untersucht, zum einen das Mikrokavitäten-Plasmaarray (MCPA = Micro Cavity Plasma Array) und zum anderen die Mikroskalierten-Plasmagräben (MSPT = Micro Scaled Plasma Trenches). Der Aufbau beider Reaktoren soll im Folgenden beschrieben werden.

3.1.1 Mikrokavitäten-Plasmaarray (MCPA)

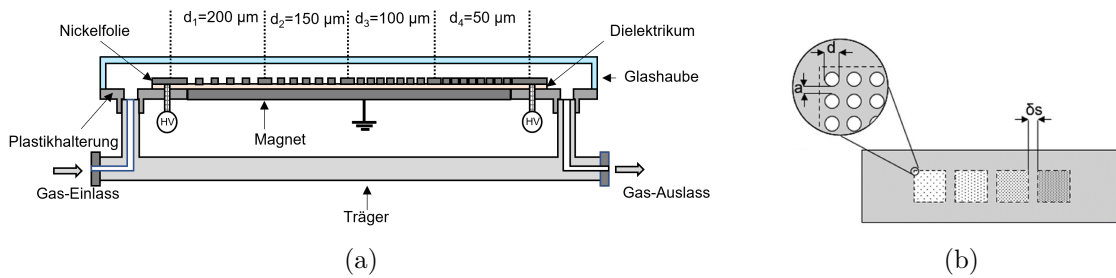


Abbildung 3.1: Schematischer Querschnitt des MCPAs (a) und Anordnung der Kavitäten in frontaler Ansicht (b). Abbildungen aus [14] angepasst.

Das hier verwendete Mikroplasma-Array ist eine modular konstruierte DBD und basiert, im Gegensatz zu den geätzten Si-basierten-Arrays [77], auf der Verwendung eines Metallgitters aus Nickel. Die Hauptkomponenten stellen ein Magnet, ein Dielektrikum und das Metallgitter dar. Das MCPA ist schematisch in Abbildung 3.1(a) dargestellt. Der Plastikhalter (PEEK) fasst einen 5 mm dicken Samarium-Cobalt-Magneten ($\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$) mit einer Länge von 50 mm und einer Breite von 15 mm. Auf diesem Magneten liegt eine 88 mm lange, 27 mm breite und $40\text{ }\mu\text{m}$ dicke dielektrische Folie aus Zirkonium-Oxid (ZrO_2 relative Permittivität $\epsilon_r \approx 27$) auf. Die Befestigung erfolgt dabei durch die auf dem Dielektrikum aufliegende ferromagnetische Nickelfolie.

In die $50\text{ }\mu\text{m}$ dicke Nickelfolie wurden mit einem Laser runde Löcher geschnitten. Diese zylindrischen Strukturen bilden mit dem Dielektrikum die Kavitäten. Die Hochspannung wird während des Betriebs des MCPAs an das Metallgitter angelegt, während der Magnet als geerdete Gegenelektrode dient. Die in Abbildung 3.1(b) dargestellte spezielle Anordnung von Kavitäten wird Array genannt. Das hier verwendete Metallgitter besteht dabei aus vier Sub-Arrays, die verschiedene Kavitäten-Durchmesser d

bei konstantem Kavitäten-Abstand a aufweisen. Der Abstand beträgt $100\text{ }\mu\text{m}$ und die Durchmesser der Sub-Arrays $200\text{ }\mu\text{m}$, $150\text{ }\mu\text{m}$, $100\text{ }\mu\text{m}$ und $50\text{ }\mu\text{m}$. Zudem haben die quadratischen Sub-Arrays eine Seitenlänge von 10 mm und befinden sich in einem Abstand von 1 mm zueinander (δ_s in Abbildung 3.1(b)). Optischer Zugang wird durch die Glashaube gewährleistet, die außerdem den Reaktor abdichten soll. Der Reaktor wird bei konstantem Gasfluss von 2 slm betrieben. Nähere Informationen zu dem grundlegenden Aufbau des MCPAs und der Vergleichbarkeit zu anderen Mikroplasma-Arrays findet man in [78].

3.1.2 Mikroskalierte-Plasmagräben (MSPT)

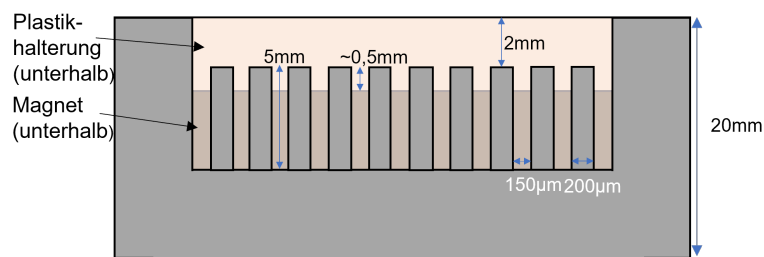


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der frontalen Ansicht der MSPT. Schattierter Bereich zeigt Magnetposition unter Dielektrikum.

Die für die Feldkomponenten-Messung designten Mikroskalierten-Plasmagräben sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Die grundlegende Anordnung, bis auf die anders geschnittene Nickelfolie, entspricht der des MCPAs. Somit bleibt der Aufbau aus Träger mit Magnet, Dielektrikum und Nickelfolie neben den Abmessungen gleich (vgl. Abb. 3.1).

Das MSPT besteht aus Gräben und den separierenden Stegen mit einer Breite von $150\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $200\text{ }\mu\text{m}$. Der optische Zugang erfolgt auch hier durch die Glashaube, die durch die spezielle Geometrie des MSPTs zusätzlich die seitliche Betrachtung der Entladung erlaubt. Die Kanäle haben eine Länge von 5 mm . Jedoch endet der unter den Kanälen liegende geerdete Magnet bei etwa $4,5\text{ mm}$. Diese Abmessung wurde bewusst gewählt, um eine möglichst homogene Entladung zu erreichen. Liegt das Ende der Stege auf dem Magneten, kommt es bei höheren Spannungen zu ungewollten Entladungen zwischen den Spitzen der Stege und der Dielektrikums-Fläche unter welcher der Magnet liegt (vgl. Abb. 3.3(a)). Mit der Anordnung aus Abbildung 3.2 ergibt sich eine deutlich homogenere Entladung, wie in Abbildung 3.3(b) zu sehen ist.

Bei der Festlegung der Länge der Gräben musste ein Kompromiss zwischen den folgenden Einflüssen getroffen werden: Je länger die Gräben bzw. die Stege sind, desto schwieriger ist es die Stege alle parallel zueinander ausgerichtet auf den Magneten aufzubringen. Zusätzlich wird mit längeren Gräben die Plasmasäule länger, welche die

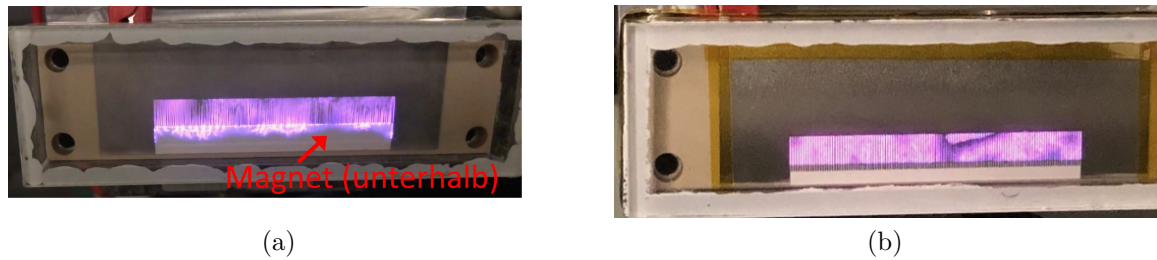


Abbildung 3.3: Vergleich der Entladungen bei Stegen die auf (a) und hinter (b) dem Magneten enden.

räumliche Auflösung bei der seitlichen Betrachtung, die in Kapitel 3.4 noch beschrieben wird, verschlechtert, da mehr Streulicht durch die längere leuchtende Plasmasäule auftritt. Jedoch wird dadurch die Intensität höher, da mehr emittierendes Plasma entsteht und somit die Integrationszeit für die Betrachtung von schwachen Linien verkürzt werden kann. Außerdem werden Randeffekte durch die geschlossenen Enden der Gräben bei seitlicher Betrachtung anteilig verringert.

3.1.3 Strom- und Gasversorgung der Reaktoren

Die Strom- und Gasversorgung ist für beide Reaktoren identisch und in Abbildung 3.4 dargestellt. Die in der Arbeit verwendeten Gase sind Helium (Reinheit 5.0), Argon (Reinheit 5.0) und Sauerstoff (Reinheit 4.8). Der Gasfluss sowie die Gaszusammensetzung lassen sich mithilfe von drei Mass Flow Controllern (MFC) der Firma Analyt regeln. Die Ansteuerung erfolgt dabei mithilfe eines Computers.

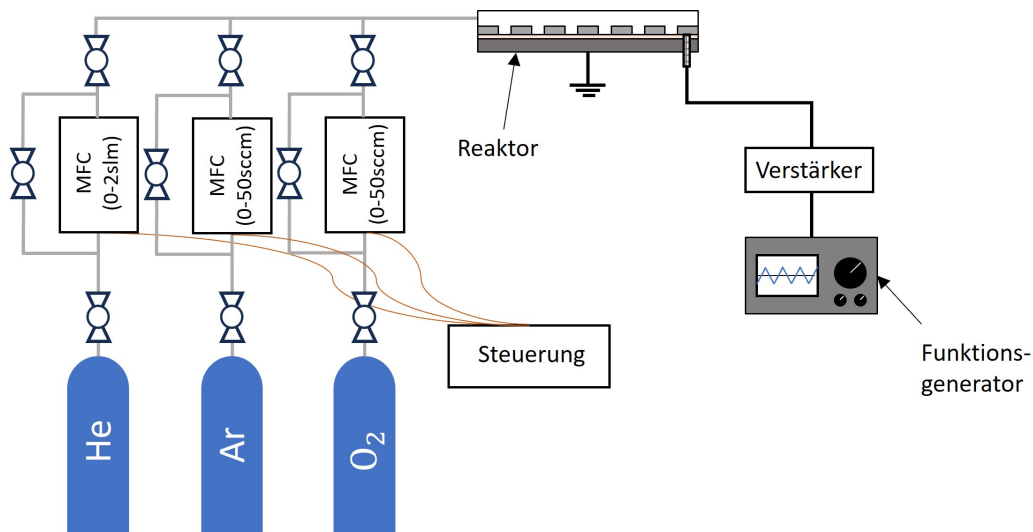


Abbildung 3.4: Schematische Skizze der Gas- und Stromversorgung des Reaktors.

Das angelegte Hochspannungs-Signal wurde mithilfe eines Funktionsgenerators (Tektronix AFG 3021B), der mit einem Verstärker (Trek PZD700A M/S) über ein 50 Ω -BNC-Kabel verbunden ist, erzeugt. Beide Reaktoren wurden durchgängig bei 15 kHz

bipolarer Dreieck-Spannung betrieben, da im Rahmen dieser Arbeit keine Frequenzabhängigkeiten untersucht wurden und zu dieser Frequenz die meisten Vergleichswerte existieren [14, 16]. Das aus dem Verstärker kommende Signal konnte an einem Voltage-Monitor-Anschluss mithilfe eines Oszilloskops ausgelesen werden.

3.2 Aufbau: Multi-PMT-Setup für SEA

Für die Messungen der zeitlichen Entwicklung der atomaren Sauerstoffdichte sowie der mittleren Elektronenenergie wurde ein Setup bestehend aus drei Photomultipliern (kurz: PMTs) verwendet. Dieses Setup ist schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt. Verwendet wird eine Triple-Faser (FC3-UVIR400-2-ME) der Firma Avantes. Die Faser

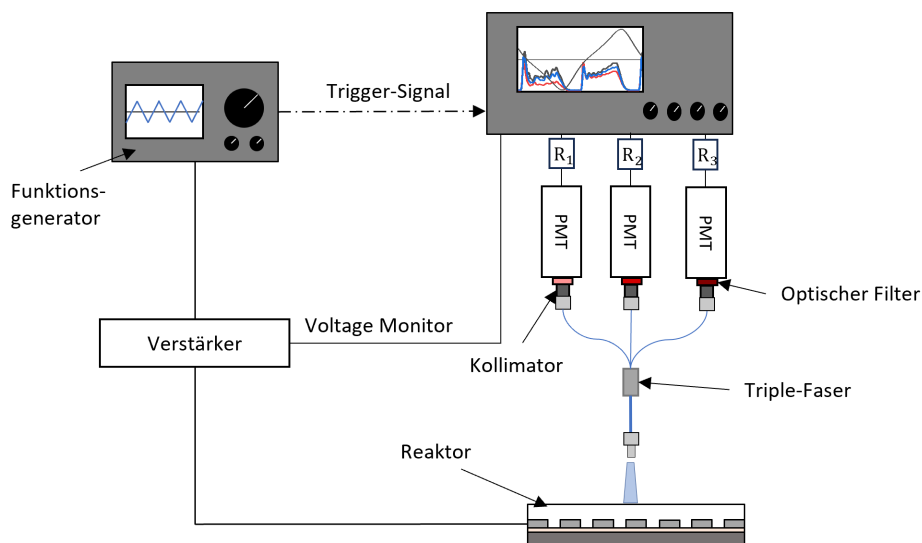


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Multi-PMT-Setups.

besteht dabei aus drei einzelnen Fasern ($400\text{ }\mu\text{m}$ Kern-Durchmesser), die zu einer zusammengeführt werden. Das zusammengeführte Ende akkumuliert die Emission der Entladung aus dem Reaktor in einem Abstand von etwa 2 cm . Die drei Faserenden werden dabei zur Detektion der drei relevanten SEA-Linien (vgl. Kap. 2.4) kollimiert auf die PMTs gerichtet. Die Separation erfolgt durch die Verwendung von drei schmalbandigen optischen Bandpassfiltern der Firma Thorlabs (vgl. Tabelle 3.1). Hier muss berücksichtigt werden, dass die 751 nm -Argonlinie durch die spektrale Breite des Filters nur teilweise unterdrückt wird. Die drei PMTs sind baugleich von der Firma Hamamatsu mit der Bezeichnung R13456. Dieser PMT-Typ weist über den hier detektierten Wellenlängenbereich eine gute Quanteneffizienz auf, die das Verhältnis aus ausgelösten Photoelektronen pro einfallendem Photon beschreibt.

Die Spannungssignale der PMTs werden von einem Oszilloskop (Lecroy 8404M-MS, 4GHz bandwidth), welches durch den Funktionsgenerator getriggert wird, ausgelesen.

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten optischen Bandpassfilter.

Linie	Zentralwellenlänge	FWHM
He[706]	710 nm	10 nm
Ar[750]	750 nm	10 nm
O[844]	840 nm	10 nm

Die Integrationszeiten bzw. RC-Zeiten der PMT-Systeme lässt sich durch vorgeschaltete Widerstände steuern. Da die drei PMTs in jeweils unterschiedlichen Sockeln verbaut sind, müssen die RC-Zeiten über die verschiedenen Vorwiderstände synchronisiert werden. Weitere Informationen zur Festlegung dieser Widerstände sind dem Kapitel 4.1 zu entnehmen.

Dieses Multi-PMT-Setup erlaubt die simultane Aufnahme der für die SEA-Diagnostik notwendigen Linienverhältnisse. Damit lässt sich hochzeitaufgelöst die Entwicklung der atomaren Sauerstoffdichte sowie der mittleren Elektronenenergie bestimmen.

3.3 Plangitter-Spektrograph

Der für die Messung der Stark-Verschiebung verwendete Spektrograph ist ein Plangitter-Spektrograph (PGS) der Firma Carl Zeiss Jena. In Abbildung 3.6 ist der Aufbau des PGS schematisch dargestellt. Zunächst tritt das Licht durch einen Spalt (20 μm Breite)

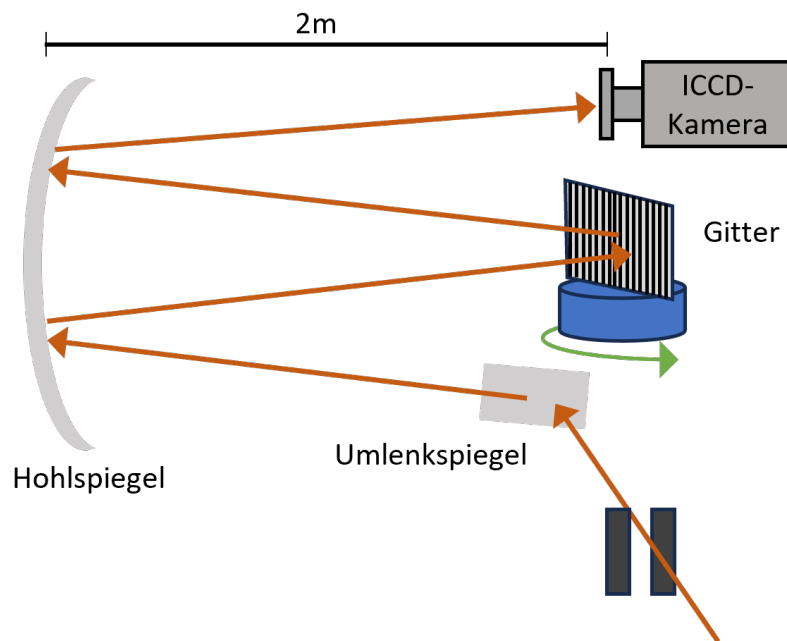


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Strahlengangs (oranger Pfeil) innerhalb des PGS.

ein und trifft dahinter auf einen Umlenkspiegel, der das Licht auf einen Hohlspiegel mit fokaler Brennweite $f=2\text{m}$ lenkt. Das Licht wird dann an einem Reflektionsgitter (Gitterkonstante: 1302mm^{-1}) gebrochen und ein Teil des entstehenden Beugungsspektrums über den Hohlspiegel auf eine ICCD-Kamera abgebildet. Diese spezielle Anordnung von einem Hohlspiegel und einem Reflektionsgitter als dispersives Medium wird Ebert-Spektrometer genannt.

Die Justierung auf einen speziellen Wellenlängenbereich erfolgt über einen motorisierten Drehteller auf dem das Gitter positioniert ist. Die Ebert-Anordnung führt dazu, dass bei einer Verdrehung das Bild schräg auf die Kamera abgebildet wird. Aus diesem Grund muss bei jeder Änderung der Drehung der Eintrittsspalt rotiert werden, sodass die Linie wieder senkrecht auf der Kamera abgebildet wird.

Die hier verwendete Kamera ist eine gekühlte, gatebare und intensivierende CCD-Kamera (Andor iStar DH320T-25U-A3). Die Kamera besitzt quadratische CCD-Sensoren ($26\text{ }\mu\text{m} \times 26\text{ }\mu\text{m}$) mit rechteckiger Anordnung mit einer Auflösung von 1024×255 . Die 1024 Spalten stellen die Wellenlängenauflösung dar, während die 255 Zeilen einer räumlichen Auflösung entlang des Spalts entsprechen.

3.4 Aufbau: Stark-Verschiebung

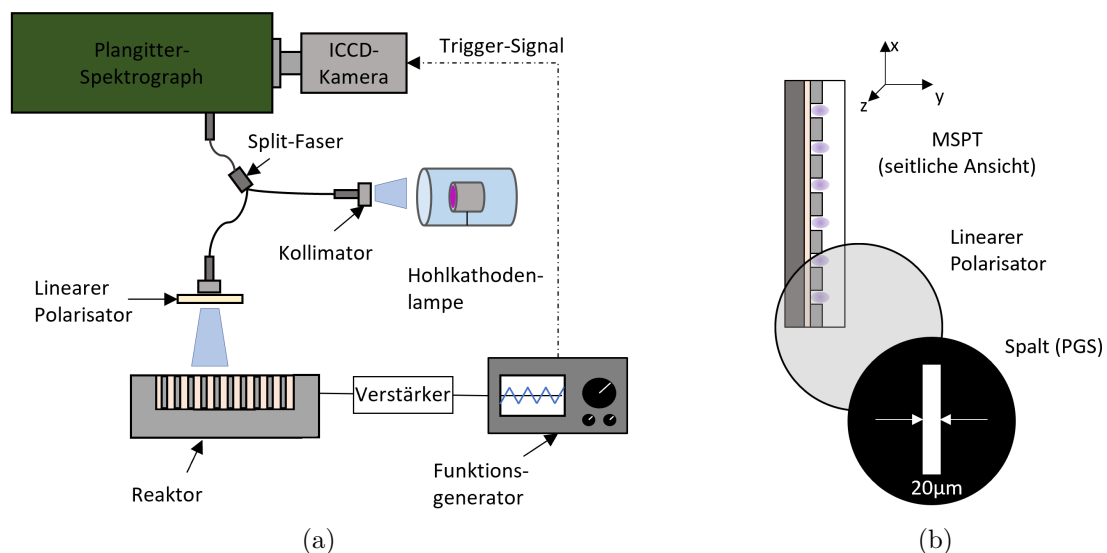


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Stark-Verschiebung (a) sowie der Messanordnung für ortsauflösende Untersuchungen (b).

Der schematische Messaufbau zur Messung des elektrischen Feldes mithilfe des Stark-Effekts ist in Abbildung 3.7(a) zu sehen. Dort ist der PGS mit ICCD-Kamera abgebildet, die von dem Funktionsgenerator getriggert wird, um eine Synchronisation zwischen

Anregungsspannung und Kamera zu erreichen. Dadurch lassen sich phasenaufgelöste optische Emissionsspektren (PROES = Phase Resolved Optical Emission Spectroscopy) aufnehmen. Das heißt zu festgelegten Zeitpunkten innerhalb der periodischen Anregungsspannung lässt sich für ein festgelegtes Zeitfenster die Emission der Entladung detektieren. Aufgrund der oft geringen Signalstärke bei kleinen Zeitfenstern bzw. hohen Zeitauflösungen, muss über viele Zyklen integriert werden. Mit diesem Aufbau ist es möglich, die Stark-Verschiebung bzw. das elektrische Feld phasenaufgelöst zu messen.

In dieser Arbeit wurden zwei Anordnungen zur Einkopplung der Plasma-Emission verwendet. In Abb. 3.7(a) ist der Aufbau mit einer sonderangefertigten Split-Faser dargestellt, wobei das zusammengeführte Ende den PGS-Spalt ausleuchtet. Das eine Faserende der Split-Faser ist auf eine mit Helium und Argon gefüllte Hohlkathodenlampe gerichtet, um die Wellenlänge kalibrieren zu können (vgl. Kap. 4.2), während das andere Faserende die Emission der Entladung erfasst. Zwischen Entladung und Faser lässt sich ein mit Winkelskala drehbarer linearer Polarisationsfilter (LPVISE100-A) der Firma Thorlabs einbringen.

In der zweiten Anordnung aus Abb. 3.7(b) wird die Faser entfernt und der Reaktor direkt vor dem Spalt positioniert. Diese Anordnung erlaubt eine orts aufgelöste Messung der Feldstärke der Entladung. Dafür werden die 255-Pixelzeilen der ICCD-Kamera genutzt (vgl. Kap. 3.3). Der Reaktor wurde zur räumlichen Justierung auf einer Mikrobank befestigt, die in x-, y- und z-Richtung verschiebbar sowie in der xz-Ebene und xy-Ebene drehbar ist. Zwischen Spalt und Reaktor konnte eine schmale Polarisatorfolie eingebracht werden. Auf die drehbare Fassung mit Winkelskala wurde bewusst verzichtet, da diese relativ breit (1 cm) ist und der Reaktor für eine bessere räumliche Auflösung möglichst nah am Spalt positioniert werden sollte. Weiterhin ist bei näherer Positionierung die auf den Spalt einfallende Intensität der Entladung größer, wodurch die Integrationszeit für PROES-Messungen verringert werden kann.

4 Vorbereitung des Messsystems

In diesem Kapitel sollen vorbereitende Messungen aufgezeigt werden, die als notwendige Grundlage der verwendeten Diagnostiken dienen. Zunächst soll auf die Synchronisierung und absolute Kalibrierung des PMT-Systems eingegangen werden, die als Grundlage für die zeitaufgelöste SEA-Messung dienen soll. Darüber hinaus wird die Wellenlängenkalibrierung und die Bestimmung des Apparateprofils des PGS zur Vorbereitung auf die Messungen der elektrischen Feldstärke dargestellt.

4.1 Kalibrierung des PMT-Setups

Synchronisierung der RC-Zeiten

Aufgrund der drei verschiedenen Sockel ergeben sich bei gleichen Vorwiderständen unterschiedliche Abfallzeiten bzw. RC-Zeiten bei den einzelnen PMT-Systemen. Diese müssen zur sinnvollen Anwendung der zeitaufgelösten SEA-Auswertung (vgl. Kap. 2.4) synchronisiert werden, da das Signal für alle drei Linien im gleichen Zeitintervall ausgewertet werden sollte. Dabei muss ein Kompromiss zwischen hoher zeitlicher

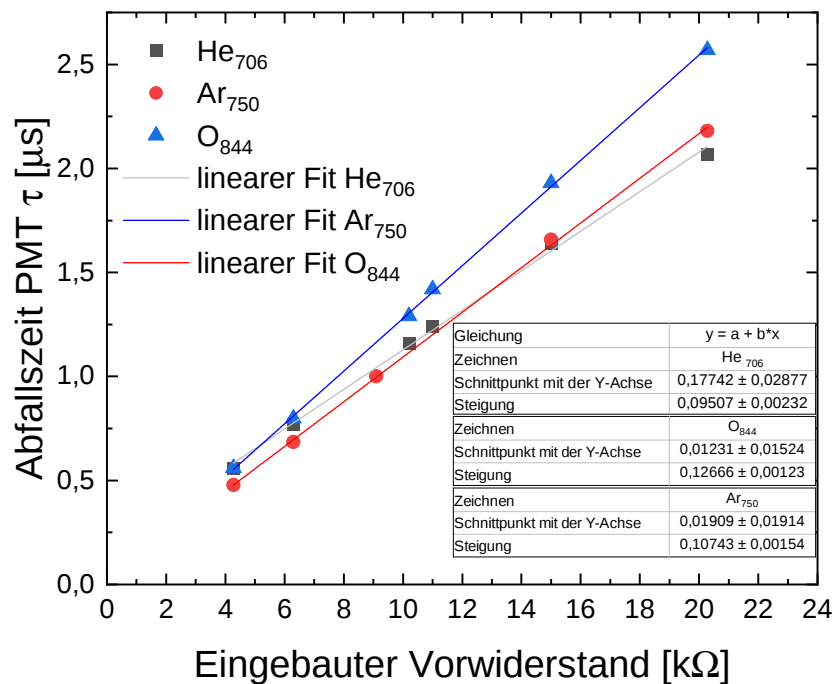


Abbildung 4.1: Abfallzeit τ in Abhängigkeit des vorgeschalteten Widerstands für die drei PMTs.

Auflösung und ausreichender Signalstärke getroffen werden. Aus Testmessungen ergab sich, dass eine hinreichend große Signalstärke für die drei Linien auf μ s-Zeitskalen

erreicht wird, wobei die 750 nm-Argonlinie durch die sehr geringe Argonbeimischung den limitierenden Faktor darstellt. Die natürlichen Lebensdauern der betrachteten angeregten Zustände, welche durch das Quenchen weiter verringert werden, liegen im zweistelligen ns-Bereich (vgl. Tab. 2.3) und unterschreiten deutlich die μs -Zeitskala, sodass über viele Anregungen bei der Messung gemittelt wird.

Da sich die genaue Bestimmung dieser RC-Zeiten durch die Messung der Gesamtkapazität der Verschaltung aus PMT, Sockel und Oszilloskop als schwierig erweist, wurde sie mithilfe eines Nd:YAG-Lasers bestimmt. Dieser Laser erreicht Gütegeschaltet Pulse auf ns-Zeitskala, die auf den zu erreichenden μs -Skalen für die SEA-Messungen unendlich kurz erscheinen. Zur Messung der RC-Zeit wurde der Laser auf eine Streuscheibe gerichtet, hinter der sich der Eingang der Tripel-Faser befand, die an den drei Ausgängen auf die PMTs gerichtet war. Das Signal wurde dann mithilfe eines Oszilloskops ($1\text{ M}\Omega$ Abschlusswiderstand) mit den zugeschalteten Vorwiderständen aufgezeichnet.

In Abbildung 4.1 sind die Abfallzeiten gegen die eingebauten Vorwiderstände geplottet. Dabei beschreibt die Abfallzeit τ den Wert, bei dem die Signalspannung $U(t)$ auf $\frac{1}{e}$

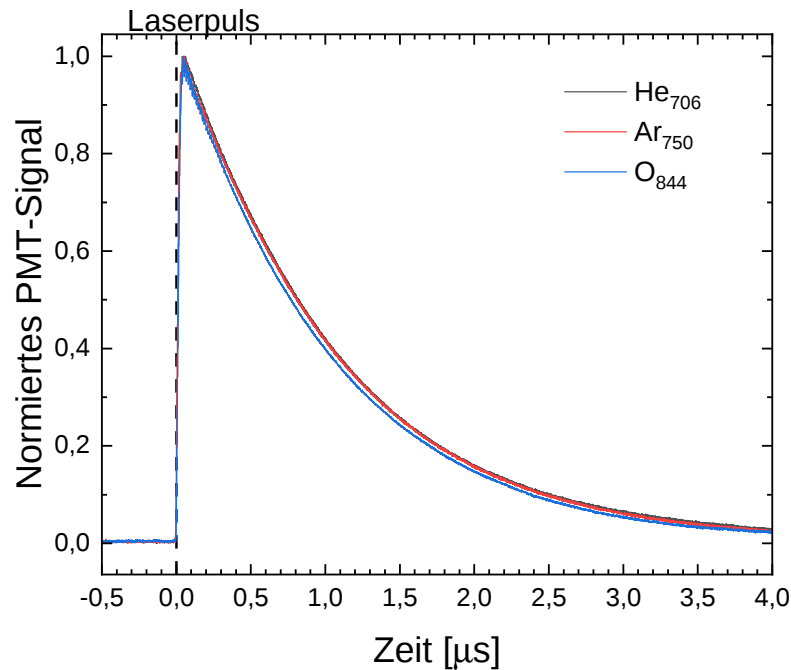


Abbildung 4.2: Aufnahme des Laserpuls bei der final eingestellte Abfallzeit.

abgefallen ist (vgl. Gleichung (4.1)). Dort lässt sich direkt ein linearer Zusammenhang erkennen, der im Zusammenhang eines sich über einen Widerstand R entladenden Kondensators C auftritt.

$$U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{mit} \quad \tau = R \cdot C \quad (4.1)$$

Infolgedessen können die benötigten Vorwiderstände für die gewünschten Abfallzeit interpoliert werden. In dieser Arbeit wurde sich für $\tau = 1 \mu\text{s}$ entschieden. Die zugehörige Aufnahme des Lasersignals ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Die Abfallkurven verlaufen dort parallel und synchron. Außerdem fällt auf, dass der Aufladevorgang ungefähr 50 ns benötigt. Dies ist teilweise durch die zeitliche Pulsbreite des Lasers zu erklären aber auch durch die verzögerte Reaktionszeit der PMT-Systeme.

Relative Intensitätskalibrierung

Zur Anwendung von SEA werden die Verhältnisse von absoluten Intensitäten aus den drei Linien benötigt (vgl. Kap. 2.4). Um diese absoluten Intensitätsverhältnisse zu bestimmen, ist es notwendig das Messsystem, bestehend aus den drei PMTs, der Triple-Faser und den drei verschiedenen Filtern und Vorwiderständen, mithilfe einer Kalibrierlampe zu kalibrieren. Denn insbesondere die Transmission der Filter als auch die Sensitivität der PMTs haben einen signifikanten Einfluss auf die gemessene Intensität.

Dafür wurde eine Lampe von Ocean Optics (DH-3PLUS-BAL-CAL) verwendet, die sich nach einer Aufheizung von 40 Minuten annähernd wie ein idealer schwarzer Strahler verhält. Die Triple-Faser wurde dann auf einen Cosinuskorrektor ausgerichtet, der sich direkt am Ausgang der Lampe befand. Dabei wurden die PMTs bei einer konstanten Spannung von 1000 V betrieben. Diese Spannung wurde auch für die SEA-Messungen festgehalten, um spannungsabhängige Änderungen der Kalibrierfaktoren für die Intensitätsverhältnisse auszuschließen.

Das von der Lampe mitgelieferte theoretische Spektrum ist Abbildung 4.3 zu entnehmen. In der Abbildung ist zudem die vom Hersteller angegebene Zentralwellenlänge mit FWHM der Filter in blau gekennzeichnet. Über den blau gekennzeichneten Bereich wurde gemittelt und daraus die mittlere theoretische spektrale Bestrahlungsstärke S_t für den jeweiligen Filterbereich bestimmt. Mit den gemessenen Signalspannungen U_m der PMTs können dann die Kalibrierfaktoren aus Formel (2.15) und (2.16) wie folgt bestimmt werden:

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{S_{t,1}/U_{m,1}}{S_{t,2}/U_{m,2}} \quad (4.2)$$

Durch die Bestimmung der Quotienten ist ein Vergleich der Intensitäten möglich. Diese sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen.

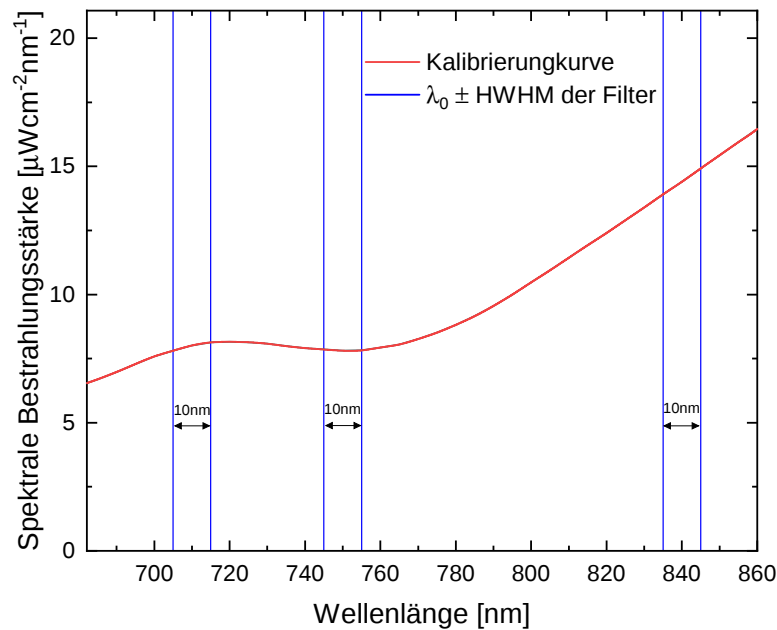


Abbildung 4.3: Theoretische spektrale Bestrahlungsstärke der Ocean Optics Kalibrierlampe gegen die Wellenlänge.

Tabelle 4.1: Relative Intensitätskalibrierung für den Vergleich der Linienverhältnisse aus He₇₀₆ und O₈₄₄ zu Ar₇₅₀.

Verhältnis	Faktor
$\epsilon_{706}/\epsilon_{750}$	0,40
$\epsilon_{844}/\epsilon_{750}$	0,69

4.2 Kalibrierung des Spektrometers

Wellenlängenkalibrierung

Für die in Kapitel 2.3.2 beschriebene Fit-Methode zur Bestimmung des elektrischen Feldes ist es besonders wichtig eine gute Wellenlängenkalibrierung zu haben. Das heißt jede Pixelspalte auf dem CCD-Chip der Kamera muss einer spezifischen Wellenlänge zugeordnet werden. Die zugrundeliegende Formel zur Zuordnung der Pixelspalten setzt sich wie folgt zusammen:

$$\lambda_0 = 2 \frac{\sin(\alpha)}{mG} \quad (4.3)$$

$$\lambda(\alpha, Px) = \lambda_0 \pm \cos(\alpha) \frac{2w(Px - Px_0)}{mGL} \quad (4.4)$$

dabei ist λ_0 die Zentralwellenlänge die durch den Drehwinkel α des Reflexionsgitters bestimmt wird. Die weiteren Konstanten sind der Tabelle 4.2 zu entnehmen. Zudem wurde im gesamten Verlauf der Arbeit in der ersten Ordnung $m = 1$ gemessen, da nur dort das Signal-zu-Rausch Verhältnis bei der verwendeten Integrationszeit für die beobachteten Linien ausreichte. Somit konnte eine Auflösung von 9 pm von einem Pixel zum nächsten erreicht werden. Der Zentralpixel Px_0 gibt die Verschiebung der

Tabelle 4.2: Effektive Gitterkonstante G aus [79], Breite der Kamerapixel w , Zentralpixel Px_0 und optische Weglänge L .

G [mm ⁻¹]	w [μm]	Px_0	L [mm]
1302,26	26	458-462	4150

Kamera relativ zum Auftreten der Zentralwellenlänge an. Um den richtigen Wellenlängenbereich zu erfassen und den notwendigen Zentralpixel zu bestimmen, wurde eine mit Helium und Argon befüllte Hohlkathodenlampe verwendet. Ein exemplarisches Spektrum ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Zuordnung der Linien erfolgte dabei mithilfe der Datenbank von NIST [59]. Die Nützlichkeit dieser Lampe ist in diesem

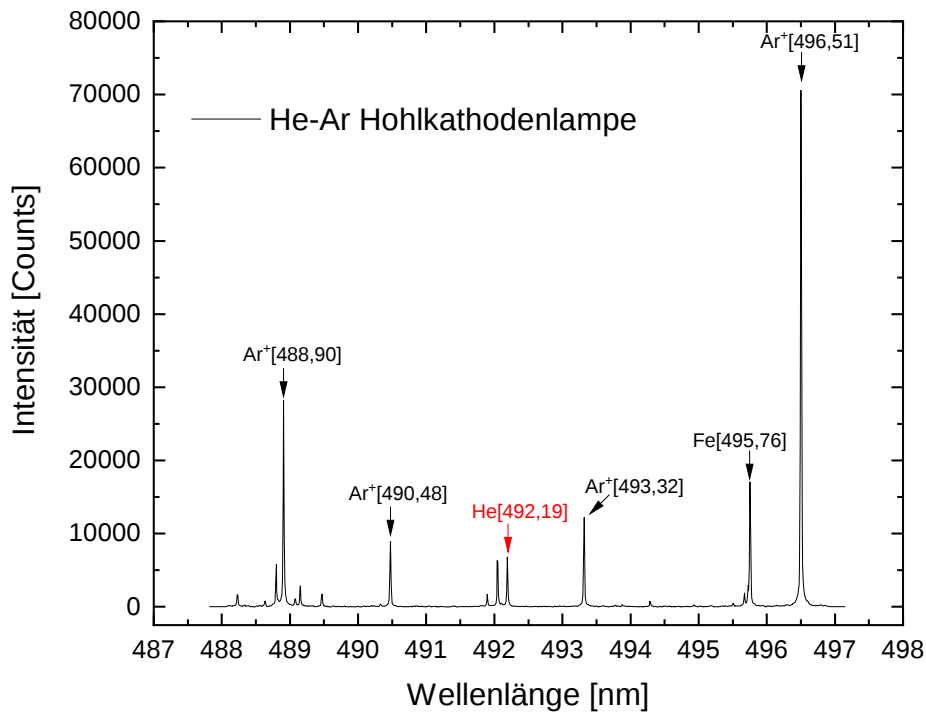


Abbildung 4.4: Kalibrierspektrum einer mit Helium und Argon befüllten Hohlkathodenlampe zur spektralen Kalibrierung des PGS.

Spektrum aufgrund ihrer klaren Emission der für die Stark-Spektroskopie relevanten 492,19 nm-Linie (vgl. Kap. 2.3) erkennbar. Eine einmalige Kalibrierung war jedoch nicht ausreichend, da sich der zentrale Pixel im Laufe eines Messtages aufgrund möglicher Temperaturschwankungen, welche die Optiken verzerren können, verschoben hat. Aus diesem Grund musste zwischen allen Messungen ein Kalibrierspektrum aufgenommen werden, um die Verschiebungen zu berücksichtigen. Die auftretenden Verschiebungen lagen bei bis zu 9 pm. Das muss insbesondere bei Messungen mit langer Belichtungszeit berücksichtigt werden.

Apparateprofil und Gesamtprofil

Das Apparateprofil stellt einen künstlich erzeugten Verbreiterungsmechanismus dar, der durch den Aufbau des Spektrographen gegeben ist. Dieser Verbreiterungsmechanismus muss neben der in Kap. 2.3.3 erläuterten Verbreiterungsmechanismen berücksichtigt werden, um die Fitting-Routine sinnvoll durchführen zu können. Die Bestimmung

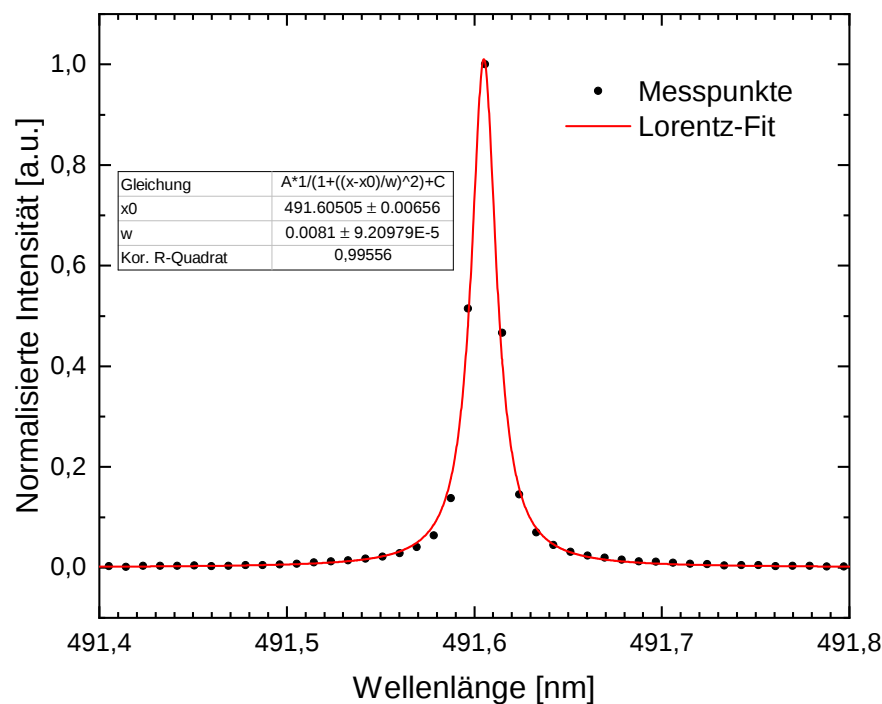


Abbildung 4.5: Mithilfe einer HgCd-Lampe aufgenommenes Apparateprofil des PGS.

erfolgt dabei durch die Betrachtung einer „unendlich“ schmalen Spektrallinie. Dieser Fall wurde mithilfe einer Quecksilber-Cadmium-Lampe angenähert. Dabei wurde, wie in Abbildung 4.5 zu sehen, die 491,606 nm-Quecksilberlinie [59] verwendet. Ein Lorentzprofil wurde an die Datenpunkte gefittet und zeigt eine gute Übereinstimmung.

Das Lorentzprofil weist eine HWHM von $w_{App} \approx 8$ pm auf.

Damit lässt sich nun das gesamte Linienprofil des 492,19 nm-Übergangs abschätzen. Wie in Kapitel 2.3.3 bereits erläutert, ist neben der Verbreiterung durch den Spektrographen die Resonanzverbreiterung ein nicht vernachlässigbarer Verbreiterungsmechanismus. Die Faltung dieser beiden Lorentzprofile ergibt:

$$\mathcal{L}_{Res}(w_{Res}, \lambda) * \mathcal{L}_{App}(w_{App}, \lambda) = \mathcal{L}_{Ges}(w_{Res} + w_{App}, \lambda) \quad (4.5)$$

ein Lorentzprofil bei dem die beiden Halbwertsbreiten sich aufaddieren. Somit ist die resultierende Halbwertsbreite:

$$w_{ff} = w_{Res} + w_{App} \approx 34 \text{ pm} \quad (4.6)$$

Die hier bestimmte Halbwertsbreite dient sowohl dem späteren Fit der feldfreien Komponente als auch der unteren Schranke der Halbwertsbreiten für die verschobenen Linien. Die verschobenen Linien fallen hier in der Regel größer aus, da wie in Kapitel 6.1 näher begründet, in den Messungen oftmals mehrere Feldstärken überlagert sind.

Polarisierende Eigenschaft des Gitters

Ein weiterer Punkt, der bei polarisationsabhängigen Spektralmessungen berücksichtigt werden muss, ist die polarisierende Eigenschaft des dispersiven Gitters. Wie in Abbildung 4.6(a) dargestellt, können die E-Feld-Komponenten P-polarisiert (parallel zum Gitter) oder S-polarisiert (senkrecht zur P-Komponente) sein. Die Polarisation hat einen direkten Einfluss auf die Effizienz bzw. auf die Intensität der gebeugten

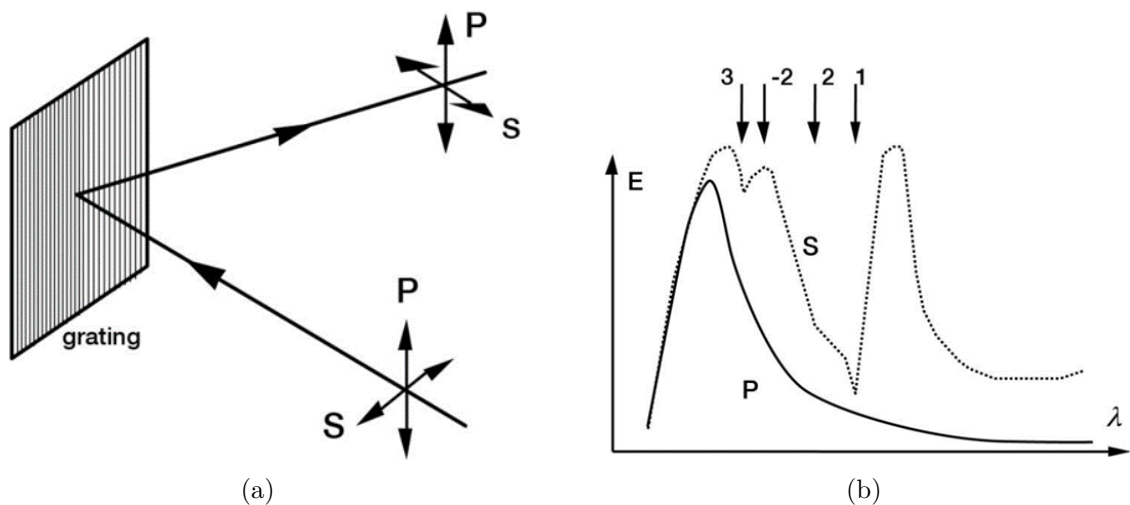


Abbildung 4.6: Definition der S- und P-Polarisation (a) und schematische Darstellung der Beugungseffizienz mit Woodschen Anomalien (b) gegen die Wellenlänge. Abbildungen aus [80].

Linie. In Abbildung 4.6(b) ist ein typischer Verlauf der Effizienz gegen die Wellenlänge schemenhaft dargestellt. Die dabei teils abrupten Änderungen in den Verläufen des S-polarisierten Lichts werden den Woodschen Anomalien zugeordnet, die auftreten, wenn eine Beugungsordnung auftaucht oder hinter dem Gitterhorizont verschwindet [81, 82]. Die jeweiligen Effizienz-Verläufe sind dabei nichttrivial von dem Gitterabstand, dem Gitterprofil, der Beugungsordnung, der Wellenlänge und dem Gittermaterial abhängig [80].

Zur Abschätzung des Einflusses dieses Effekts wurde erneut die Quecksilber-Cadmium-Lampe, die unpolarisiertes Licht emittiert, verwendet und dabei die 491,606 nm-Quecksilberlinie beobachtet. Die Linie hat den Vorteil, dass sie hinreichend nah an der 492,19 nm-Heliumlinie liegt und ausreichend intensiv für den Messvorgang ist. Hinter der Lampe wurde ein Polfilter platziert, der die Polarisation des Lichts, das auf das Gitter trifft, festlegt.

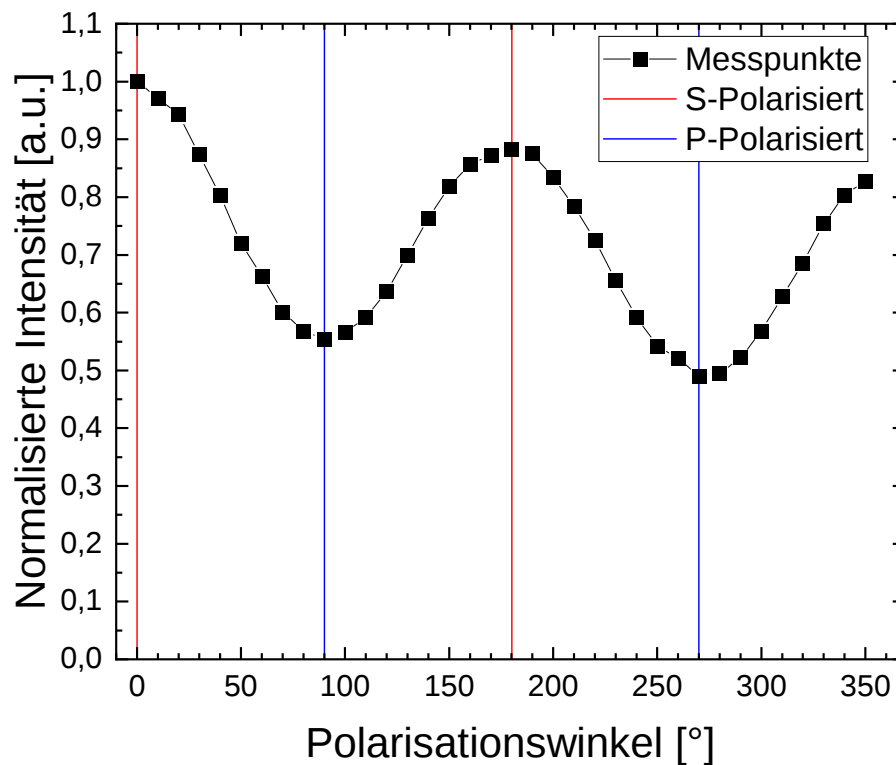


Abbildung 4.7: Normalisierte Intensität gegen den eingestellten Polarisationswinkel.

Die normalisierte Intensität gegen die Polarisation des einfallenden Lichts ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Der polarisierende Effekt des Gitters ist anhand der auftretenden Modulation zu erkennen und hat damit einen Einfluss auf polarisationsabhängige Messungen. Weiterhin ist dadurch eine Diskussion über die Intensitätsverhältnisse

der betrachteten verschobenen Linien zusätzlich erschwert, da diese teilweise linear polarisiert sind und somit je nach Ausrichtung des Felds durch das Gitter abgeschwächt werden. Dabei liegt das Verhältnis aus den lokalen Maxima (S-Polarisation) zu den folgenden lokalen Minima (P-Polarisation) bei etwa 1,8. Der allgemeine Abfall der Intensität der Linie ist durch die Lampe verursacht, da diese sich über die Messung hinweg aufheizt und somit ihre Emissivität ändert.

5 Ergebnisse Multi-PMT-Setup

Zu Beginn soll die allgemeine Entladungsdynamik im MCPA anhand der Emissionen und der Entwicklung der mittleren Elektronenenergie sowie dem Dissoziationsgrad bzw. der atomaren Sauerstoffdichte untersucht werden. Dafür werden die Resultate des Multi-PMT-Setups bzw. der SEA-Messungen präsentiert und diskutiert. Es wird wie folgt vorgegangen: Zunächst wird das allgemeine Emissionsverhalten der drei für SEA relevanten Linien über die ersten Entladungszyklen untersucht und diskutiert, um die Einstellung eines stationären Zustands der Entladung und damit die Allgemeingültigkeit nachfolgender Aussagen zu überprüfen. Im Anschluss werden die mittleren Elektronenenergien und atomaren Sauerstoffdichten, welche mithilfe von SEA ausgewertet wurden, präsentiert und insbesondere mögliche Aufbaueffekte in der atomaren Sauerstoffdichte diskutiert. Dabei wurden alle SEA-Messungen an dem Sub-Array des MCPAs mit einem Durchmesser der Kavitäten von $200\text{ }\mu\text{m}$ durchgeführt.

5.1 Emissionsverhalten

Allgemein

Um die zeitliche Entwicklung der mittleren Elektronenenergie und der atomaren Sauerstoffdichte in den ersten Anregungszyklen zu messen, wurde die in Abbildung 5.1 dargestellte Spannungsform verwendet. Dabei handelt es sich um eine Dreiecks-Spannung

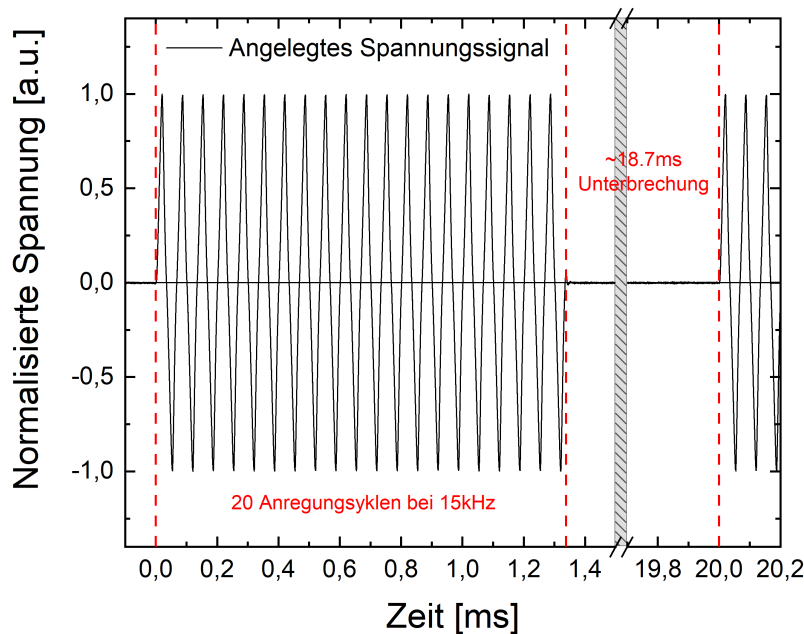


Abbildung 5.1: Für die PMT-Messungen an das MCPA angelegte 15 kHz-Dreieckssignal im Burst-Modus.

(15 kHz) im sogenannten Burst-Modus, bei dem die Anzahl der Anregungszyklen (hier 20) sowie die Länge der Unterbrechung bis zum erneuten Beginn des Anregungszyklus festgelegt werden kann. Die Unterbrechungszeit wurde hier auf 18,7 ms gesetzt, da nach dieser Zeit zumindest kein signifikanter volumenbasierter Memory-Effekt zu erwarten ist. Jedoch konnte bereits gezeigt werden, dass die residualen Ladungsträger auf dem Dielektrikum eine Abklingzeit im Sekunden-Bereich aufweisen [83]. Somit ist die erste Entladung vermutlich nicht frei von Memory-Effekten. Die Zerfallszeit von atomarem Sauerstoff im Effluenten des Cost-Mikroplasma-Jets beträgt etwa 180 μs unter vergleichbaren Beimischungsverhältnissen [84]. Somit ist die Unterbrechungszeit 100-mal länger und es ist nicht zu erwarten, dass sich atomarer Sauerstoff von einem Burst-Zyklus zum nächsten aufbaut.

Ein typisches PMT-Signal, der drei für SEA relevanten Linien, die auf das jeweilige Intensitätsmaximum normiert sind, ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Der Plot besitzt zwei Achsen-Unterbrechungen in der Zeitachse, damit die Signale aus dem ersten Anregungszyklus ($n=1$) mit den Signalen inmitten ($n=8$) sowie am Ende ($n=16;17$) der 20 Anregungszyklen verglichen werden können. Für ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis wurde die Messung über 512 Burst-Zyklen gemittelt. Es sei an dieser Stelle

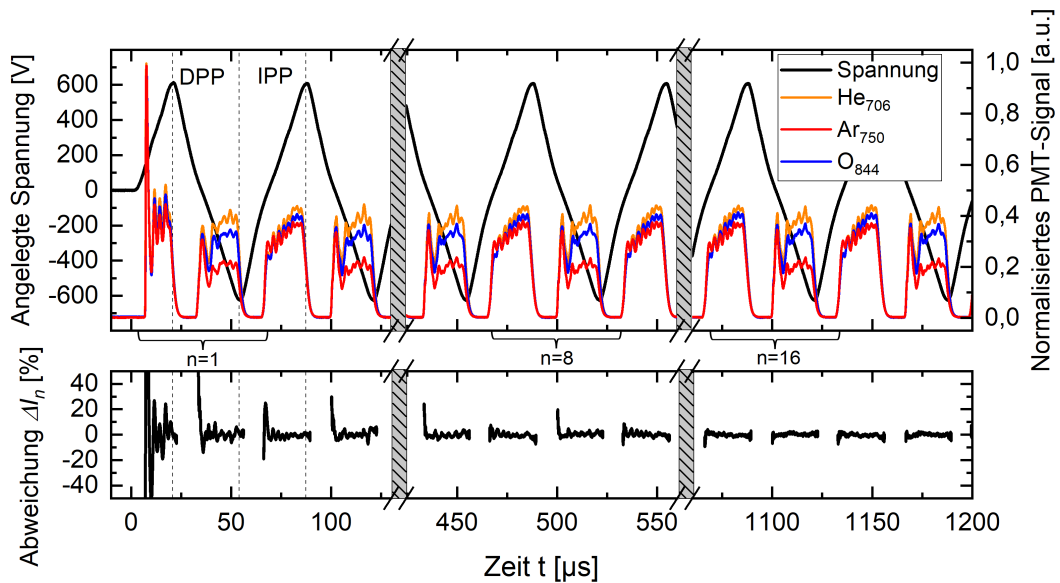


Abbildung 5.2: PMT-Signale bei 600 V angelegter Spannungsamplitude (2 slm He, 1 sccm Ar, 2 sccm O₂). Unterer Plot zeigt Abweichung des He₇₀₆-Signals von dem Referenzsignal aus dem letzten Anregungszyklus.

erwähnt, dass im Folgenden der Anregungszyklus in zwei Phasen aufgeteilt wird (vgl. gestrichelte Linien): In IPP (Increasing Potential Phase) ($\frac{dU}{dt} > 0$) und DPP (Decreasing Potential Phase) ($\frac{dU}{dt} < 0$). Das Signal wurde bei 600 V angelegter Spannungsamplitude und einer Gasbeimischung von 2 slm Helium, 1 sccm Argon und 2 sccm O₂ aufgenommen.

Die beigemischte Menge des Aktinometriegas (Argon) wurde, unter Beibehaltung ausreichend großer Signalstärke, so gering wie möglich gewählt, um den Einfluss auf die Entladung klein zu halten.

Zunächst ist direkt bei der allerersten Entladung ein distinkter Intensitätspeak zu sehen. Dieser fällt in der Stärke mindestens doppelt so hoch aus wie die folgenden Entladungen. Dieses Verhalten lässt sich durch den geringeren Memory-Effekt erläutern. In der ersten Entladung ist die Anzahl an Metastabilen aufgrund der langen Unterbrechungszeit, welche die Zündung erleichtern können, minimal. Weiterhin sind auch bei dieser allerersten Entladung die Oberflächenladungen minimal, die auch die Zündung aufgrund der Erhöhung des γ -Koeffizienten erleichtern können (vgl. Kap. 2.1.3). Das führt zu einer höheren Zündspannung als bei den nachfolgenden Entladungen. Damit besitzen die Elektronen durch die erhöhte Spannung bzw. elektrischen Felder mehr Energie, die zur effektiven Anregung der Atome führt. Außerdem kann die erhöhte Anzahl hochenergetischer Elektronen mehr Ionisierungen und größere Ladungslawinen erzeugen, die mehr Atome anregen können und damit die Emission der Entladung erhöhen.

Die der ersten Zündung folgenden DPP und IPP zünden bereits vor dem Nulldurchgang der Spannung. Dieses Phänomen ist in der Literatur unter dem Namen *back discharge* bekannt [17]. Dabei wird das Dielektrikum durch die Entladung der vorigen Halbphase stark genug aufgeladen, um ein ausreichend großes Potential zu bilden, sodass die über der Kavität abfallende Zündspannung frühzeitig erreicht wird.

Unterhalb der PMT-Signale aus Abbildung 5.2 ist, repräsentativ für alle gemessenen Linien, die Abweichung der gemessenen He₇₀₆-Signale $I(t)$ über die Anregungszyklen dargestellt. Dafür wurde der zeitliche Intensitätsverlauf der jeweils letzten IPP und DPP (20. Anregungszyklus) $I_{ref}(t)$ aus dem Burst-Zyklus als Referenz verwendet und mit den Verläufen der vorigen Halbphasen $I_n(t)$, die hier mit dem Index n indiziert sind, verglichen. Die Berechnung der mit der Referenz gewichteten Abweichungen der einzelnen Zyklen ΔI_n ergibt sich wie folgt:

$$\Delta I_n(t) = \frac{I_n(t) - I_{ref}(t)}{I_{ref}(t)} \quad (5.1)$$

Die Abweichungen sind über die ersten beiden Entladungen hinweg sehr groß und liegen bei teilweise über 40 %. Diese kommen erneut durch den dortigen reduzierten Memory-Effekt zustande der oftmals für die Bildung eines Gleichgewichtes essenziell ist. Insbesondere deutlich wird das anhand der Initialzündungen der ersten beiden Halbphasen relativ zu der Referenz, da die Zündzeitpunkte der Initialzündungen in

den Halbphasen deutlich von der Referenz verschoben sind und somit zu hohen Abweichungen führen. Jedoch nehmen diese Abweichungen recht schnell ab und fallen bereits nach dem allerersten Anregungszyklus unter 20 %. Die Abweichungen fallen nach der Initialzündung der jeweiligen Halbphase weiter auf unter 6 %. Während über dem gesamten 17. Anregungszyklus die Abweichung bereits bei unter 3 % liegt. Auch hier liegt die Erklärung für den abfallenden Trend in dem weiteren Aufbau des Memory-Effektes.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Emission der Entladung, abgesehen vom Zeitpunkt der Initialzündung der Halbphasen, recht schnell in einen stationären Zustand übergeht. Dabei fallen die Abweichungen zur Referenz gering aus und schließen damit eine stark von Statistik geprägte Entladungsstruktur mit dem hier gemessenen Setup aus. Die gleichen Statistiken wurden auch für, die noch folgenden, verschiedenen Sauerstoffbeimischungen aufgestellt. Dabei liegt die Abweichung in der gleichen Größenordnung. Damit lässt sich die Mittelung über mehrere Burst-Zyklen unter Treffung von generellen Aussagen über die zeitliche Entwicklung der SEA-Messungen rechtfertigen. Allerdings muss dies nicht unbedingt auf die erste Halbphase des Burst-Zyklus zutreffen, da dort eine recht große Abweichung zur Referenz zu erkennen ist.

Einfluss der O₂-Beimischung auf das Emissionsverhalten

In diesem Abschnitt soll die Änderung des Emissionsverhaltens und dem damit verbundenen Entladungsmodus für verschiedenen O₂-Beimischungen diskutiert werden. Dafür sind in Abbildung 5.3 die ersten Anregungszyklen (a) und die letzten Anregungszyklen (b) des Burst-Signals für unterschiedliche Sauerstoffbeimischungen gezeigt. Es handelt sich dabei erneut um die He₇₀₆-Signale, die repräsentativ das Emissionsverhalten widerspiegeln. Dabei ist bei der Messung in purem Heliumfluss, trotz ausreichender Spülzeit, eine geringe Verunreinigung mit O₂ durch beispielsweise oxidierte Oberflächen und Verunreinigungen aus der versorgenden Heliumflasche nicht auszuschließen.

Zunächst ist zu erkennen, dass in der IPP und DPP mehrere Peaks auftreten, wobei die Anzahl dieser mit zusätzlicher Sauerstoffbeimischung steigt. Außerdem scheint die allererste Entladung mit höherer Beimischung früher zu zünden. Jedoch finden die folgenden Initialzündungen der DPP und IPP mit weniger Beimischung bei geringeren absoluten Spannungen statt. Am Ende des letzten Anregungszyklus in Abb.5.3(b) ist noch eine letzte *back discharge* zu sehen, die mit größerer Beimischung schmaler und schwächer relativ zu den vorigen Halbphasen erscheint.

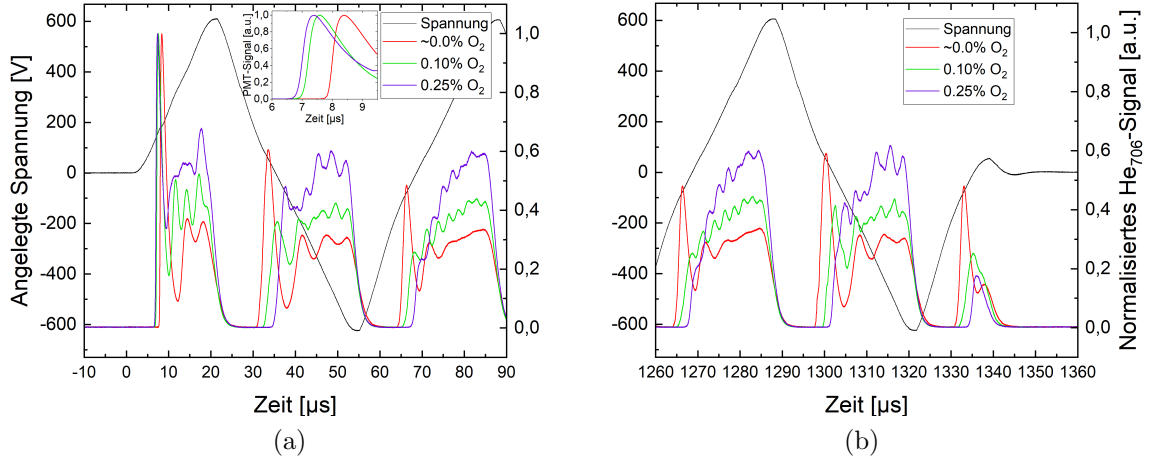


Abbildung 5.3: Die ersten (a) mit vergrößertem Subplot der allerersten Entladung und letzten (b) Anregungszyklen bei verschiedenen O₂-Beimischungen und einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V.

Das frühere Zünden der allerersten Entladung mit erhöhter Sauerstoffbeimischung lässt sich zwei möglichen Effekten zuordnen. O₂ ist mit etwa 12,1 eV deutlich leichter zu ionisieren als Helium ($\approx 24,6$ eV) [70]. Darum könnte man annehmen, dass die Zündung dort erleichtert ist. Jedoch absorbiert molekularer Sauerstoff viel Energie der Elektronen durch die Anregung von Rotations- und Vibrationszuständen und die Paschenkurve mit Sauerstoffbeimischung liegt über der für pures Helium. Darum scheint diese Begründung unwahrscheinlich. Betrachtet man allerdings die kleiner werdende *back discharge* in Abbildung 5.3(b), lässt dies die Folgerung zu, dass die residualen Ladungsträger dort zu einem geringeren Anteil neutralisiert werden. Diese können dann nach der Unterbrechung, die über der Kavität abfallende Spannung sowie den γ -Koeffizienten stärker erhöhen und damit eine frühere Zündung bei höherem O₂-Anteil erzeugen. Diese These bestätigt sich bei Messungen mit kleinen angelegten Spannungen. Unterhalb 360 V angelegter Spannungsamplitude bleibt die letzte *back discharge* durch mangelnde residuale Oberflächenladungen, unabhängig von der Beimischung, aus. In diesen Messungen zündet die allererste Entladung bei geringster O₂-Beimischung am frühesten und mit wachsender Beimischung kontinuierlich später.

Die nach der allerersten Entladung folgende Umkehr der Zeitpunkte der Initialzündungen innerhalb der IPP und DPP in Abhängigkeit der O₂-Beimischung (vgl. Abb. 5.3(a)) ist durch den Aufbau von Metastabilen zu erklären. Nach den allerersten Entladungen hat sich bereits eine gewisse Menge an metastabilem Helium oder Stickstoff, der aus der umgebenden Luft aufgrund von Undichtigkeiten in das Entladungsvolumen gelangen kann, gebildet. Diese Metastabilen können in der folgenden Halbphase die Zündspannung verringern. Wie bereits in Kap. 2.1.4 beschrieben, quencht der beigemischte Sauerstoff jedoch die metastabilen Heliumzustände und erhöht damit die notwendige

Zündspannung für die folgende Halbphase. Dieser verstärkte Quencheffekt wird auch anhand der kürzeren Abfallzeiten hinter den Umkehrpunkten der Steigung (Ende von IPP/DPP) deutlich, da die Metastabilen auch nach dem eigentlichen Ende der Entladung Emissionen erzeugen können und damit die Abfallzeit verlängern. Das ist beispielsweise am Ende der DPP bei etwa $1320\text{ }\mu\text{s}$ in Abbildung 5.3(b) gut zu sehen. Der letzte gemessene Signalpeak fällt dort in purem Helium deutlich langsamer ab als in den Messungen mit Sauerstoffbeimischung.

Der Entladungsmodus in purem Helium lässt sich am ehesten einer APGD zuordnen. Die Zeitskalen dieses Entladungstypen liegt bei etwa $1\text{ }\mu\text{s}$. Schaut man sich die Pulsbreiten der Initialzündungen von IPP und DPP an, liegen diese, unter Berücksichtigung der Verbreiterung durch die langlebigen Helium Metastabilen sowie der Verbreiterung durch die Integrationszeit des PMT-Systems ($1\text{ }\mu\text{s}$), in dem Bereich der APGD. Die von *Dzikowski et al.* gemessene Stromdichte bei ähnlicher Geometrie in Helium (500 mbar) lag bei 70 mA cm^{-2} und konnte damit auch der APGD zugeordnet werden [12]. Nach der Initialzündung sind die nachfolgenden kleineren Peaks innerhalb der Halbphasen einer Pseudoglow-Entladung zuzuordnen [32]. Unter Beimischung von Sauerstoff erhöht sich die Anzahl der nachfolgenden Peaks bei kleiner werdender Breite, wie in [40] im Stromsignal einer DBD beobachtet. Zudem scheinen die Oszillationen im Emissionsignal in der IPP etwas stabiler als in der DPP auszufallen. Die erhöhte Stabilität lässt sich möglicherweise auf den erhöhten γ -Koeffizienten der Kathode (in IPP: Dielektrikum) zurückführen [40].

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der homogene Modus bei den hier betrachteten Beimischungen vermutlich nicht verlassen wird. Jedoch sollte für eine Verifizierung dieser Aussagen die Stromdichte für diese Bedingungen abgeschätzt werden. Des Weiteren muss beachtet werden, dass die Signale von vielen verschiedenen Einzelkavitäten stammen und somit hier ein überlagertes Signal betrachtet wird.

Das bereits zu erkennende asymmetrische Verhalten zwischen DPP und IPP in den PMT-Signalen lässt sich auch in orts aufgelösten ICCD-Bildern der Entladung erkennen. Diese sind in Abbildung 5.4(a) für eine Messung in purem Helium (links) und eine Messung mit 0,25 % O_2 -Anteil (rechts) gezeigt. Die Aufnahmen stammen von einer PROES-Messung des gesamten Anregungszykluses bei kontinuierlichem 15 kHz-Betrieb der $200\text{ }\mu\text{m}$ Kavitäten und einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V. Dabei wurde ein Zeitfenster von 200 ns verwendet und über 25 ms integriert.

In purem Helium bildet die Emission der Entladung in der IPP eine Ringstruktur, während in der DPP die Entladung eher im Zentrum der Kavität lokalisiert ist. Diese

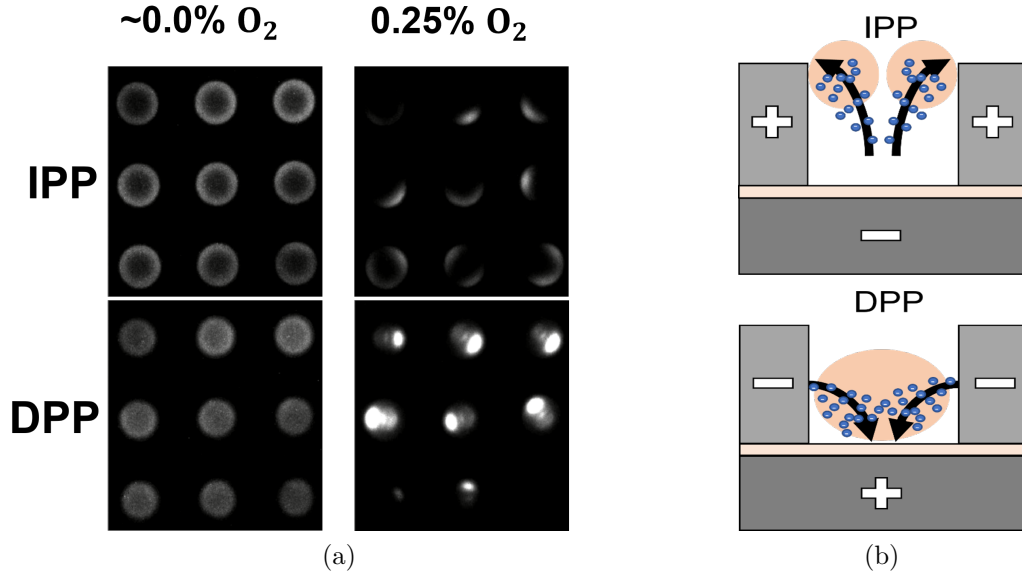


Abbildung 5.4: ICCD-Aufnahme der Entladung von 3x3-Kavitäten in IPP (oben) und DPP (unten) ohne (links) und mit (rechts) O_2 -Beimischung bei 600 V Spannungsamplitude im kontinuierlichen Betrieb (a) mit schematische Skizze der Elektronenbewegung in Abhängigkeit von der Halbphase (b).

Emissionsstrukturen der Kavitäten aus IPP und DPP in purem Helium sind bereits aus der Literatur bekannt [12, 14, 16, 85]. Die Strukturen sind mithilfe der elektrischen Felder und den damit verbundenen Elektronenbewegung zu erklären. In der IPP werden die Elektronen weg von dem dielektrischen Boden in Richtung der Öffnung der Kavität beschleunigt, während in der DPP die Elektronen zum Zentrum der Kavität in Richtung dielektrischer Boden beschleunigt werden. Das ist schematisch in Abbildung 5.4(b) in einer Querschnittsdarstellung der Kavität abgebildet. Jedoch ändert sich dieses homogene Verhalten mit der Beimischung von Sauerstoff. Zunächst ist in der IPP zu sehen, dass sich die Ringstruktur nicht mehr über den gesamten Kavitätenrand erstreckt und kein leichtes Glimmen in den anderen Bereichen der Kavität zu sehen ist. In der DPP verändert sich das Entladungsbild noch deutlicher. Dort ist pro Kavität ein ausgezeichneter Randbereich zu sehen, der besonders stark emittiert und von dem aus die Entladung bis zur überliegenden Seite zunehmend schwächer wird. Des Weiteren scheint dort eine Art von Striation aufzutreten, die sich durch eine erhöhte lokale Emission in Richtung Zentrum der Kavität bemerkbar macht. Diese Striations können hier beispielsweise durch die, oftmals in elektronegativen Gasen gefundene, Anlagerungsinstabilität entstehen, die sich nach folgendem Schema bilden kann [86]:

$$\delta n_e \uparrow \Rightarrow \delta E \downarrow \Rightarrow \delta T_e \downarrow \Rightarrow \nu_{\text{Anlagerung}} \downarrow \Rightarrow \delta n_e \uparrow$$

Eine Erhöhung der Elektronendichte n_e verringert das elektrische Feld durch Abschirmung, dadurch sinkt die Temperatur der Elektronen T_e und der Anlagerungsprozess wird ineffizienter, was sich in einer Verringerung der Anlagerungsfrequenz $\nu_{\text{Abscheidung}}$ äußert. Dadurch wird der Verlust von Elektronen geringer und das führt zu einer weiter steigenden Elektronendichte. Diese Striations scheinen im Zusammenhang mit der Feldverteilung parallel zum Boden der Kavitäten zu stehen, da sie immer longitudinal entlang der Verbindungslinie, von der hell leuchtenden zur gegenüberliegende Seite des Kavitätenrands, auftreten. Auf eine weiterführende Diskussion dieser auftretenden Instabilitäten wird in dem Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Die stärkere Lokalisierung der Entladung, sowohl in der IPP als auch in der DPP, ist auf mögliche Bereiche zurückzuführen, an denen das Feld lokal groß genug ist, um die Entladung mit O_2 -Beimischung zünden zu können. Der dabei über die Kavitäten variierende Ort der Zündung kann sich auf mögliche Inhomogenitäten im Aufbau dieser zurückführen lassen. Außerdem kann die weitere Ausbreitung der Entladung durch das Quenchen der Metastabilen durch den zugeführten Sauerstoff unterdrückt werden.

5.2 SEA-Auswertung

Nachdem die allgemeine Emission des MCPAs bei Sauerstoffbeimischung diskutiert wurden, sollen nun die mithilfe von SEA ausgewerteten Emissionsignale präsentiert werden. Das beinhaltet die Auswertung der zeitlichen Entwicklungen der mittleren Elektronenenergien sowie des Dissoziationsgrades des beigemischten Sauerstoffs.

5.2.1 0,1 % O_2 -Beimischung

In Abbildung 5.5 ist der Dissoziationsgrad, die mittlere Elektronenenergie und das normierte PMT-Signal der He_{706} -Linie, über einen Burstzyklus hinweg, geplottet. Zudem wurde eine Achsen-Unterbrechung für die Zeitachse verwendet, sodass nur die ersten sowie die letzten Anregungszyklen zu sehen sind. Die ausgewerteten Daten gehören zu den Messungen mit einer Beimischung von 0,1 % O_2 und einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V. Die gepunkteten Flächen am Ende eines jeden Halbzykluses kennzeichnen den Bereich, an dem die SEA-Auswertung nicht mehr sinnvoll erscheint, da dort kein Entladungsstrom zu erwarten ist. Das führt dazu, dass in diesen Bereichen wenig bis gar keine Anregung durch Elektronenstöße stattfindet und somit das gemessene Signal durch Kaskadenabregung oder Anregung durch Metastabile bestimmt ist. Diese Arten der Bevölkerung der betrachteten angeregten Zustände werden jedoch nicht in dem Aktinometrieansatz berücksichtigt.

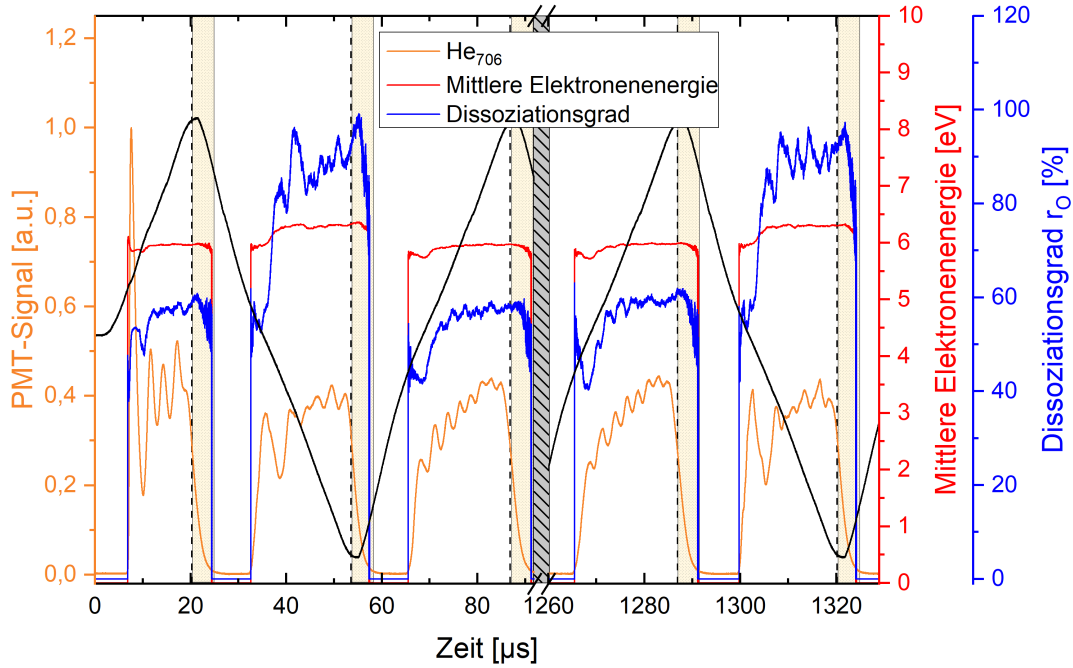


Abbildung 5.5: Resultate der SEA-Auswertung mit zugehörigem He_{706} -PMT-Signal sowie der angelegten Spannung (schwarz) mit einer Amplitude von 600 V und einer O_2 -Beimischung von 0,1 %.

Die Ergebnisse zeigen nach den ersten Zündungen einer Halbphase einen Dissoziationsgrad r_O von etwa 60 % in der IPP und etwa 90 % in der DPP, während die mittlere Elektronenenergie bei 6 eV in der IPP und 6,3 eV in der DPP liegt. Damit liegt die atomare Sauerstoffdichte unter Verwendung des idealen Gasgesetzes bei etwa $1,05\text{--}1,58 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Für das ideale Gasgesetz wurde eine Temperatur von 825 K angenommen, da diese sich für die verwendete Gaszusammensetzung bei 15 kHz und 600 V Spannungsamplitude aus [16] in etwa interpolieren lässt.

Die Energien und atomaren Sauerstoffdichten wurden bereits mit einem Kamerasetup und einem Tunable Filter unter Verwendung der SEA-Diagnostik an der gleichen Reaktorgeometrie bei den gleichen Parametern bestimmt [16]. Dabei ergaben sich für die hier betrachteten O_2 -Beimischung eine Energie von etwa 6,9 eV und eine atomare Sauerstoffdichte von $2,4 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$. Die Abweichungen von den Literaturwerten kommen durch zwei systematische Fehler zustande:

1. Die spektrale Breite des hier verwendeten optischen Filters für die 750 nm-Argonlinie nimmt die 751 nm-Argonlinie mit in das Signal auf. Damit werden

die aufgestellten Linienverhältnisse I_{844}/I_{750} und I_{706}/I_{750} kleiner und somit auch die dazu proportionale Energie und der Dissoziationsgrad (vgl. Abb. 2.11). Bereits mit einem USB-Spektrometer aufgenommene Spektren, die über beide Halbphasen integriert waren, zeigten einen Beitrag der 751 nm-Linie von maximal 10 % der Intensität der 750 nm-Linie.

2. Die hier angenommene Temperatur von 825 K aus [16] wurde bei einem abweichendem Spannungssignal gemessen. Die Temperatur wurde im kontinuierlichen Betrieb aufgenommen, während die hier gezeigte Messung im Burst-Modus aufgenommen wurden mit einer Unterbrechungszeit, die 14-mal länger ist als die Anregungszeit. Es lässt sich also davon ausgehen, dass das Aufheizen des Gases in diesem Modus geringer ausfällt als im kontinuierlichen Betrieb. Damit fällt die Gasdichte aus dem idealen Gasgesetz höher aus als hier angenommen. Die Umrechnung von r_O in eine atomare Sauerstoffdichte verringert sich dadurch. Außerdem haben die Dichten durch das angenommene Quenching einen Einfluss auf die optischen Verzweigungsverhältnisse (vgl. Gleichung (2.17)) und damit auf die SEA-Resultate. Nimmt man als unteres Minimum an, dass die Entladung bei Raumtemperatur stattgefunden hat, ergibt sich eine atomare Sauerstoffdichte von $4\text{-}6 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ und eine mittlere Energie von 6,1-6,5 eV. Die Sauerstoffdichte fällt dabei nun etwa doppelt so groß wie in [16] aus, während die Energie sich kaum verändert.

Es lässt sich also schlussfolgern, dass neben den Abweichungen, welche durch die bereits getroffenen Annahmen der Aktinometrie, die unbekannte Temperatur sowie die Vernachlässigung des Beitrags durch die 751 nm-Argonlinie zu weiteren Unsicherheiten führen können. Dennoch stimmen die Größenordnungen, insbesondere bei der mittleren Elektronenenergie, mit denen aus [16] überein. Zudem führen die genannten systematischen Fehler zu keinen signifikanten Abweichungen in den zeitlichen Entwicklungen und Trends, die hier untersucht werden.

Eine zentrale Aussage dieser Messung ist, dass sich über die Anregungszyklen hinweg keine atomare Sauerstoffdichte ansammelt. Der Dissoziationsgrad ist innerhalb der allerersten Entladungshalbphase bereits bei etwa 60 % und bleibt in den folgenden IPP-Entladungen auf diesem Niveau. Diese Aussage lässt sich auch von der ersten bis zur letzten DPP treffen. Damit zeigt sich, dass die in [16] gefundenen sehr hohen Dissoziationsgrade, nicht durch ein Aufbauen über die Anregungszyklen hinweg bilden, sondern jede Halbphase für sich den Sauerstoff beinahe vollständig dissoziiert.

Zudem lässt sich in der allerersten Entladung, ein typisches Verhalten für gepulste Plasmen wiedererkennen. Zunächst zeigt sich dort eine überhöhte mittlere Energie der

Elektronen und danach erst der hohe Emissionspeak. Das liegt daran, dass zunächst eine geringe Elektronendichte mit einer hohen Energie die Ladungslawinen erzeugen. Dabei nimmt die Elektronendichte weiter zu, während sich die Energie auf die Elektronen verteilt und abnimmt. Diese hohe Elektronendichte führen dann zu viel Anregung und damit zu der nachfolgenden Ausbildung des Emissionpeaks.

Die Asymmetrie in den Dissoziationsgraden und mittleren Elektronenenergien in den verschiedenen Halbphasen ist erneut auf die Elektronenbewegung zurückzuführen (vgl. Abb. 5.4) und sollen im Folgenden getrennt voneinander betrachtet werden.

DPP

Die Elektronenlawinen werden in Richtung des Kavitätenbodens bzw. der hohen Felder beschleunigt und können dabei hohe Energien aufbauen. Diese hohen Energien reichen dann aus, um einen hohen Dissoziationsgrad zu bilden. Außerdem wachsen beide Größen nach der ersten Initialzündung jeder Halbphase weiter an. Der Dissoziationsgrad steigt innerhalb einer DPP von der ersten zu der folgenden Entladung von 60 % auf 85-90 % an.

Dieser Aufbau des Dissoziationsgrades lässt sich dadurch erklären, dass sich atomarer Sauerstoff innerhalb der Halbphase von der einen in die nächste Entladung ansammeln kann. Ein weiteres Argument könnte die Bildung von Ozon zwischen den Entladungen sein, das leichter zu dissoziieren ist. Diese aufbauenden Effekte werden in der DPP dadurch verstärkt, dass die Entladung und damit die aufgebauten Spezies innerhalb der Kavität gebildet werden und zwischen den Entladungen dort gut verharren können. Nach den ersten drei Entladungen scheint sich allerdings eine Sättigung einzustellen, da der Dissoziationsgrad bei beinahe 100 % liegt. Die dabei sehr hohen Dissoziationsgrade können durch oxidierte Oberflächen künstlich erhöht werden, die während der Entladung Sauerstoff freisetzen, der den tatsächlichen enthaltenen Beimischungsanteil erhöht [16].

Die Erhöhung der mittleren Elektronenenergie kann direkt mit dem erhöhten Dissoziationsgrad begründet werden, da dort weniger Energie der Elektronen in die stark energiekonsumierenden Anregungen von Rotations- und Vibrationsniveaus des molekularen Sauerstoffs übergeht. Zudem kann der elektronegative atomarer Sauerstoff durch Anlagerungsprozesse energiearme Elektronen aus der EEDF konsumieren und damit negative Ionen bilden, die nicht Teil der EEDF sind [16]. Ein weiteres Argument ist die steigende Spannung, die möglicherweise die Zündung an Orten in der Kavität erlaubt, welche höhere Felder benötigen. Die Elektronen werden durch das erhöhte

Feld stärker beschleunigt und die mittlere Elektronenenergie steigt weiter an.

Auffällig in der DPP ist der teilweise starke Anstieg des Dissoziationsgrades bei abfallendem PMT-Signal. Das würde den unwahrscheinlichen Entschluss zulassen, dass die Dissoziation beim Erlöschen der Entladung zunimmt. Wahrscheinlicher ist hier aber eine stärkere Abweichung durch einen erhöhten Einfluss von Metastabilen und Kaskadenabregungen, deren Einfluss nicht im Aktinometrie-Modell berücksichtigt wird. Wie in Tabelle 2.3 zu sehen, quencht O_2 die beobachteten Zustände sehr effizient. Dabei beinhaltet das Quenching alle möglichen Anregungsprozesse. Somit ist es gut vorstellbar, dass es Reaktionsmechanismen gibt, die beispielsweise Helium Metastabile beinhalten und so zu einer dissoziativen Anregung von O_2 führen. Nach Gleichung (2.15) ist das Intensitätsverhältnis der O_{844} -Linie zur Ar_{750} -Linie proportional zum Dissoziationsgrad. Damit erhöht sich dieser künstlich durch ungleichmäßige Besetzung

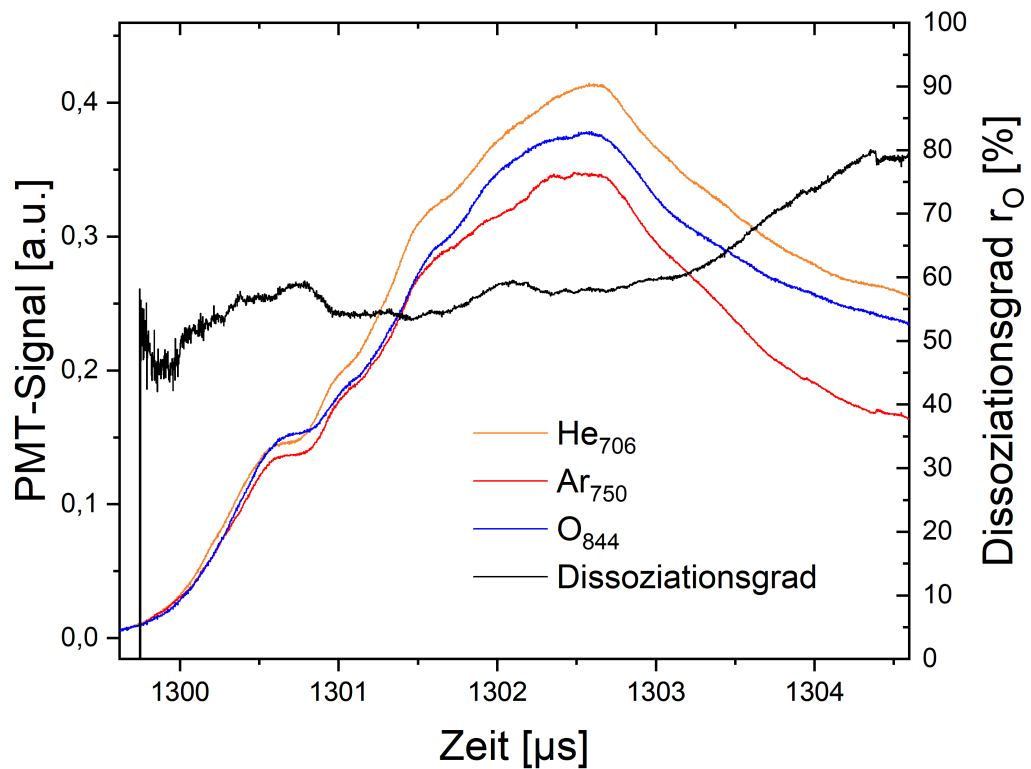


Abbildung 5.6: Detaillierte Betrachtung des Anstiegs der mit SEA ausgewerteter Dissoziation bei abfallenden PMT-Signalen in der letzten DPP.

der oberen Zustände durch Kaskadenabregung oder Anregung durch Metastabile und führt zu einem erhöhten ausgewerteten Dissoziationsgrad. Deutlich wird dies in den PMT-Signalen der Initialzündung der letzten DPP in Abbildung 5.6. Ab ungefähr $1303\text{ }\mu\text{s}$ fällt das Ar_{750} -Signal schneller als die anderen beiden Signale ab und führt

somit zu einer Erhöhung des Dissoziationsgrades. Das gleiche Verhalten ist auch in den punktierten Bereichen am Ende der DPPs aus Abbildung 5.5 zu sehen.

IPP

In der IPP werden die Elektronen raus aus der Kavität beschleunigt in Richtung abnehmender Felder. Damit fällt die mittlere Elektronenenergie kleiner aus als in der DPP. Aufgrund der kleineren Elektronenenergie ist auch der Dissoziationsgrad während der Initialzündung geringer als in der DPP.

In der IPP ist im Gegensatz zur DPP nach den ersten drei Zündungen keine weitere Akkumulation der atomaren Sauerstoffdichte zu sehen. Der Dissoziationsgrad bleibt dort konstant bei 60 %. Da die IPP eher oberhalb der Kavität brennt, kann das Gasgemisch durch den über den Kavitäten laufenden Gasfluss besser durchmischt werden. Dadurch ist die Beimischung von neuem O_2 in das Entladungsvolumen hier eher gegeben als in der DPP. Das erklärt auch den deutlich schwächeren Anstieg des Dissoziationsgrades zu den Zeitpunkten, an denen das PMT-Signal abnimmt. Während in der DPP innerhalb der Kavität viele Metastabile sowie Kaskadenabregungen von oberen Zuständen den Signalabfall der O_{844} -Linie mindern, werden diese erhöhten Zustände durch die bessere Durchmischung mit O_2 effektiver gequencht und die Energie effektiver dissipiert. Das heißt, die Energie durch das Quenchen führt eher zu Anregungen von Rotations- und Vibrationsniveaus vieler O_2 -Moleküle statt auf wenige Moleküle, die wiederum in weiteren Prozessen angeregten atomaren Sauerstoff erzeugen können. Damit wird der künstliche Anstieg des Dissoziationsgrades stärker unterdrückt.

5.2.2 0,25 % O_2 -Beimischung

Bei Erhöhung der O_2 -Beimischung erhöht sich die mittlere Elektronenenergie auf 6,2 eV in der IPP und 6,5 eV in der DPP (vgl. Abb. 5.7). Der Dissoziationsgrad verringert sich etwa auf 40 % in der IPP und 55 % in der DPP. Der grundsätzliche Entwicklungstrend ändert sich im Vergleich zu den 0,1 %-Beimischung nicht.

Der Anstieg der mittleren Elektronenenergie ist bereits aus [16] bekannt und wird dadurch begründet, dass das Quenchen deutlich erhöht wird, was zu einer geringeren Ionisation und Elektronendichte führt, sodass höhere Energien zur Aufrechterhaltung der Entladung erforderlich sind. Diese höheren notwendigen Energien zeigen sich auch anhand der benötigten höheren Zündspannung (vgl. Abb. 5.3).

Der geringere Dissoziationsgrad kommt dadurch zustande, dass nun mehr O_2 vorhanden ist und die Entladung nicht mehr genug Energie aufwenden kann, um die zusätzlichen

Moleküle zu dissoziieren. Erkennbar ist dies auch anhand der DPP, die nun nicht mehr so deutlich in eine Sättigung gerät wie bei der geringeren Beimischung.

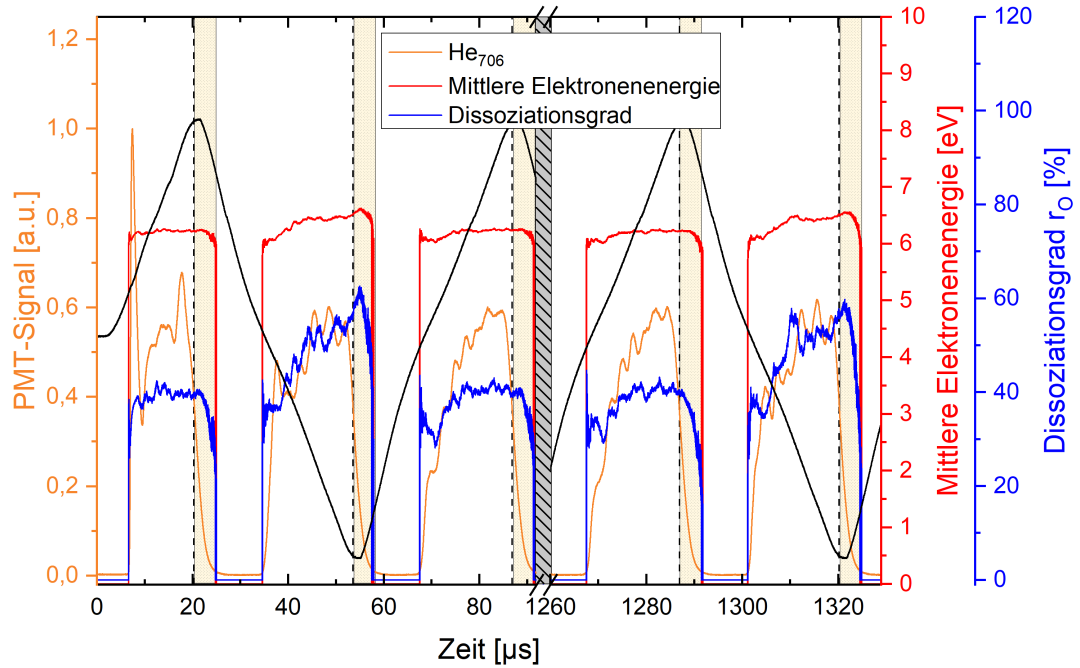


Abbildung 5.7: Resultate der SEA-Auswertung mit zugehörigem He₇₀₆-PMT-Signal sowie der angelegten Spannung (schwarz) mit einer Amplitude von 600 V und einer O₂-Beimischung von 0,25 %.

6 Ergebnisse elektrische Feldstärkemessung

Nachdem die allgemeine Entladungsdynamik anhand der zeitlichen Entwicklung der Emission, dem Dissoziationsgrad und der mittleren Elektronenenergie untersucht wurden, sollen in dem folgenden Abschnitt die Resultate der E-Feld-Messungen diskutiert und in den Kontext der bereits gewonnen Erkenntnisse gesetzt werden. Zunächst wird dabei die allgemeine Fit-Routine zur Auswertung des Stark-verschobenen Spektrums der 492,19 nm-Heliumlinie diskutiert. Darauf folgen orts aufgelöste Messungen im MCPA sowie zeitaufgelöste Messungen mit Sauerstoffbeimischung. Es soll dabei erörtert werden, ob die zeitliche Entwicklung der mittleren Elektronenenergie auf die Entwicklung der Feldstärke zurückzuführen ist, die einen direkten Einfluss auf die Elektronenbeschleunigung hat. Zuletzt werden die elektrischen Feldkomponenten-Messungen dargestellt und diskutiert, die im direkten Zusammenhang mit dem Transport der reaktiven Teilchen stehen.

6.1 Evaluation des Fits

Die in Kapitel 2.3.2 beschriebene Fit-Routine, die nur eine einzelne elektrische Feldstärke erlaubt, soll hier an einer konkreten Messung dargestellt und bewertet werden. Dabei wurden die 200 μm -Kavitäten des MCPAs vor dem PGS-Spalt positioniert und bei 600 V angelegter Spannungsamplitude und 2 slm Heliumfluss betrieben. Im Gegensatz zu den SEA-Messungen, die in einem Burst-Modus durchgeführt wurden, wird das MCPA hier bei kontinuierlichen 15 kHz-Dreiecksspannung betrieben.

In Abbildung 6.1 ist das sich ergebende typische Spektrum der IPP mit Fitfunktion abgebildet. Der Fit wurde mithilfe der „Nonlinear Least Squares“-Methode der Optimization Toolbox von Matlab errechnet. Der erzeugte Fit zeigt eine deutliche Übereinstimmung mit den aufgenommenen Messpunkten. Insbesondere die Position des Peaks der erlaubten und verbotenen Linie stimmen gut mit der Messung überein, wobei sich der gemessene erlaubte Peak aus zwei, entsprechend der Fit-Annahmen, Lorentzfunktionen zusammensetzt. Der Fit beinhaltet einen sehr geringen feldfreien Anteil, der auf einen anteilmäßig kleinen absolut abgeschirmten Entladungsbereich hindeutet bzw. bei einer APGD auf eine schmale positive Säule. Die angegebene Abweichung des Fits liegt bei $\Delta E = 0,5 \text{ kV cm}^{-1}$, und fällt somit im Vergleich zu den folgenden erhobenen statistischen Fehlern gering aus.

Jedoch gibt es eine Abweichung des Fits von etwa 10 % im Vergleich zur Messung zwischen den erlaubten Linien und der verbotenen Linie. Diese und an den Flanken bemerkbare Abweichungen sind mehreren systematischen Fehlerquellen zuzuordnen. Einer der signifikantesten Fehler ist hier sicherlich durch die räumliche und zeitliche

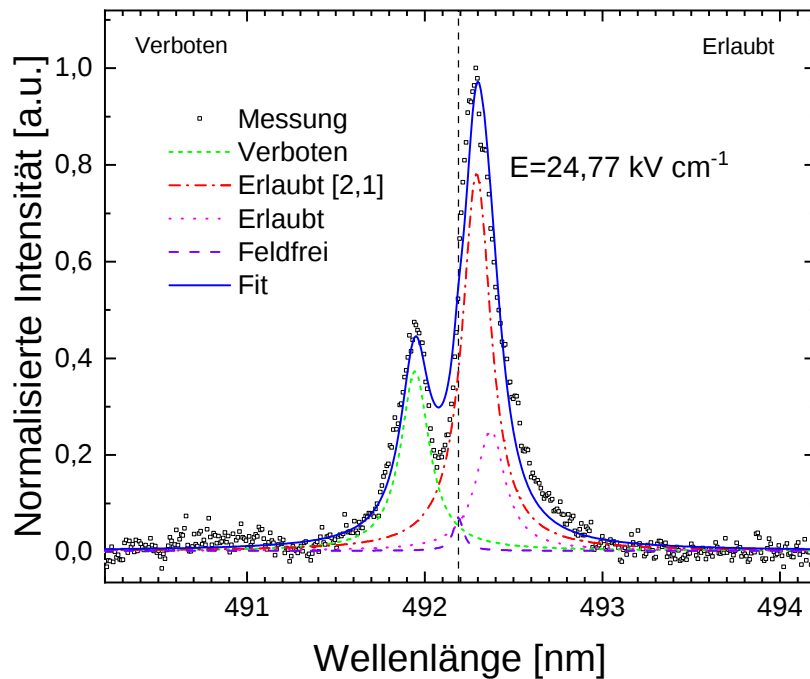


Abbildung 6.1: Messung und Fit des in der IPP verschobenen Linienspektrums der 492,19 nm-Linie bei 600 V angelegter Spannungsamplitude.

Mittelung bzw. Integration gegeben, die zu einer Überlagerung unterschiedlicher Feldstärken in dem betrachteten Spektrum führen.

Bei der Messung wurden etwa 16 Kavitäten erfasst und das Spektrum über diese integriert. Die Kavitäten können leichte Änderungen in der Geometrie und somit verschiedene Feldstärken aufweisen. Außerdem können die Felder, wie in den räumlich aufgelösten Messungen noch gezeigt wird, innerhalb der Einzelkavität einen Gradienten aufweisen. Weiterhin wird hier durch die frontale Messanordnung automatisch über das 50 μm -Höhenprofil (Tiefe der Kavitäten) der elektrischen Feldverteilung integriert.

Die zeitliche Integration über einen Halbzyklus der Entladung beinhaltet die Änderung der angelegten Spannung sowie mögliche Änderungen im Entladungsverhalten, die direkten Einfluss auf die Abschirmung des äußeren Feldes haben. Deshalb sind bei dieser Messung auch wegen des zeitlichen Aspekts mehrere Feldstärken überlagert. Diese Überlagerungen führen zu einer Verbreiterung der verschobenen erlaubten und verbotenen Linien, die durch die Fit-Methode nicht aufgelöst werden können.

Es wird in dem Fit nur eine einzelne Halbwertsbreite für alle Linien zugelassen. Schaut man sich jedoch das in Abbildung 6.2 simulierte Spektrum bei einer Feldstärke von

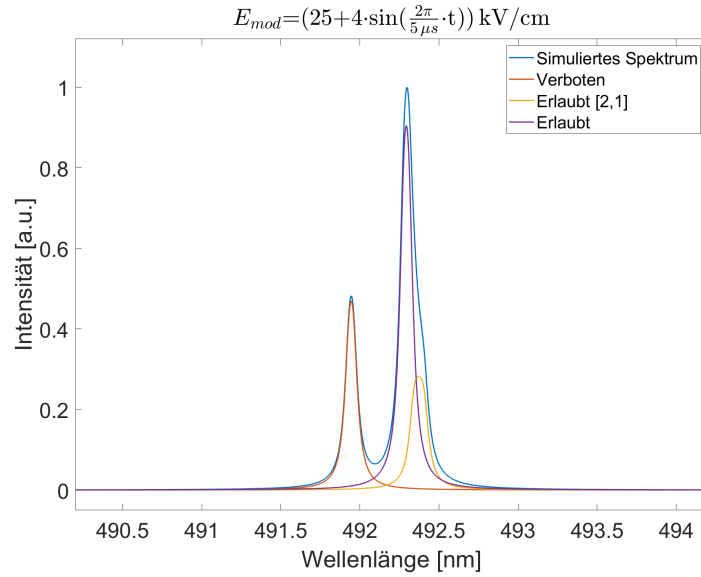


Abbildung 6.2: Simuliertes verschobenes Linienspektrums bei einer Feldstärke von 25 kV cm^{-1} mit aufaddiertem Störterm.

25 kV cm^{-1} mit einem addierten zeitabhängigen sinusartigen Störterm mit einer Amplitude von 4 kV cm^{-1} an, fällt auf, dass bei dieser Art von Störung die Halbwertsbreite der äußeren erlaubten Linie etwa 50 % breiter als die der anderen Linien ausfällt. Das liegt daran, dass die außen liegende erlaubte Linie nach den Berechnungen von *Foster* um etwa 50 % stärker durch Änderungen der elektrischen Feldstärke verschoben wird als die anderen Linien. Das lässt sich anhand der Koeffizienten für die linearen Anteile der Interpolationsfits aus Kapitel 2.3 bestimmen. Es ist schwierig, eine genaue zeitliche Veränderung des Feldes im MCPA abzuschätzen, da hierfür detailliertere Kenntnisse über den Entladungsvorgang erforderlich sind. Beispielsweise würde ein möglicher propagierender Streamerkopf auf ns-Skala ein hohes Feld erzeugen, welches bei der μs -Integration über die IPP nicht aufzulösen wäre. Aus diesem Grund lässt sich hier die Annahme der einzelnen Halbwertsbreiten für die drei Linien nicht erweitern.

Weitere Abweichungen ergeben sich durch die Zusammenfassung mehrerer Übergänge zu einer Linie im Fit. Beispielsweise befinden sich in dem Lorentzfit des verbotenen Übergangs fünf Übergänge, die sich leicht unterschiedlich mit der elektrischen Feldstärke verschieben. Jedoch betragen die Differenzen zwischen den Verschiebungen in unserem Messbereich ($\approx 30 \text{ kV cm}^{-1}$) maximal 20 pm und fallen nicht stark ins Gewicht.

6.2 1D-Auflösung des MCPAs

Die räumliche Verteilung des elektrischen Feldes in den Kavitäten des MCPAs liefert wichtige Informationen zum Verständnis des Entladungsverhaltens sowie den bereits in Kapitel 5 gesehenen Asymmetrien zwischen IPP und DPP. Um die räumliche elektrische

Feldstärkeverteilung zu messen, wurde das MCPA vor dem Spalt des PGS positioniert (vgl. Kap. 3.3). Die Kavitätenspalten sind also frontal parallel zum Spalt ausgerichtet. Das MCPA wurde senkrecht zum Spalt bewegt, bis die Intensität maximal war. Die Intensität ist dabei maximal, wenn der Spalt mittig auf die Kavitäten ausgerichtet ist, da dort am meisten Plasmavolumen eingefangen wird. Diese Positionierung des Spalts relativ zur Kavitätenspalte ist in Abbildung 6.3 links in Rot schematisch dargestellt. Der Abstand des Gitters zum Spalt betrug etwa 2 mm.

6.2.1 Allgemeine Betrachtung

Im Folgenden soll zunächst das Auswertungsverfahren der 1D-Aufnahmen beschrieben werden: In Abbildung 6.3 ist mittig das 1D-orts aufgelöste Spektrum der DPP bei 200 μm -Kavitätendurchmesser, 800 V-Spannungsamplitude und 2 slm Heliumfluss dargestellt. Die Pixelzeilen der ICCD-Kamera entsprechen, wie in Kap. 3.4 beschrieben, der Ortsauflösung und die Pixelspalten der spektralen Auflösung. Zur Identifikation

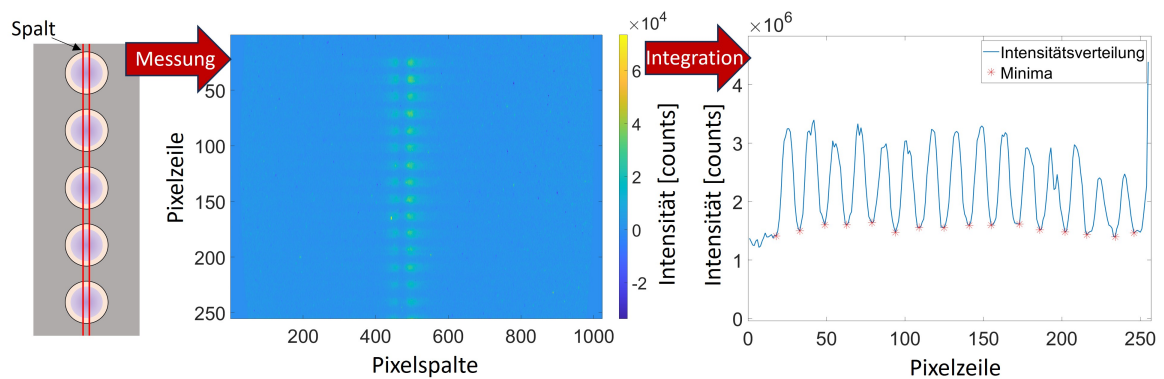


Abbildung 6.3: Schematische Abbildung zum Auswertungsverfahren der 1D-Messungen.

der Kavitäten wird entlang der Pixelzeilen integriert und somit ein Intensitätsprofil in Abhängigkeit der Pixelzeilen erzeugt (rechts in Abb. 6.3). Mithilfe des „peakfinder“-Tools von Matlab werden dann die lokalen Minima (rote Sterne) innerhalb des Profils bestimmt. Nach der Bestimmung der Minima wird der Abstand zwischen den Minima berechnet und der am häufigsten auftretende Minimaabstand für die weitere Auswertung verwendet. Genauer werden alle Datenpunkte, die zwischen Minima-Paaren mit diesem spezifischen Abstand liegen weiter ausgewertet. In dem in der Abbildung gezeigten Fall tritt der Minimaabstand von 16 Pixeln fünf Mal auf und ist damit am häufigsten vertreten. Über diese fünf Datensätze bzw. Kavitäten lässt sich im Anschluss Zeile für Zeile die elektrische Feldstärke bestimmen und eine Statistik über die ortsabhängigen Auswertungsergebnisse erheben.

Die ausgewertete ortsabhängige elektrische Feldstärkeverteilung sowie die normalisierte Intensitätsverteilung sind in Abbildung 6.4(a) für die DPP und in Abbildung 6.4(b) für die IPP dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen dabei dem erhobenen statistischen Fehler über mehrere Einzelkavitäten. Die ungefähre Position der Kavitätenränder (in grau) wurde anhand der Symmetrie der Intensitätsverteilung und der Pixelbreite ($26\text{ }\mu\text{m}$) der Kamera sowie dem Durchmesser der Kavitäten von $200\text{ }\mu\text{m}$ abgeschätzt.

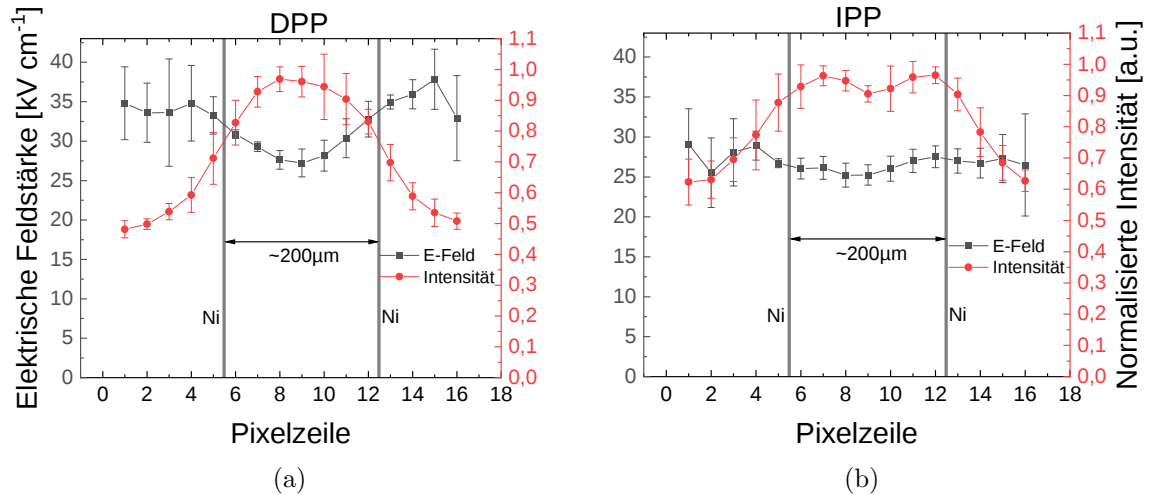


Abbildung 6.4: 1-dimensionale Feld- und Intensitätsverteilung der DPP (a) und IPP (b) bei angelegten 800 V-Spannungsamplitude und einer Integrationszeit von 3,5 min. Die abgeschätzten Positionen der Kavitätenränder sind in grau dargestellt.

Zunächst lässt sich erneut die typische Emissionstruktur für DPP und IPP in den ICCD-Aufnahmen (vgl. Abb. 5.4) wiedererkennen. Die DPP brennt dabei im reinen Helium eher mittig im Zentrum der Kavität, während die IPP eine Ringstruktur aufweist, die in der 1D-Betrachtung zu zwei getrennten Peaks führt. Weiterhin fällt die Intensität an den Rändern der Kavität nicht auf null ab, sondern fällt glatt auf etwa 50 % des Maximums in der DPP und auf 60 % in der IPP an den betrachteten Pixelgrenzen ab. Der Grund dafür ist, dass Streulicht aus der Entladung auf die Kamerapixel trifft, die eigentlich nach der Abschätzung der Kavitätenränder außerhalb der Kavität liegen. Somit fällt die DPP in der Intensität zum Rand hin auch etwas stärker ab als die IPP, da diese zentrierter brennt und die IPP eher an den Rändern. Also wird in der IPP anteilig mehr Streulicht über den Kavitätenrand hinaus abgegeben.

Dieser systematische Fehler in der Ortsauflösung weitet sich auch auf die Messpunkte innerhalb der Kavitätenränder aus, da auch dort immer Streulicht aus anderen Bereichen der Kavität einfällt. Zusätzlich begünstigt wird dieser Effekt durch die fehlende

Abbildung auf den Spalt.

Die elektrische Feldstärkeverteilung in der DPP zeigt einen Anstieg der Feldstärke zu den Kavitätenrändern von etwa 5 kV cm^{-1} . Der Anstieg kann durch die zu erwartenden Erhöhungen der Feldstärke an den Kavitätenrändern erklärt werden. Diese Erhöhung lässt sich durch eine 2D-Comsol-Simulation belegen, die für diese Geometrie durchgeführt wurde. Die simulierte Feldstärke bei einer angelegten Spannung von 200 V ist in Abbildung 6.5 zu sehen. Dabei wurde eine elektrostatische Analyse durchgeführt, die keinerlei Plasmaeffekte bzw. Ladungsverteilungen innerhalb des Volumens berücksichtigt. Das hat zur Folge, dass Abschirmungseffekte durch Volumenladungen

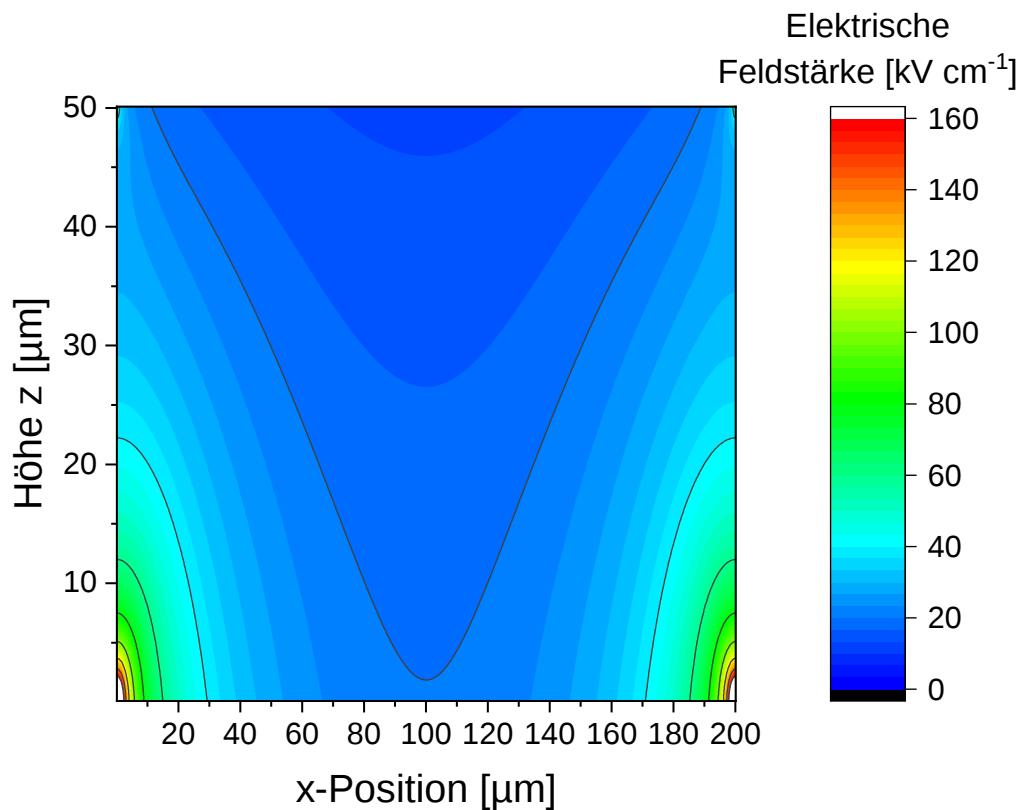


Abbildung 6.5: Statische Comsol-Simulation der betragsmäßigen elektrischen Feldstärkeverteilung in einer Kavität bei 200 V angelegter Spannung. Die dielektrische Oberfläche ist bei $z=0 \mu\text{m}$ und die Kavitätenränder bei $x=0 \mu\text{m}$ und $x=200 \mu\text{m}$

sowie Oberflächenladungen auf dem Dielektrikum nicht berücksichtigt werden. Die angelegten 200 V wurden bewusst gewählt, da sie in etwa der Durchbruchsspannung der ersten Initialzündung aus den PMT-Messungen in purem Helium entsprechen (vgl. Abb. 5.3). Die Wahl der angelegten Spannung lässt sich wie folgt motivieren: Das grundsätzliche Entladungsverhalten in DBDs ist, dass eine Entladung zündet, wenn die Durchbruchsspannung erreicht ist, dann wieder erlischt, da Raum- und Oberflächenladungen das äußere Feld abschirmen und erneut zünden kann, wenn die über den

Spalt abfallende Spannungsdifferenz erneut die Durchbruchsspannung erreicht. Abweichungen können dadurch entstehen, dass hier die Durchbruchsspannung der allerersten Zündung verwendet wird, die sich aufgrund der Memory-Effekte für die folgenden Entladungen ändern kann. Innerhalb dieser Simulation lässt sich bereits feststellen, dass die genannte Näherung der anliegenden Spannung mit den Messungen sehr gut vergleichbare Größenordnungen liefert. Zudem lässt sich der steigende Feldverlauf der DPP zu den Rändern der Kavität nachbilden.

Der weitere Anstieg über die Kavitätenränder hinaus hängt damit zusammen, dass anteilig zunehmend mehr Streulicht aus dem Randbereich mit der hohen Feldstärke als aus dem Zentrum mit der geringeren Feldstärke stammt. Zusätzlich nimmt der Fehler in diesen Bereichen deutlich zu, da wie bereits erwähnt die Intensität geringer und somit der Fit durch das schwächere Signal-zu-Rausch-Verhältnis unpräziser wird.

Die geringere Feldstärke in der DPP im Zentrum der Kavität kommt, neben den durch die Simulation gezeigten kleineren Feldstärken im Zentrum, durch Abschirmung zustande. Das zentrale Brennen der Entladung lässt hier darauf schließen, dass sich dort lokal die meisten Ladungsträger sowohl im Volumen als auch vermutlich auf dem Dielektrikum befinden, die das äußere Feld direkt abschirmen können und damit den Einbruch der Feldstärke generieren. Zur genaueren Einschätzung dieser Abschirmeffekte wäre eine vollständige Plasmasimulation notwendig, die neben der Bildung von Volumenladung, den Fluss der Ladungsträger auf die Dielektrikumsoberfläche berücksichtigt.

Insbesondere in der DPP lässt sich außerdem eine gewisse Asymmetrie innerhalb der Feldverteilung feststellen, die durch die Justage des Arrays relativ zum Spalt bedingt ist. Diese Asymmetrie zeigt sich im leicht höheren Anstieg der Feldstärke zum rechten

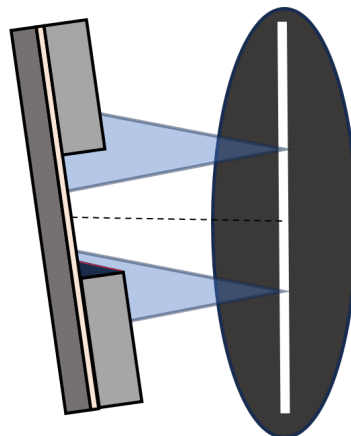


Abbildung 6.6: Schematische Skizze des bei leichter Verkipfung durch den Spalt erfassten Randbereichs der Kavität.

als zum linken Rand der Kavität. Sobald das Array wie in Abbildung 6.6 leicht in Richtung des Spalts verkippt ist, wird gerade an den Rändern einseitig mehr Emission aus dem Randbereich und somit aus dem Bereich mit hoher elektrischer Feldstärke erfasst.

Das Feld in der IPP fällt insgesamt kleiner aus als das in der DPP. Diese Asymmetrie wurde bereits von *Dzikowski et al.* festgestellt [14]. Die Elektronenlawine wird in dieser Phase raus aus den Kavitäten und hin zu den schwächeren Feldern beschleunigt (vgl. Abb. 5.4), während in der DPP die Lawine in Richtung hoher Feldstärke also in die Kavität rein beschleunigt wird. Anhand der Messung ist nun zu erkennen, dass diese Asymmetrie in der gemessenen Feldstärke insbesondere in den Randbereichen auftritt. Die Feldstärke nimmt zum Rand hin in der DPP dreimal stärker zu als in der IPP. Das heißt die Änderung des Feldes in der IPP liegt bei etwa 2 kV cm^{-1} und ist somit im Rahmen der statistischen Schwankung marginal.

Eine mögliche Erklärung für dieses Ergebnis ist das Brennverhalten der IPP. In der IPP brennt die Entladung eher am Rand der Kavität. Somit werden dort die Raum- und Oberflächenladungen erzeugt. Das führt wieder zur lokalen Abschirmung des äußeren Feldes und somit zu einer geringeren Feldstärke an den Rändern.

Weiterhin konnten *Kreuznacht et al.* bei der seitlichen Betrachtung eines Mikroplasma-Channels zeigen, dass in der IPP die Entladung hauptsächlich oberhalb der Kavitätenöffnung brennt [85]. Die Feldverteilung aus Abbildung 6.5 zeigt, dass der Feldstärkegradient insbesondere im Bereich der Kavitätenöffnung deutlich geringer ausfällt als im unteren Bereich der Kavität. Somit kann allein mit der Emissionsverteilung und der statischen Feldverteilung aus der Simulation die geringere Änderung zu den Rändern hin erklärt werden.

6.2.2 Spannungsvariation

Der Einfluss der angelegten Spannungsamplitude auf die Entwicklung der elektrischen Feldstärkeverteilung soll hier untersucht werden, um die Möglichkeit der Manipulation der Verteilung mithilfe der angelegten Spannung zu überprüfen. Für die Spannungsvariation wurde bei jeder Änderung der Spannung 5 Minuten auf die Einstellung des Gleichgewichts gewartet, bevor die Messung gestartet wurde, damit sich insbesondere die Temperatur einstellen konnte. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 6.7 dargestellt. An dieser Stelle zeigt sich der gewählte Auswertungsablauf (vgl. Kap. 6.2.1), da die Messungen verschieden viele Datenpunkte aufweisen. Damit die Verläufe vergleichbar sind, wurden diese so verschoben, dass die Symmetrieachse der Intensi-

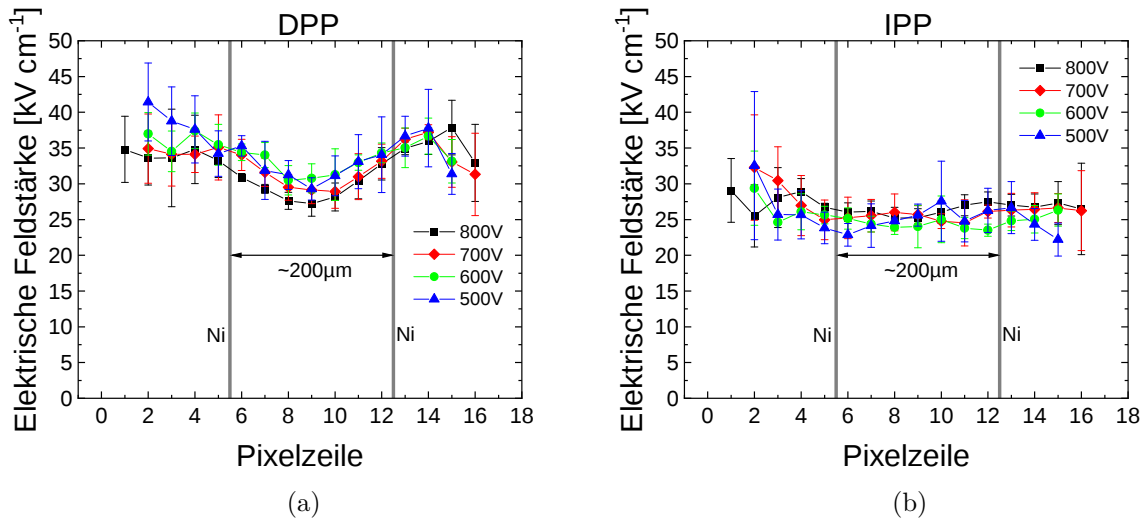


Abbildung 6.7: 1-dimensionale Feldverteilung der DPP (a) und IPP (b) bei Variation der angelegten Spannungsamplitude.

tätsverteilung von DPP und IPP auf der neunten Pixelzeile liegt.

Direkt erkennbar ist, dass sich die Verläufe innerhalb der Halbphasen mit der angelegten Spannung nicht signifikant ändern. Jedoch wächst die Unsicherheit der Messpunkte mit abnehmender Spannung. Das liegt an dem schlechteren Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei geringeren Spannungen, da dort die Entladung weniger intensiv brennt.

Zur einfacheren Vergleichbarkeit der absoluten Größen, wurde über die Spektren der gezeigten Datensätze integriert und erneut ein Fit zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke angefertigt (vgl. Abb. 6.8). Die Abbildung zeigt mit zunehmender angelegter Spannung einen leicht abfallenden Trend in der DPP und einen leicht steigenden Trend in der IPP. Jedoch sind dies bezogen auf die Größe des Fehlers nur Trends, während die Hauptaussage eher beinhaltet, dass die Feldstärken annähernd konstant mit der Erhöhung der angelegten Spannungsamplitude bleiben. Das entspricht dem physikalischen Bild der DBD-Entladung, bei der die Entladung durch Raum- und Oberflächenladungen unterdrückt wird und bei Überschreiten der Zündfeldstärke erneut gezündet werden kann [87]. Das Feld wird also immer wieder neu zurückgesetzt und dies führt zu der Unabhängigkeit von der angelegten Spannungsamplitude [14].

Der abfallende Trend innerhalb der DPP über $2,1 \text{ kV cm}^{-1}$ lässt sich durch die höhere Leistungseinkopplung begründen, die eine höhere Elektronendichte zur Folge hat und damit zu einer erhöhten Abschirmung durch die Aufladung des Dielektrikums führt [14]. Ein weiterer Grund kann durch die Erhöhung der Gastemperatur bei erhöhter Leistungseinkopplung gegeben sein. Die wachsende Gastemperatur vergrößert nach

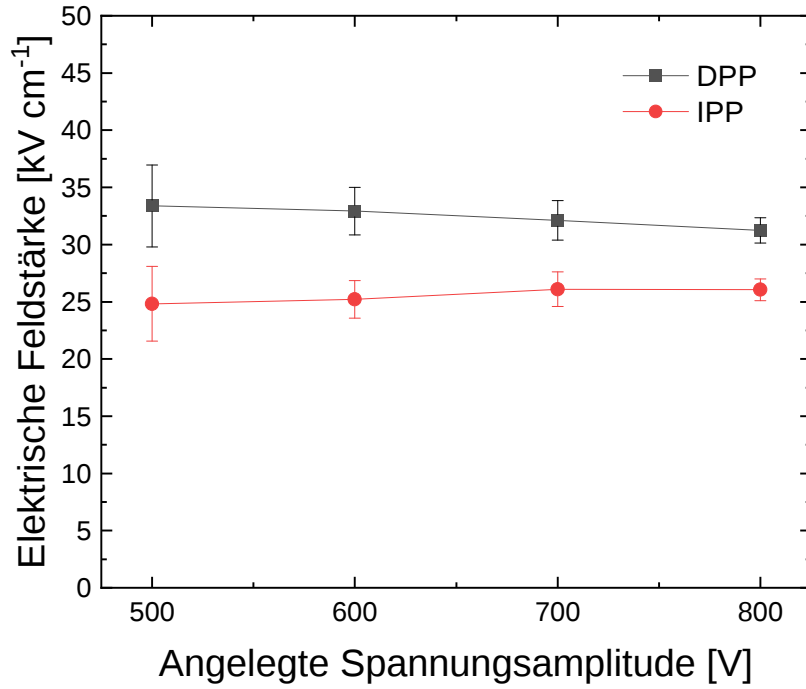


Abbildung 6.8: Vergleich DPP und IPP bei Variation der angelegten Spannungsamplitude.

dem idealen Gasgesetz die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Die mittlere freie Weglänge λ_e ist:

$$\lambda_e = \frac{1}{n_{gas}\sigma} = \frac{k_B T_{gas}}{p\sigma} \quad (6.1)$$

dabei ist p der Druck und σ der effektive Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Elektronen und Heliumatomen. Die Entladung kann somit auch bei kleineren Feldern E zünden, da die Elektronen zwischen den Stößen durch das Anwachsen von λ_e genügend Energie $\tilde{E}$ zur Aufrechterhaltung der Entladung aufweisen (vgl. Gleichung (6.2)).

$$\tilde{E} = e\lambda_e E \quad (6.2)$$

Eine weitere Erklärung kann der Aufbau von Metastabilen sein, welche die Zündspannung herabsetzen. Bei einer konstanten Frequenz und einer höheren angelegten Spannungsamplitude erhöht sich automatisch die Steigung der Spannung $\frac{dU}{dt}$. Das führt dazu, dass von einer Entladung zur Folgenden innerhalb einer DPP weniger Zeit vergeht, da die Zündspannung für den Durchbruch schneller erreicht wird. Folglich nimmt die Anzahl an Metastabilen zwischen den Entladungen weniger ab. Diese Metastabilen setzen wiederum die Zündspannung herab, sodass die Folgeentladung bei geringeren

Feldstärken zünden kann und das gemessene Feld kleiner ausfällt als bei geringeren angelegten Spannungsamplituden.

Der leichte Anstieg um etwa $1,2 \text{ kV cm}^{-1}$ der elektrischen Feldstärke in der IPP lässt sich möglicherweise dadurch begründen, dass in dieser Halbphase der Einfluss durch die sich aufladende Dielektrikumsfläche geringer ist und hauptsächlich die durch die Spannungshöhung verursachte Felderhöhung entscheidend ist. Der geringere Einfluss der Oberfläche ist dabei wieder in der Asymmetrie der Halbphasen begründet, da in der IPP die Entladung eher oberhalb der Kavität brennt und somit der Abstand der Entladung zu dem abschirmenden aufgeladenen Dielektrikum geringer ist.

Im genaueren Vergleich mit den Messungen von *Dzikowski et al.* fällt auf, dass dort die Feldstärke bei der Spannungsvariation in der DPP 4 kV cm^{-1} größer ausfällt als in den hier gezeigten Messungen [14]. Dieser Unterschied lässt sich durch die unterschiedlichen Ortsauflösungen erklären. In der hier präsentierten Messung erfolgte die Aufnahme entlang des Radius der Kavität mit einer Breite von etwa $20 \text{ }\mu\text{m}$ und in der anderen wurde die gesamte Emission der Kavität gemessen. Die höheren Felder befinden sich eher am Rand (vgl. Abb. 6.7), sodass diese bei der gesamten Aufnahme der kreisförmigen Kavitäten flächenmäßig mehr ins Gewicht fällt als der innere Bereich mit niedrigerer Feldstärke.

6.3 Zeitaufgelöste Feldmessung mit Sauerstoffbeimischung

Nachdem die allgemeine Feldstärkeverteilung im MCPA in reinem Helium besser verstanden wurde, soll nun der Einfluss von O_2 -Beimischungen auf die zeitliche Entwicklung der Feldstärke untersucht werden. Diese Entwicklungen haben direkten Einfluss auf die Beschleunigung der Elektronen und damit auf die mittlere Elektronenenergie sowie den Dissoziationsgrad. Damit eignet sich diese Messung als ergänzende Begründung für die gesehenen Entwicklungen aus den SEA-Messungen (vgl. Kap. 5.2).

Das MCPA wurde erneut so vor dem Spalt positioniert, dass die aufgenommene Intensität maximal war, um die notwendige Integrationszeit so gering wie möglich zu halten. Es wurde ein Zeitfenster von $1 \text{ }\mu\text{s}$ und eine Integrationszeit von 60 s pro Messpunkt verwendet. Die folgenden Messungen wurden bei 600 V angelegter Spannungsamplitude durchgeführt, um den direkten Vergleich mit den SEA-Messungen ziehen zu können. Außerdem wurde die Unsicherheit der elektrischen Feldstärke aus dem Fit entnommen, der hier aufgrund des verringerten Signal-zu-Rausch Verhältnis größer ausfällt als in Kapitel 6.1.

In Abbildung 6.9 sind die zeitaufgelösten Ergebnisse in der DPP dargestellt. Die Feldstärken wurden dabei nur an den Punkten ausgewertet, bei denen die Entladung stark genug brennt und damit ein auswertbares Signal liefert. In purem Helium ist ein zunächst geringes Feld von 25 kV cm^{-1} zu sehen, welches kontinuierlich auf etwa 38 kV cm^{-1} ansteigt und dann auf etwa 33 kV cm^{-1} abfällt. Im Gegensatz dazu steigt für beide O_2 -Beimischungen das Feld kontinuierlich über die gesamte DPP ungefähr von 30 kV cm^{-1} auf 40 kV cm^{-1} an. Der Verlauf in purem Helium lässt sich mithilfe des

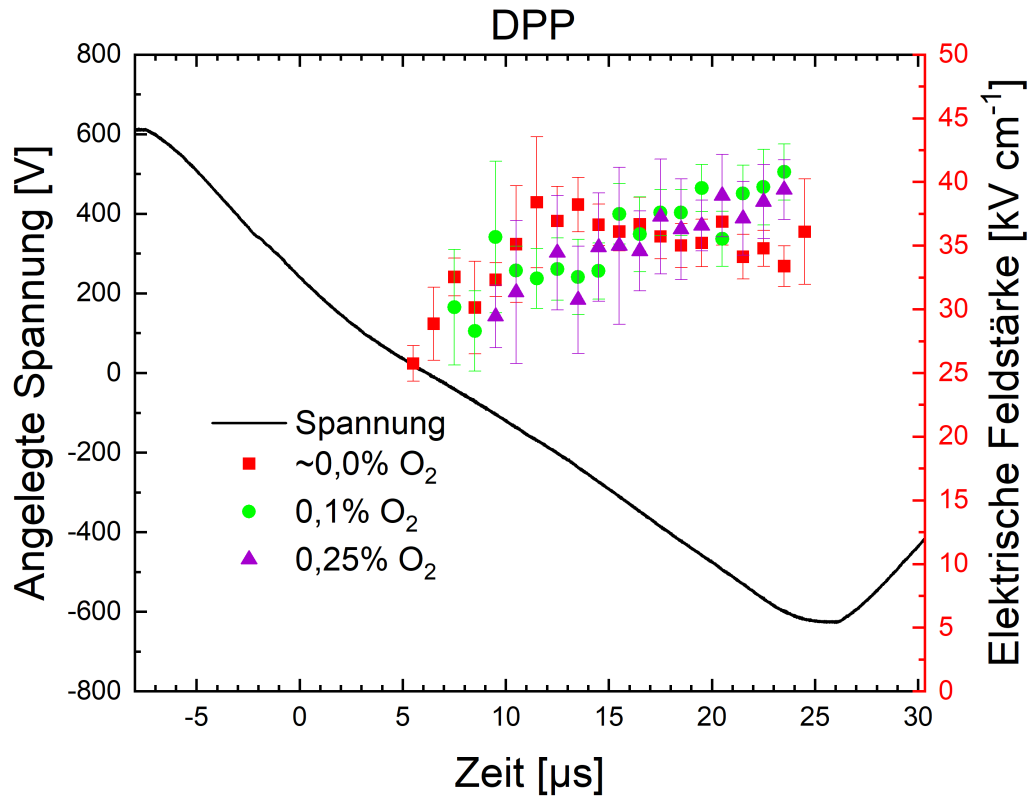


Abbildung 6.9: Zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke in der DPP mit $1 \mu\text{s}$ Zeitauflösung bei verschiedenen O_2 -Beimischungen und 600 V angelegter Spannungsamplitude.

zeitlichen Emissionsprofil aus Abbildung 5.3 erklären. Dort steigt zunächst während der Initialzündung das PMT-Signal doppelt so hoch an, wie in den darauffolgenden Entladungen. Das bedeutet innerhalb der ersten Entladung wird eine große Menge an Ladungsträgern erzeugt, die das äußere Feld effektiv abschirmen. Nach der Initialzündung dauert es etwa $7 \mu\text{s}$ bis der nächste Entladungspeak zu sehen ist. In dieser Zeit nimmt die Ladungsträgerdichte ab und das Feld erhöht sich wieder. Sobald die folgenden schwächeren Entladungspeaks auftreten, fällt das Feld aufgrund der Abschirmung wieder ab. Zudem bauen sich über die Entladungen Metastabile auf, die

die Zündspannung verringern, sodass die Entladung bei kleineren Feldern zünden kann.

Der ansteigende Trend in der DPP bei Sauerstoffbeimischung lässt zwei mögliche Begründungen zu. Die Entladung kann möglicherweise bei betragsmäßig anwachsender Spannung an verschiedenen Orten zünden. Die orts aufgelösten ICCD-Bilder zeigen bereits eine inhomogenere Entladungen bei O₂-Beimischung (vgl. Abb. 5.4). Das heißt, dass ein Durchbruch zwischen zwei Punkten der getriebenen Nickelelektrode und dem Dielektrikum bei anwachsender Spannung plötzlich möglich wird und dadurch dort eine Entladung bei höheren Feldern laufen kann und die detektierten Heliumatome in Bereichen mit größerer Feldstärke angeregt werden. Das würde auch einen weiteren Zuwachs der mittleren Elektronenenergie sowie des Dissoziationsgrades aus den SEA-Messungen erklären. Ein weiteres Argument für den Anstieg ist das erhöhte Quenchen, dass die Ionisationsrate verringert und damit die Ladungsträgerdichte mindert. Der Aufbau an abschirmenden Ladungsträgern findet damit langsamer statt als der Zuwachs der von außen angelegten Spannung. Das führt zu einem kontinuierlichen Anstieg des gemessenen E-Feldes.

Die Verläufe aus der IPP sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Hier sieht man einen anwachsenden Trend in purem Helium von etwa 22 kV cm^{-1} auf 29 kV cm^{-1} . Dieser Trend stoppt nach etwa $10 \mu\text{s}$ und verbleibt dann auf einem konstanten Niveau. Die Messungen mit Sauerstoffbeimischung zeigen im Rahmen der Fehler eher ein durchgängig konstantes Feld. Dieses liegt in 0,1 % O₂-Beimischung bei 28 kV cm^{-1} und in 0,25 % bei etwa 30 kV cm^{-1} . In purem Helium gilt die gleiche Begründung wie in der DPP. Die Initialzündung der Halbphase erzeugt auch hier viele Ladungsträger, die das äußere Feld abschirmen und bis zum nächsten Entladungspeak abgebaut werden. Dann stellt sich eher ein konstantes Feld ein. Das passt erneut, wie bei der Spannungsvariation beschrieben, zum klassischen DBD-Bild bei konstanter Zündspannung. Die Dichte an Metastabilen muss sich dafür auf einem konstanten Niveau befinden, sodass die Zündspannung bei den Entladungspeaks gleichbleibt. Aufgrund der stark quencheden Eigenschaften des beigemischten Sauerstoffs, lässt sich der Zustand der konstanten Zündspannung früher erreichen, da immer nur eine geringe Anzahl an Metastabilen in die folgende Entladung mit eingehen. Das zeigt sich insbesondere in der IPP, da dort, durch die Lokalisierung der Entladung, das Gas besser mit neuem O₂ durchmischt wird und die Metastabilen effizienter gequencht werden (vgl. Kap. 5.2.1).

Die anwachsende Feldstärke mit Erhöhung der Sauerstoffbeimischung lässt sich auch hier direkt auf die notwendige erhöhte Zündspannung zurückführen. Außerdem erklären die anwachsenden gemessenen Felder hier den Anstieg der mittleren Elektronenenergie mit anwachsender Sauerstoffbeimischung aus den SEA-Messungen. Das gilt zumindest

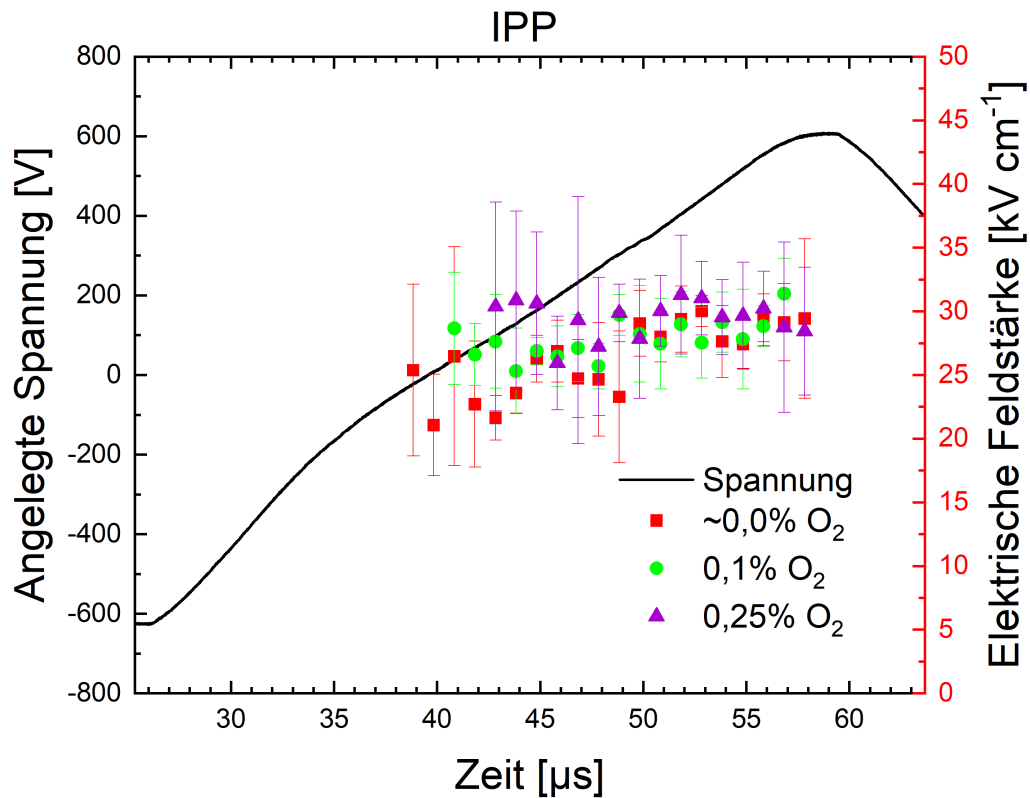


Abbildung 6.10: Zeitlicher Verlauf der elektrischen Feldstärke in der IPP mit $1\ \mu\text{s}$ Zeitauflösung bei verschiedenen O_2 -Beimischungen und 600 V angelegter Spannungsamplitude.

in der IPP, während in der DPP die Feldstärken im Rahmen der Unsicherheit identisch sind.

Der ansteigende Trend der Feldstärke in purem Helium lässt sich, wie bereits in der Spannungsvariation erwähnt, auf die Lokalisierung der Entladung zurückführen. Dabei brennt die Entladung eher oberhalb der Kavität und ist somit weiter von der sich aufladenden Dielektrikumsfläche entfernt. Das bedeutet möglicherweise, dass in der zeitlichen Betrachtung das Feld stärker durch die anwachsende angelegte Spannung beeinflusst wird als durch das sich aufladende Dielektrikum.

Es lässt sich insgesamt festhalten, dass die Verläufe der mittleren Elektronenenergie aus den SEA-Messungen gut zu den Feldstärkeverläufen passen. In der IPP sieht man eher konstante Feldstärken und mittlere Elektronenenergien, während in der DPP ein ansteigender Trend der Größen zu sehen ist. Jedoch gibt es auch leichte Unterschiede, wie zum Beispiel der kontinuierliche Anstieg der Feldstärke in der DPP, während die SEA-Messungen ab der dritten Zündung eine konstante mittlere Energie zeigen. Diese

und andere leichte Abweichungen lassen sich teilweise auf die Unsicherheiten in der Feldstärkemessung zurückführen, die partiell größer ausfallen als der Trend selbst. Zudem lässt sich die Feldstärke nicht eindeutig auf die mittlere Elektronenenergie übertragen, da Prozesse wie z.B. der Anlagerungsprozess (Attachment) unterschiedlich in beide Größen eingehen kann.

6.4 Erhöhte Sauerstoffkonzentrationen in den MSPT

Wird die O_2 -Beimischung nun weiter erhöht als bisher, sieht man einen Übergang in den filamentierten Modus der Entladung, der hier kurz andiskutiert werden soll. Bei erhöhter Sauerstoffbeimischung zünden die Kavitäten des MCPAs nur teilweise und dabei sehr schwach. Somit reichen die Intensitäten der beobachteten 492,19 nm-Linie nicht mehr aus, um die elektrische Feldstärke auszuwerten. Darum wurden hier die MSPT verwendet, da sie selbst bei sehr hohen Beimischungen von 2 % O_2 entlang des gesamten Grabens noch brennen.

Eine mögliche Erklärung dafür, dass die Zündung in den MSPT einfacher erfolgt, ist die Erweiterung der Plasmafläche von etwa $0,03 \text{ mm}^2$ (200 μm Einzelkavität) auf etwa $0,68 \text{ mm}^2$ (einzelner Plasmagraben). Die Initialzündungen dieser Reaktoren sind oftmals auf Saatelektronen angewiesen, die beispielsweise durch kosmische Höhenstrahlung innerhalb des Entladungsspalts gebildet werden. Sobald ein Saatelektron gebildet wurde, kann sich die Elektronenlawine einer Entladung bilden und ausbreiten. Diese Initialzündungen können dann durch Diffusion oder Bildung von VUV-Strahlung Saatelektronen in andere Bereiche des Entladungsspalts bringen, die wiederum neue Entladungen verursachen. Damit vereinfacht eine erhöhte verbundene Plasmafläche wie bei den MSPT die Zündung.

Für die Messung wurden die MSPT so vor dem Spalt positioniert, dass der Spalt die Gräben von der Seite beobachtet (vgl. Abb. 3.7(b)). In der Abbildung 6.11 sind beispielhaft gemessene Spektren mit Fit in der DPP für eine O_2 -Beimischung von 0,25 % (a) und 2 % (b) dargestellt. Deutlich erkennbar ist, dass der feldfreie Anteil des Fits für die höhere Beimischung eine Amplitude von etwa 0,8 besitzt und damit anteilig deutlich größer als die erlaubten Linien und die verbotene Linie ausfällt, während bei der kleineren Beimischung noch keine feldfreie Komponente zu sehen ist. Der Grund dafür ist der Übergang von einem homogenen zu einem filamentierten Entladungsmodus, der ab einer gewissen Sauerstoffbeimischung auftreten kann (vgl. Kap. 2.1.4). Der feldfreie Anteil im filamentierten Modus stammt dabei eher aus dem abgeschirmten quasineutralen Streamerkanal, während die verschobenen Linien aus den hohen Feldbereichen des Streamerkopfes stammen [88]. Der Ursprung der Linien-

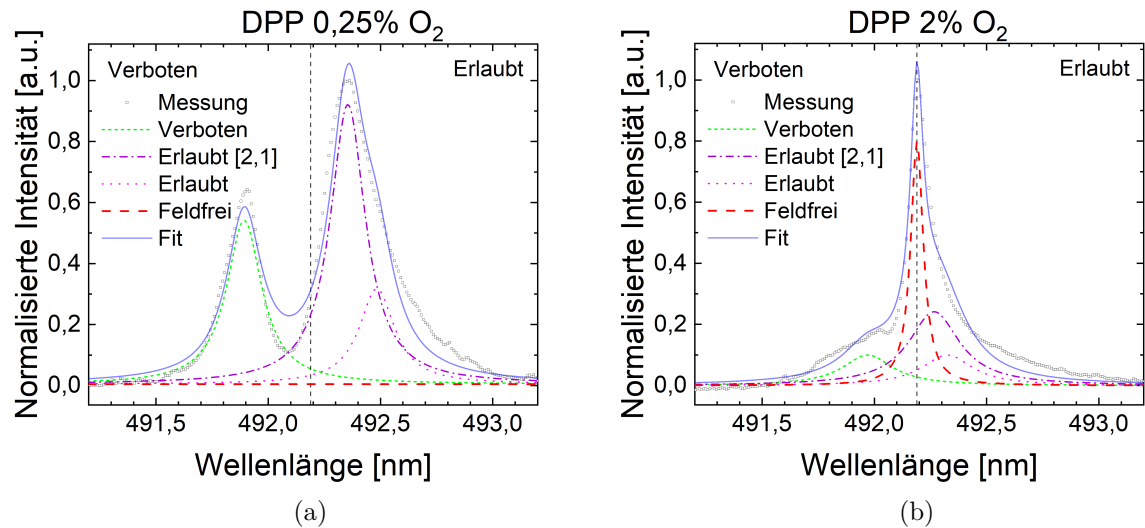


Abbildung 6.11: Linienspektrum bei 0,25 %- (a) und 2 %-Sauerstoffanteil (b) in der DPP bei einer angelegten Spannungsamplitude von 600 V.

Die Messung zeigt neben dem Wechsel des Entladungsmodus, dass die Wellenlängenkalibrierung des Spektrographen gut ist, da die feldfreie Linie sich sehr genau bei 492,19 nm befindet. Das ist insbesondere für die Fits der folgenden Polarisationsmessungen von großer Bedeutung. Außerdem scheint die theoretisch berechnete Halbwertsbreite der feldfreien Linie aus Kapitel 2.3.3 mit den experimentellen Daten gut übereinzustimmen.

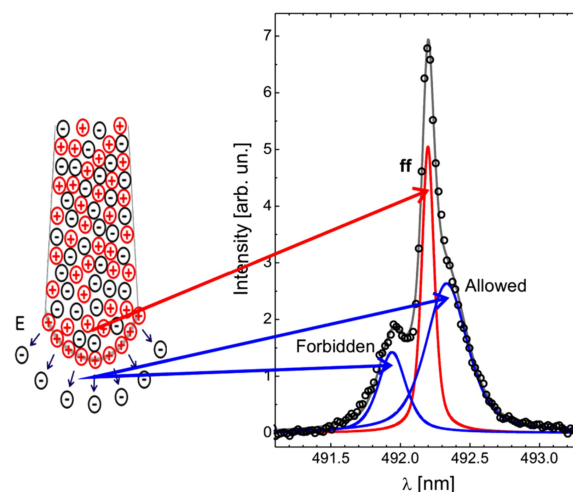


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung eines Streamers und dem dazu aufgenommen He 492,19 nm-Linienspektrums. Die Pfeile zeigen die hohen Feldbereiche und die feldfreien Bereiche des Streamers. Abbildung aus [88].

6.5 Analyse der elektrischen Feldstärke in den MSPT

Nachdem die elektrische Feldstärke in dem MCPA sowohl orts- als auch zeitaufgelöst bestimmt wurde, sollen nun hier die direktionalen Feldstärken genauer untersucht werden, die Aufschluss über die Ausrichtung des Feldes geben sollen. Dafür wird, wie in den physikalischen Grundlagen beschrieben (vgl. Kap. 2.3.1), eine von den radialsymmetrischen Kavitäten abweichende Geometrie benötigt. Hierfür werden die MSPT verwendet, die von der Geometrie her einer Querschnittsbetrachtung durch die Kavitäten entspricht (vgl. Kap. 3.1.2). Um die Gültigkeit dieser Analogie überprüfen zu können, wird in einem ersten Schritt die ortsaufgelöste Feldverteilung aus den MSPT mit der Verteilung aus dem MCPA verglichen. Dabei wurden die MSPT bei einem Fluss von 1 slm Helium ohne Sauerstoffbeimischung betrieben.

6.5.1 1D-Auflösung der MSPT

Zunächst wurden die MSPT möglichst parallel zum Spalt ausgerichtet (vgl. Abb. 3.7 (b)), d.h. das Dielektrikum bzw. der Boden der Gräben wurde parallel zum Spalt ausgerichtet. Das ermöglicht die seitliche Betrachtung der Plasmagräben und somit die Messung der Feldverteilung von dem einen Nickelrand zum nächsten. Im Betrieb befand sich der Beginn der Entladungssäule, die sich über den restlichen Graben ($\approx 4,5$ mm) erstreckt, in einem Abstand von etwa 1 cm zu dem Spalt des Spektrographen. Dabei wurden die MSPT senkrecht zum Spalt so verschoben, dass die gemessene Intensität maximal war. Damit wurde in etwa auf der Höhe zwischen Öffnung und Boden des Grabens detektiert. Die genaue Höhe, in der gemessen wurde, ist aufgrund des Setups nicht genau definierbar und verbleibt damit als unbestimmter Parameter in der Messung.

Die MSPT wurden bei 600 V angelegter Spannungsamplitude und 15 kHz-Dreiecksspannung betrieben. Die Auswertungsprozedur folgt der in Kapitel 6.2.1 bereits beschriebenen Methode für die ortsaufgelösten Messungen am MCPA. Dabei ergibt sich die in Abbildung 6.13 dargestellte Feldverteilung für die DPP (grau) und IPP (rot). Die Feldstärke in der DPP fällt mit etwa 31 kV cm^{-1} erneut größer aus als in der IPP, die eine Feldstärke von etwa 29 kV cm^{-1} aufweist. Jedoch scheint die Asymmetrie in den Feldstärken sowie das eigentliche Feld in der DPP geringer auszufallen als im MCPA. Im MCPA unterscheiden sich die Feldstärken der Halbphasen um etwa 7 kV cm^{-1} . Des Weiteren ist zu sehen, dass zwischen den abgeschätzten Orten der Nickelränder, die Feldstärkeverteilung in beiden Phasen eher konstant bleibt. Das konnte bisher nur in der IPP des MCPAs beobachtet werden, während in der DPP dort ein zum Zentrum signifikant abfallendes Profil zu sehen war. Diese Unterschiede lassen sich auf

verschieden Gründe zurückführen.

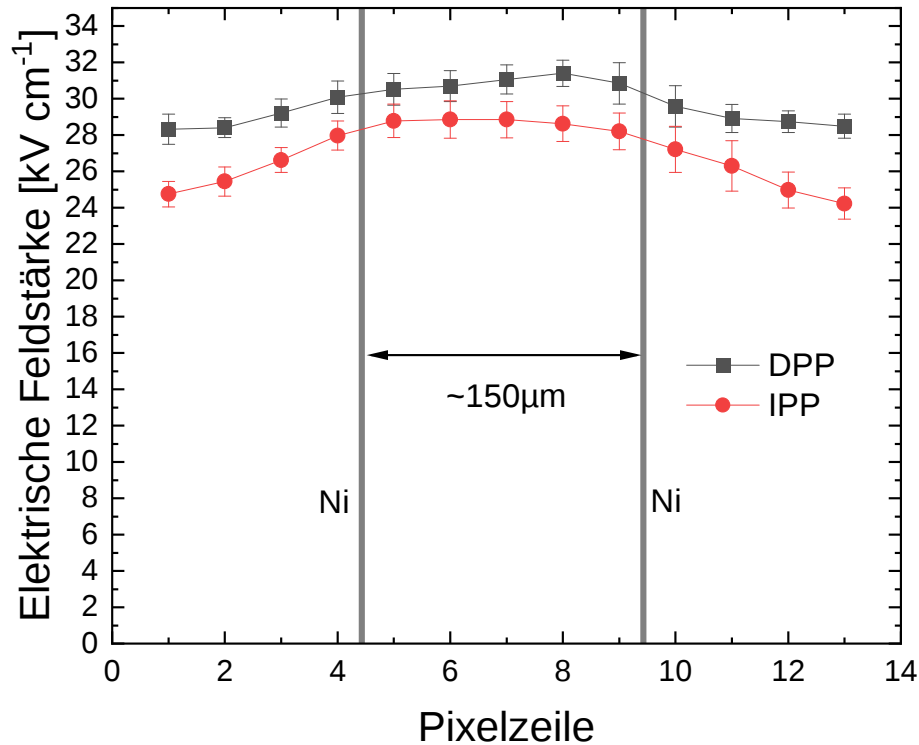


Abbildung 6.13: 1-dimensionale Feld- und Intensitätsverteilung der DPP und IPP bei angelegter 600 V Spannungsamplitude. Die abgeschätzten Positionen der Kavitätenränder sind in grau dargestellt.

Frühere Messungen zeigten, dass mit kleiner werdenden Kavitäten des MCPAs die Feldstärke, insbesondere in der DPP, größer werden [14]. In den hier beobachteten Gräben mit 150 µm Durchmesser trifft diese Aussage im Vergleich zu den 200 µm Durchmesser Kavitäten nicht mehr zu. Durch die Geometrie der Gräben der MSPTs ist die Entladung hauptsächlich durch zwei Nickelränder, an denen die Hochspannung anliegt, eingeschlossen, während in den runden Kavitäten des MCPAs die Entladung von allen Seiten eingeschlossen ist. Das führt in den Gräben zu einem deutlich geringeren Anteil der Randbereiche mit hohen Feldstärken, die insbesondere in den Ecken zwischen Dielektrikum und Nickelrand auftreten. Das wirkt sich insbesondere auf die DPP aus, da dort die Entladung eher in diesen hohen Feldbereichen brennt. Die IPP ist davon eher nicht beeinflusst, da die Entladung dort eher im oberen Bereich der Öffnung brennt.

Ein weiterer Grund für die geringere Asymmetrie und Feldstärke ist durch den Einfluss des Höhenprofils gegeben. Die hier gemessenen Größen beziehen sich auf die seitliche

Betrachtung der 50 μm hohen Gräben der MSPT, während die damit verglichenen Messungen an dem MCPA bei frontaler Ansicht durchgeführt wurden. Bei der frontalen Ansicht wird über das gesamte Höhenprofil entlang der Sichtlinie integriert. Das ist bei der seitlichen Betrachtung der MSPT nicht der Fall. Die statische Feldverteilung aus Abbildung 6.5 zeigt bereits, dass sich von dem Dielektrikum zu der Öffnung hin ein geringeres Feld aufbaut. Somit sind bei der seitlichen Betrachtung Effekte durch das Höhenprofil zu erwarten, die von der Frontalansicht abweichende Ergebnisse liefern können. Weiterhin kann sich dadurch auch das Profil der Feldstärkeverteilung zwischen den Nickelrändern im Vergleich zum MCPA ändern.

Das konstante Profil in beiden Halbphasen der Feldstärkeverteilung zwischen den Nickelrändern lässt sich neben den genannten Entladungseffekten auch durch die hohe Tiefenunschärfe begründen. In den Gräben wird eine lange emittierende Entladungssäule von etwa 4,5 mm betrachtet. Das heißt über die gesamten 4,5 mm kann Streulicht aus allen Bereichen der Entladung auf den Spalt treffen, welches zu einer Mittelung über einen sehr breiten Bereich für die einzelnen ortsauflösenden Pixelzeilen führt. Zudem führen Verkipnungen der Gräben von bereits 2° zu einer Verschiebung der Sichtlinie von etwa 160 μm über die 4,5 mm. Wenn sich die Sichtlinie zum Beispiel zu Beginn der Entladungssäule an dem linken Nickelrand befindet, hat sie sich bereits am Ende der Entladungssäule zum rechten Nickelrand verschoben. Daraus würde sich ein weiterer mittelnder Effekt begründen lassen, der den konstanten Verlauf und mögliche Asymmetrien erklärt. Die genannte Verkipfung von 2° wurde aufgrund der herausfordernden Justierung hier durchaus realistisch gewählt.

Der Abfall der Feldstärken, in der Betrachtung über die Nickelränder hinaus, lässt sich nur schwierig interpretieren, da in diesem Bereich Effekte durch die Vignettierung stark zunehmen. Denn insbesondere in diesen Bereichen werfen die Ränder „Schatten“ über die Entladung. So ist es möglich, dass durch die zunehmende Schattierung eher Emissionen aus den Bereichen mit niedrigeren Feldstärken detektiert werden. Das heißt es wird weniger Emission aus den Randbereichen aufgenommen und dafür anteilig mehr aus dem mittigen Bereich der Gräben mit geringerer Feldstärke.

Es lässt sich also festhalten, dass die Größenordnung der Feldstärke gut mit denen aus dem MCPA mit 200 μm -Kavitätendurchmesser übereinstimmen. Weiterhin wurde die Variation der angelegte Spannungsamplitude aus Kapitel 6.2.2 für die MSPT wiederholt (hier nicht dargestellt). Diese zeigen auch ein konstantes Verhalten der Feldstärke mit abfallendem Trend in der DPP. Somit scheint die Entladungsdynamik bis zu einem gewissen Grad vergleichbar mit der aus dem MCPA zu sein. Jedoch ist die Interpretation der seitlichen 1D-Betrachtung der Feldstärkeverteilung, durch

Einflüsse der Vignettierung, dem Höhenprofil sowie der schwierigen Justierung deutlich komplexer als bei der Frontalansicht des MCPAs.

6.5.2 Elektrische Feldkomponenten der MSPT

Nach der allgemeinen Betrachtung der Feldverteilung in den MSPT sollen nun die Messungen der elektrischen Feldkomponenten mithilfe eines linearen Polfilters präsentiert und diskutiert werden. Dabei sollen sowohl orts aufgelöste als auch zeitaufgelöste Messungen evaluiert werden.

Allgemeine Betrachtung der Spektren

In Abbildung 6.14 ist ein über die DPP integriertes verschobenes Spektrum der 492,19 nm-Linie bei unterschiedlicher Ausrichtung des Polarisationsfilters dargestellt. Dabei wurde der Polarisationsfilter so positioniert, dass einmal in x-Richtung linear polarisiertes Licht den Filter passieren kann (grün) und einmal in y-Richtung (blau). Die x-Richtung verläuft parallel zu dem Dielektrikum bzw. dem Boden des Grabens, während die y-Richtung senkrecht auf dem Dielektrikum steht.

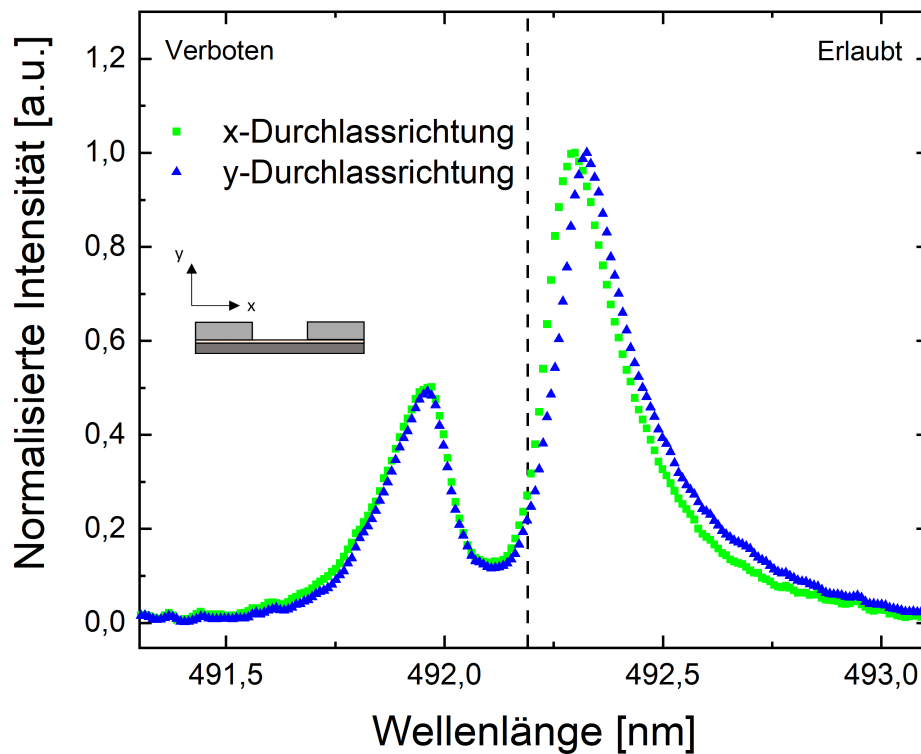


Abbildung 6.14: Das in der DPP verschobene Linienspektrum der 492,19 nm-Linie bei zueinander orthogonalen Ausrichtung des linearen Polarisationsfilters.

In den beiden polarisierten Spektren ist zu erkennen, dass sich die verbotene Linie unabhängig von der Polarisationsrichtung nicht verschiebt. Im Gegensatz dazu ist eine klare Verschiebung um etwa 0,03 nm abhängig von der Polarisationsrichtung bei der erlaubten Linie zu erkennen. Diese Beobachtungen passen sehr gut zu den in Kapitel 2.3.1 angestellten Vorüberlegungen. Dort wurde bereits erwähnt, dass die erlaubte $[2,1]^\sigma$ -Linie, die einzige Linie ist, die sich eindeutig einer Feldkomponente zuordnen lässt, da die anderen beiden Linien σ - und π -Übergänge beinhalten und damit eine Differenzierung der Feldkomponenten dort nicht möglich ist.

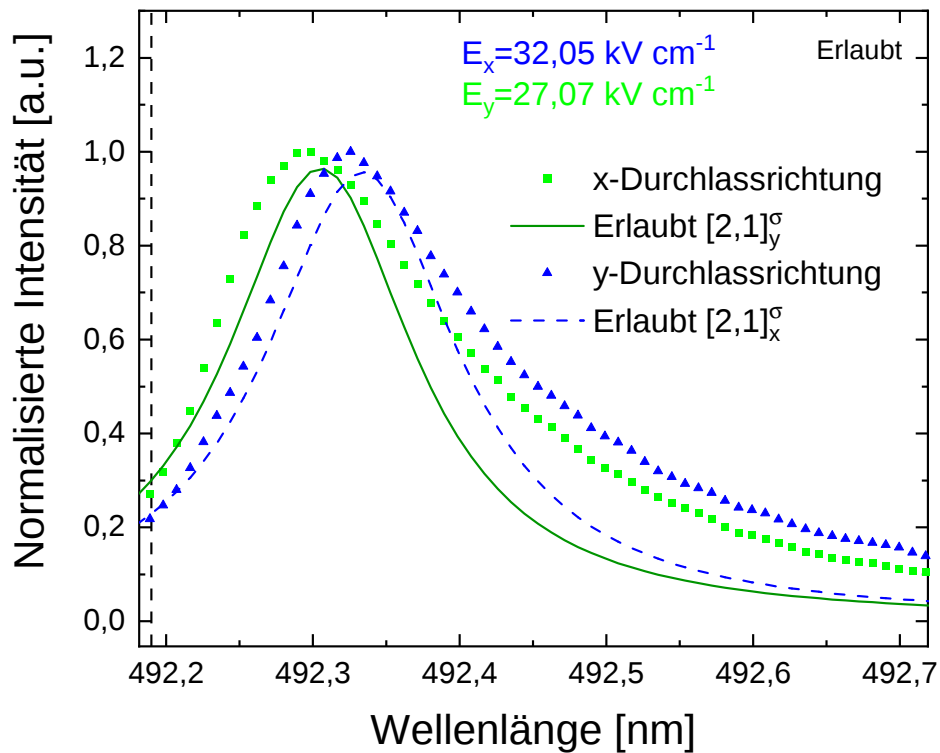


Abbildung 6.15: Nähere Betrachtung der verschobenen erlaubten Linien mit Fit-Anteil der $[2,1]^\sigma$ -Linie innerhalb der DPP, bei zueinander orthogonalen Ausrichtungen des linearen Polarisationsfilters.

Die hier gefilterten $[2,1]^\sigma$ -Linien werden durch die zur jeweiligen Durchlassrichtung des Polarisators senkrechten Feldkomponente erzeugt. Damit ist die verschobene $[2,1]^\sigma$ -Linie, bei einer Durchlassrichtung des Polarisators in x-Richtung, durch die Feldstärke in y-Richtung verschoben, während bei einer Durchlassrichtung in y-Richtung die Feldstärke in x-Richtung zu der Verschiebung führt. In Abbildung 6.15 ist zur Veranschaulichung nur der erlaubte $[2,1]^\sigma$ -Anteil aus der Fit-Methode für Feldstärkekomponenten (aus Kap. 2.3.2) dargestellt. Die Zentralwellenlängen der beiden Lorentzfits

sind hier auch um $0,03\text{ nm}$ verschoben. Die weiter von den $492,19\text{ nm}$ (gestrichelte Linie) verschobene $[2,1]_x^\sigma$ -Linie gehört zu dem Feld in x-Richtung. Das heißt in diesem Fall ist die Feldstärke in x-Richtung größer als in y-Richtung. Der absolute Unterschied zwischen den beiden Feldkomponenten liegt bei etwa 5 kV cm^{-1} . Die Diskussion für diesen Unterschied innerhalb der DPP soll im folgenden Abschnitt erfolgen.

Stufenweise Rotation des Polarisationsfilters

In Abbildung 6.16 ist die Messung der Feldstärkekomponente in IPP und DPP, während der Drehung des Polarisationsfilters in 10° -Schritten, dargestellt. Dabei wurde das Setup aus Abbildung 3.7(a) verwendet und die MSPT bei 600 V angelegter Spannungsamplitude betrieben. Insbesondere die Ausrichtung des Polfilters bei 0° entspricht der Messung der Feldstärke der x-Komponente, während die Ausrichtung bei $\pm 90^\circ$ der Messung der y-Komponente entspricht. Die Drehungen dazwischen beinhalten beide

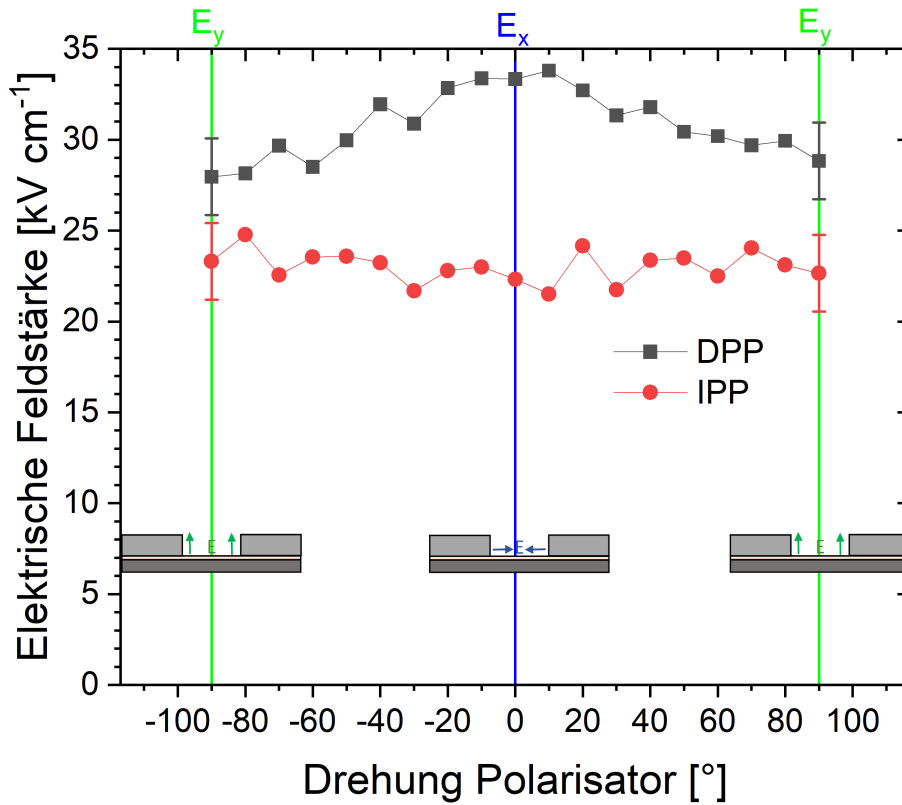


Abbildung 6.16: Halbphasen-aufgelöste gemessene Feldstärkekomponente in Abhängigkeit von der Drehung des Polarisationsfilters. 0° entspricht der x-Komponente und $\pm 90^\circ$ der y-Komponente des Feldes.

Anteile. Die Unsicherheit wurde repräsentativ für alle Messpunkte für die ersten und letzten Messpunkte eingetragen. Die Unsicherheit basiert darauf, dass die Wellenlängenkalibrierung des PGS um etwa 9 pm über den Messzeitraum durch äußere Einflüsse

(vgl. Kap. 4.2) geschwankt sein kann.

Es ist in der Abbildung zu sehen, dass in der DPP die Feldstärke in x-Richtung $5,5 \text{ kV cm}^{-1}$ größer ist als in y-Richtung. In der IPP sind im Rahmen der Unsicherheiten die Komponenten der Felder gleich groß. Zwischen den Messungen des Feldes in x-Richtung und in y-Richtung scheint es bei Drehung des Polarisators einen recht glatten Übergang zu geben.

Der glatte Übergang ergibt sich daraus, dass der Polfilter beispielsweise bei der Messung der x-Komponente hin zu der y-Komponente schrittweise, nach dem Gesetz von Malus, den Anteil der x-Komponente stärker aus dem Spektrum unterdrückt. Das führt dazu, dass der Übergang recht glatt erscheint.

Die größere x-Komponente als y-Komponente in der DPP ist zunächst überraschend, wenn man sich die statische Analyse der richtungsabhängigen Feldstärkeverteilung anschaut. In Abbildung 6.17 sind diese für die hier verwendete Geometrie dargestellt. Es wurde dafür erneut eine angelegte Spannung von 200 V simuliert (vgl. Abb. 6.5). Dort ist zu sehen, dass insbesondere mittig und in der Nähe des Dielektrikums die y-Komponente deutlich größer ist als die x-Komponente. Gerade in diesem Bereich, wie bereits in Kapitel 5.1 diskutiert, brennt die Entladung in der DPP. Dieser scheinbare Widerspruch zu den Messergebnissen lässt sich durch die Berücksichtigung der abschirmenden Ladungsträger auflösen. Neben den hohen Ladungsträgerdichten, die sich in der Nähe des Dielektrikums bilden, wird das Dielektrikum durch diese aufgeladen und schirmt das äußere Feld effektiv ab. Durch die Position der abschirmenden Ladungsträ-

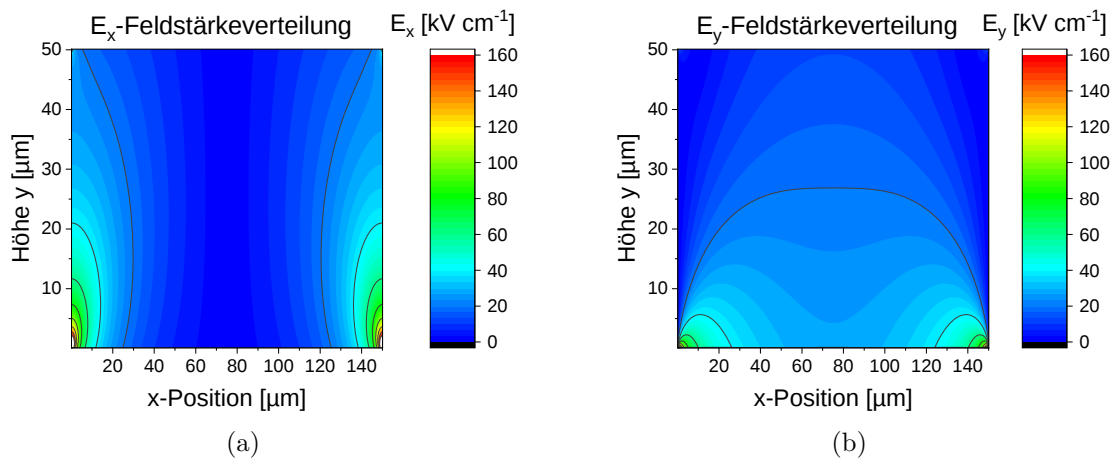


Abbildung 6.17: Statische Comsol-Simulation der betragsmäßigen Feldstärke der x-Komponente (a) und y-Komponente (b) in einem Graben bei 200 V angelegter Spannung. Die dielektrische Oberfläche ist bei $z=0 \text{ µm}$ und die Kavitätenränder bei $x=0 \text{ µm}$ und $x=150 \text{ µm}$.

ger am Boden des Grabens, erzeugen diese hauptsächlich ein Feld, ähnlich wie bei einer geladenen Kondensatorplatte, senkrecht zum Boden (in y-Richtung), während das Feld in x-Richtung gering ausfällt. Damit wird insbesondere in y-Richtung abgeschirmt und die gemessene Feldstärke in y-Richtung fällt schwächer aus als in x-Richtung.

In der IPP fallen die x- und y-Komponenten gleich groß aus, da die Entladung eher im oberen Bereich des Grabens brennt und somit der Effekt durch das aufgeladene Dielektrikum geringer ausfällt. Des Weiteren ist aus Abbildung 6.17 zu entnehmen, dass im oberen Bereich des Grabens der Unterschied zwischen der x- und y-Komponente geringer ausfällt als im unteren Bereich.

Ortsauflösung

Mithilfe der Messanordnung aus Abbildung 3.7(b) wurde hier die 1-dimensionale Verteilung der Feldkomponenten gemessen. Dabei wäre nach der statischen Analyse (vgl. Abb. 6.17(a)) zu erwarten, dass in der Mitte der Gräben die Feldkomponente in x-Richtung abfällt. Im Vergleich zu der ortsauflösten Messung aus Kapitel 6.5.1, wurde der Polfilter hier zwischen den MSPT und dem Spalt eingebracht und die veränderte Fit-Methode für die Feldkomponenten verwendet.

Die Verläufe sind in Abbildung 6.18 für die DPP (a) und IPP (b) dargestellt. Der generelle Verlauf der beiden Halbphasen entspricht im Rahmen der Unsicherheiten dem in den Messungen ohne Polfilter. Das heißt, in der Beobachtung zwischen den Nickelrändern sieht man eher konstante Feldverläufe, die hinter den Nickelrändern abfallen. Weiterhin befindet sich ein Offset zwischen den Feldkomponenten in der DPP,

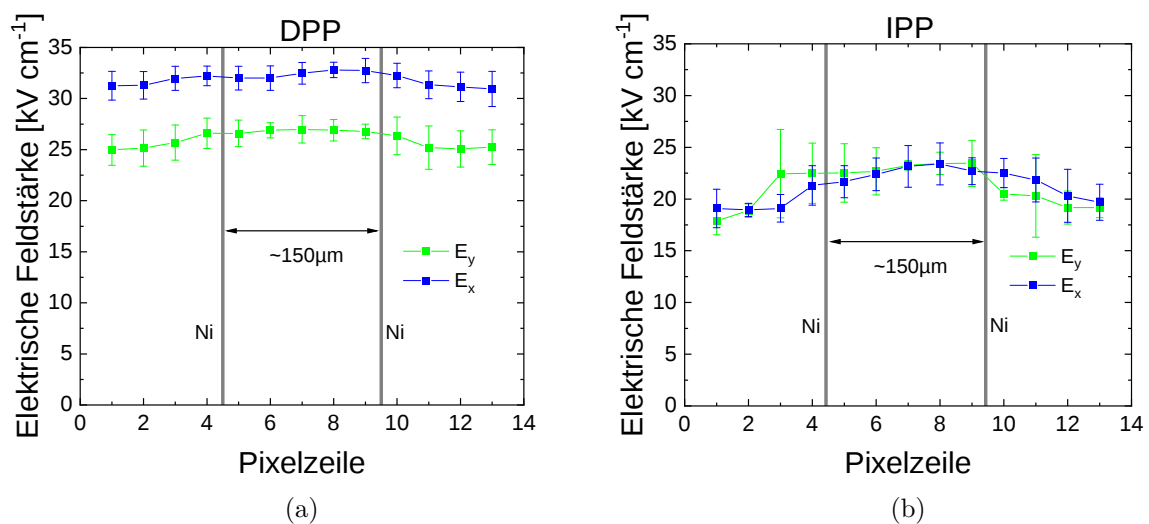


Abbildung 6.18: 1-dimensionale Feldverteilung der x- und y-Komponente in DPP (a) und IPP (b) in den MSPT bei 600 V angelegter Spannungsamplitude.

welches erneut bei etwa $5,5 \text{ kV cm}^{-1}$ liegt. Dabei fällt das Feld in x-Richtung erneut größer aus. In der IPP ist kein Offset zwischen den Komponenten zu sehen.

Die konstanten Verläufe lassen sich, wie bei den Messungen ohne Polfilter, durch die große Mittelung entlang der langen Gräben erklären, während das Offset zwischen den Feldkomponenten in der DPP in dem vorigen Abschnitt begründet wurden. Das heißt diese Messung bestätigt erneut den Unterschied zwischen den Größen der Feldkomponenten, während in der IPP erneut kein signifikanter Unterschied festzustellen ist.

Nach der statischen Analyse aus der Comsol-Simulation ist damit zu rechnen, dass sich die x-Komponente in der Mitte des Grabens stark verringert. Dieser Einbruch der Feldkomponente ist in beiden Phasen nicht zu sehen. Das lässt sich darauf zurückführen, dass über die 4,5 mm lange Entladungssäule Streulicht aus allen Bereichen des Grabens eintrifft, das zu dem gemittelten konstanten Feldverlauf führt. Des Weiteren richtet sich der durch das äußere Feld erzeugte Heliumdipol immer in Richtung der dominanten Feldrichtung aus. Das heißt, dass in Bereichen, in denen das Feld in x-Richtung schwach ist, die Ausrichtung eher in y-Richtung stattfindet und somit bei Messungen der x-Komponente eher durch den Polfilter unterdrückt werden. Daher ist es mit dieser OES-basierten Diagnostik nicht möglich, schwache Feldkomponenten in Gegenwart von starken, senkrecht dazu orientierten Feldkomponenten zu messen.

Zeitauflösung

Mit dem gleichen Setup aus den orts aufgelösten Messungen wurde eine zeitaufgelöste Messung durchgeführt, um die zeitliche Entwicklung der Feldkomponenten zu untersuchen. Dabei wurde ein Zeitfenster von $1 \mu\text{s}$ und eine Integrationszeit von 30 s pro Messpunkt verwendet. In Abbildung 6.19 sind die gemessenen Feldkomponenten im zeitlichen Verlauf dargestellt. Des Weiteren wird jeweils am Anfang und am Ende jeder Halbphase als Stellvertreter für die anderen Messpunkte die Unsicherheit durch die absolute Wellenlängenkalibrierung dargestellt ($\Delta E_{x,y} = 2,2 \text{ kV cm}^{-1}$).

Die grundsätzlichen Verläufe für beide Feldkomponenten sind die gleichen wie bei den zeitaufgelösten Messungen im MCPA. Bei der DPP sind zunächst niedrige Feldstärken zu beobachten, die bis zu einem Maximum ansteigen und dann leicht abfallen, während bei der IPP eher ein ansteigender Trend über die gesamte Halbphase zu beobachten ist. Das zeigt erneut, dass die MSPT und das MCPA gut vergleichbar sind. Die Diskussion dieser Verläufe befindet sich im Kapitel 6.3.

Die absoluten Größen der Feldkomponenten in der DPP scheinen zu Beginn der Halbphase näher beieinander zu liegen und sich im anschließenden Verlauf auf die

bereits bekannten $5,5 \text{ kV cm}^{-1}$ Unterschied zwischen den Komponenten aufzuspalten. In der IPP hingegen sehen die einzelnen Verläufe der Feldkomponenten zunächst sehr statistisch verteilt aus mit teilweise starken Ausreißern. Schaut man sich jedoch den Mittelwert aus x- und y-Komponenten (rot) an, ist zu erkennen, dass der mittlere Verlauf weniger statistisch verteilt aussieht.

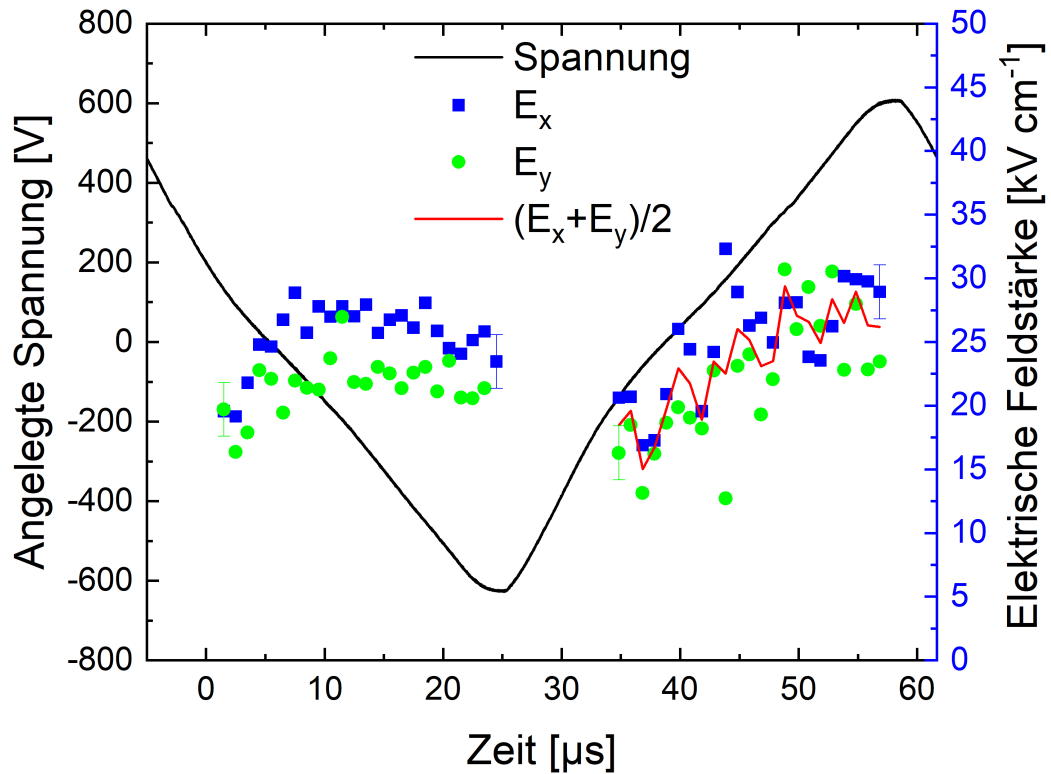


Abbildung 6.19: Zeitliche Entwicklung der Feldkomponenten in der DPP und IPP mit einer $1 \mu\text{s}$ -Zeitaufösung bei 600 V angelegter Spannungsamplitude.

Das weitere Aufspalten in der DPP lässt sich erneut durch das voranschreitende Aufladen des Dielektrikums erklären. Dieses schirmt, wie bereits erläutert, insbesondere die y-Komponente des Feldes ab und führt somit bei weiterer Aufladung zu einer erhöhten Aufspaltung zwischen x- und y-Komponente. Jedoch sind genauere Aussagen im Rahmen der Unsicherheit schwierig zu treffen. Insbesondere erscheint die Aussage bei ein paar auftretenden möglichen Ausreißern als ungültig. Die Ausreißer können Messfehler sein oder durch die OES-basierende Methode zustande kommen, da dort nur in den Bereichen gemessen wird, die überhaupt emittieren. So ist z.B. eine parasitäre Entladung denkbar, die zu anderen Ergebnissen führt als die eigentlich zu untersuchende Entladung.

Die größere Streuung in der IPP lässt sich durch das diffusere Brennverhalten begründen. In der IPP werden die Elektronenlawinen diffus raus aus den Gräben beschleunigt, während in der DPP die Lawinen konzentriert in die Mitte des Grabens hineinbeschleunigt (vgl. Abb. 5.4) und somit konzentriert an einem Ort die betrachteten Heliumatome angeregt werden. In der IPP hat die Position des Saatelektrons, welches die Lawine nachfolgend erzeugt, einen großen Einfluss auf die folgende Propagationsrichtung der Lawine und damit auf den emittierenden Bereich in dem Graben. Der Startpunkt der Lawine wird also durch das Saatelektron festgelegt, während die Propagationsrichtung durch die Feldrichtung und damit die Feldkomponenten festgelegt wird. Das führt dazu, dass die Feldkomponenten etwas stärker schwanken können, da je nach der Position des auftretenden Saatelektrons der emittierende Bereich sich ändert. In dem betrachteten Mittel aus x- und y-Komponente ist die Schwankung dann etwas geringer, da nach Abbildung 6.17 in Bereichen, in denen die x-Komponente größer ist, die y-Komponente oft kleiner ist und umgekehrt.

7 Fazit und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde unter anderem der Einfluss von beigemischtem molekularem Sauerstoff auf die allgemeine Entladungsdynamik und die zeitlichen Verläufe des Dissoziationsgrades, der mittleren Elektronenenergie sowie der elektrischen Feldstärke im MCPA untersucht. Zur Durchführung der Untersuchungen wurde für die Bestimmung des Dissoziationsgrades und der mittleren Elektronenenergie die SEA-Diagnostik unter Verwendung eines Multi-PMT-Setups eingesetzt, während zur Bestimmung der elektrischen Feldstärken die Stark-Verschiebung der 492,19 nm-Heliumlinie betrachtet wurde.

Die mit dem Multi-PMT-Setup aufgenommene Entladung im MCPA zeigt ein recht schnelles Einschwingverhalten der Emissionsstruktur über die ersten 20 Anregungszyklen bei 15 kHz-Dreiecksspannung, wobei zu Beginn der Anregungszyklen die Entladung frei von volumenartigen Memoryeffekten ist. Das zeigt, dass die erfasste Entladung recht reproduzierbar ist und in ihrer Gesamtheit nicht signifikant von Statistik geprägt ist. Somit lassen über viele Zyklen gemittelte Messungen allgemeingültige Aussagen zu. Das gilt sowohl für die SEA-Messungen als auch für die Feldstärkemessungen.

Die Entladung lässt sich anhand der Emission einem Pseudoglow-Mode, also einem homogenen Modus, zuordnen. Dieser zeigt in Helium mit zusätzlicher Sauerstoffbeimischung eine zunehmende Anzahl an Entladungspeaks. Bis zu einer Beimischung von 0,25 % Sauerstoff konnte kein Übergang zu einer filamentierten Entladung festgestellt werden. Jedoch konnte bei Messungen innerhalb der neu konstruierten MSPT, ab einer gewissen Sauerstoffbeimischung, ein deutlich erhöhter Anteil der feldfreien Komponenten der 492,19 nm-Linie festgestellt werden, der auf einen filamentierten Modus zurückzuführen ist. Um dieses Ergebnis weiter zu validieren, könnte mithilfe einer globalen Strommessung und dazu parallel aufgenommenen hochauflösenden ICCD-Bildern die Entladungsfläche und damit die Stromdichte abgeschätzt werden. Die Stromdichte gibt dann direkten Aufschluss über den vorliegenden Entladungsmodus.

Die SEA-Auswertungen mit dem Multi-PMT-Setup zeigen hohe atomare Sauerstoffdichten bzw. Dissoziationsgrade, die einer beinahe vollständigen Dissoziation des beigemischten molekularen Sauerstoffs entsprechen. Jedoch fallen die absoluten Größen merklich kleiner aus als in der Literatur [16]. Die Unterschiede lassen sich hauptsächlich durch die angenommene Gastemperatur begründen, die direkten Einfluss auf das angenommene Quenchen hat und damit direkt in das SEA-Modell eingeht. Die Gastemperatur sollte in dem verwendeten Burstmodus mit einer Unterbrechungszeit von etwa 18,7 ms im Vergleich zu den angenommenen Temperaturen aus dem kontinuierlichen

Betrieb geringer ausfallen. Die mögliche Änderung der Temperaturen könnte für den hier verwendeten Burstmodus beispielsweise mithilfe von N_2 -Rotationstemperaturen bestimmt und der Einfluss auf die Verläufe des Dissoziationsgrades überprüft werden.

Das Multi-PMT-Setup in Kombination mit SEA eignet sich insgesamt sehr gut für hochzeitaufgelöste Messungen des Dissoziationsgrades und der mittleren Elektronenenergie. Das hier verwendete Setup kann, bei simultaner Messung der drei für SEA relevanten Linien, Zeitauflösungen von $1\ \mu s$ erreichen. Damit eignet es sich hervorragend zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklungen der betrachteten Größen. Die Messungen zeigen im MCPA innerhalb der Halbphasen einen Aufbau des Dissoziationsgrades und der mittleren Elektronenenergie. Der Effekt ist besonders innerhalb der abfallenden Spannungsflanke (DPP) mit zunehmender O_2 -Beimischung zu beobachten und kann dort durch die stärker im Inneren der Kavität brennende Entladung erklärt werden, die einen besseren Einschluss des mit der Entladung behandelten Gases ermöglicht. Mit dieser entdeckten Eigenschaft kann die DPP für die Entwicklung eines effizienten Konversionssystems eine große Rolle spielen.

Es ist keine Akkumulation des Dissoziationsgrades bzw. der atomaren Sauerstoffdichte von einer Halbphase in die nächste zu sehen. Außerdem ist bereits in der allerersten Entladung ein Dissoziationsgrad von 40-55 % erkennbar, sodass jede Entladung für sich bereits signifikante Dissoziationsgrade erreicht. Weiterführend lässt sich die hier gewonnen Erkenntnis über die mittleren Elektronenenergie nutzen, um in einer numerischen Simulation der dynamischen Plasmachemie, die Entwicklung der atomaren Sauerstoffdichte über verschiedene Reaktionswege nachvollziehen zu können. Denkbar wäre ein numerischer Ansatz, wie ihn *Waskoenig et al.* für die Simulation eines Mikroplasmajets bei Atmosphärendruck verwendet haben [89]. Zudem könnte eine ausführliche Analyse des Gasflusses durchgeführt werden, um die Austauschrate des Gases innerhalb der Kavitäten abzuschätzen. Methoden die sich hierfür anbieten sind Schlierenmessungen oder PIV-Messungen (*particle image velocimetry*) an einem MSPT-ähnlichen Reaktor.

In der Auswertung sind mögliche Einflüsse durch langlebige Metastabile erkennbar, die nicht ausreichend im SEA-Modell berücksichtigt werden. Insbesondere kann die Verwendung des SEA-Modells in Phasen, in denen die Emissionen hauptsächlich durch Metastabile erzeugt werden, zu großen Abweichungen führen, weshalb die Ergebnisse in diesen Phasen kritisch zu interpretieren sind.

Die hier gemessenen zeitlichen Verläufe der elektrischen Feldstärke bei identischer Sauerstoffbeimischung zeigen ähnliche Verläufe wie die mittlere Elektronenenergie aus den SEA-Messungen. Das passt zu dem physikalischen Bild, dass die Elektronen

ihre Energie durch die Beschleunigung in den elektrischen Feldern gewinnen. Leichte Abweichungen in den Verläufen können beispielsweise durch Anlagerungsprozesse zustande kommen, die unterschiedlich in die Entwicklung des elektrischen Feldes und die mittlere Elektronenenergie eingehen.

Außerdem konnten erstmalig die 1-dimensional aufgelösten Verteilungen der Feldstärke im MCPA bestimmt werden. Diese zeigen in der DPP zu den getriebenen Nickelrändern hin einen Anstieg von 20 % im Vergleich zur im Zentrum der Kavität gemessenen Feldstärke. Dieser Anstieg lässt sich durch eine statische 2D-Feldanalyse der betrachteten Geometrie begründen, die insbesondere einen starken Anstieg in den Ecken der Kavität zeigt. In der ansteigenden Spannungsflanke (IPP) ist ein konstanter Verlauf der Feldstärke zu sehen, der sich mithilfe von abschirmenden Ladungsträgern am Rand der Kavität und der allgemeinen Lokalisierung der Entladung begründen lässt. Um die Begründungen für die orts aufgelösten Feldverteilungen weiter validieren zu können, wäre eine umfassende numerische Analyse sinnvoll, welche die Abschirmung durch Ladungsträger sowie das aufgeladene Dielektrikum berücksichtigt.

Es konnte gezeigt werden, dass die Messung der Feldstärkekomponenten mithilfe der verschobenen erlaubten Linie des $[2,1]^{\sigma}$ -Übergangs, die sich je nach Ausrichtung des Polarisators den verschiedenen Feldkomponenten zuordnen lässt, möglich ist. Dabei ist die Verwendung der Mikroskalierten-Plasmagräben (MSPT) notwendig, die von dem Aufbau der radialsymmetrischen Kavitäten des MCPA abweicht. Die gemessenen Feldstärken in den MSPT sind für beide Halbphasen nahezu übereinstimmend mit denen aus dem MCPA, sodass die Entladung vergleichbar mit der aus dem MCPA ist. Damit lassen sich die Feldstärken der unterschiedlichen Komponenten der MSPT teilweise auf das MCPA übertragen und so erste Abschätzungen basierend auf den hier durchgeführten Messungen treffen.

Die Feldstärke in x-Richtung (von einer getriebener Elektrode zur nächsten) ist in der DPP um 5 kV cm^{-1} bzw. 18 % größer als die in y-Richtung (von Dielektrikum zur Grabenöffnung). In der IPP hingegen ist kein Unterschied in den Komponenten festzustellen. Das ist mit dem asymmetrischen Brennverhalten der Halbphasen zu erklären. Insbesondere in der DPP wird das Feld in y-Richtung stark durch die in der Nähe des Dielektrikums erzeugten Ladungsträger abgeschirmt, sodass sich der Unterschied in den Komponenten dort bemerkbar macht. Auch hier wäre eine numerische Simulation der Entladung eine hilfreich Ergänzung, welche die Auswirkung der abschirmenden Ladungsträger auf die Feldverteilung berücksichtigt. Eine weiterführende Messung der Feldkomponenten bei unterschiedlichen Grabenbreiten wäre von Vorteil, da der Einfluss der Grabenbreite auf die Feldkomponenten sich auf die verschiedenen Kavitä-

tendurchmesser des MCPAs übertragen lassen und somit eine gezielte Steuerung der Komponenten über die verwendete Geometrie ermöglicht.

Im zeitlichen Verlauf der DPP sieht man eine sich aufbauende Differenz zwischen der x- und y-Komponente, die sich auf das sich aufladende Dielektrikum zurückführen lässt. Hier wäre eine zeitaufgelöste Messung der Oberflächenladung sinnvoll, die den vermuteten Effekt im zeitlichen Verlauf bestätigt.

In der 1-dimensional aufgelösten Messung der Feldstärke lässt sich kein Unterschied in den Verläufen der x- und y-Komponente erkennen. Das ist möglicherweise mit der Messmethode selbst zu begründen. Neben auftretenden Herausforderungen mit der Tiefenunschärfe, misst die verwendete polarisationsabhängig Diagnostik hauptsächlich in den Bereichen die Feldstärke in denen die betrachtete Feldkomponente dominant ist. Somit ist die Erfassung kleiner Feldkomponenten in Gegenwart wesentlich größerer, senkrecht dazu stehender Feldkomponenten nicht möglich, was die vorgestellte OES-basierende Messmethode einschränkt.

Insgesamt sollte zum Vergleich und zur Bewertung der gemessenen Feldkomponenten eine zweite Diagnostik hinzugezogen werden. Dafür würde sich die laserbasierende E-FISH-Methode anbieten, welche die Messung des elektrischen Feldstärkevektors erlaubt [90]. Jedoch ist dafür eine Modifikation der MSPT notwendig, da der Laser sowie das zu detektierende Signal in die gleiche Richtung propagieren. Dafür wäre ein durchgängiger Plasmagraben, wie er in [85] konstruiert wurde, erforderlich.

Zusammenfassend konnte in dieser Arbeit die zeitliche Entwicklung der reaktiven Spezies, wobei Sauerstoff als Modellsystem verwendet wurde, sowie die mittlere Elektronenenergie und die elektrischen Feldstärken in dem MCPA gemessen und korreliert werden. Weiterhin konnte die Feldstärkeverteilung ortsaufgelöst gemessen und eine erste Abschätzung der Feldstärken der überlagerten Feldkomponenten mithilfe der MSPT durchgeführt werden. Diese Ergebnisse tragen dazu bei, das Verständnis für die Entwicklung reaktiver Spezies und ihrer Transporteigenschaften zu potenziellen Katalysatoren im MCPA zu vertiefen.

Literaturverzeichnis

- [1] K H Becker, K H Schoenbach und J G Eden. „Microplasmas and applications“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 39.3 (Jan. 2006), R55–R70.
- [2] J.M. Thiébaut u. a. „Comparison of surface cleaning by two atmospheric pressure discharges“. In: *Surface and Coatings Technology* 169-170 (2003). Proceedings of Frontiers of Surface Engineering, S. 186–189.
- [3] J Y Jeong u. a. „Etching materials with an atmospheric-pressure plasma jet“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 7.3 (Aug. 1998), S. 282.
- [4] Maher I Boulos, Pierre Fauchais und Emil Pfender. *Thermal plasmas*. Bd. 1. Springer Science & Business Media, 1994.
- [5] Davide Mariotti, Vladimir Švrček und Dae-Gun Kim. „Self-organized nanostructures on atmospheric microplasma exposed surfaces“. In: *Applied Physics Letters* 91.18 (2007), S. 183111.
- [6] Davide Mariotti, Arumugam Chandra Bose und Kostya Ostrikov. „Atmospheric-Microplasma-Assisted Nanofabrication: Metal and Metal–Oxide Nanostructures and Nanoarchitectures“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 37.6 (2009), S. 1027–1033.
- [7] Françoise Massines u. a. „Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier“. In: *Journal of Applied Physics* 83.6 (März 1998), S. 2950–2957.
- [8] Sander Bekeschus, Anke Schmidt, Klaus-Dieter Weltmann und Thomas von Woedtke. „The plasma jet kINPen – A powerful tool for wound healing“. In: *Clinical Plasma Medicine* 4.1 (2016), S. 19–28.
- [9] Jesús Gay-Mimbrera u. a. „Clinical and Biological Principles of Cold Atmospheric Plasma Application in Skin Cancer“. In: *Advances in Therapy* 33.6 (Juni 2016), S. 894–909.
- [10] Chang-jun Liu, Gen-hui Xu und Timing Wang. „Non-thermal plasma approaches in CO₂ utilization“. In: *Fuel Processing Technology* 58.2 (1999), S. 119–134.
- [11] Jim Van Durme, Jo Dewulf, Christophe Leys und Herman Van Langenhove. „Combining non-thermal plasma with heterogeneous catalysis in waste gas treatment: A review“. In: *Applied Catalysis B: Environmental* 78.3 (2008), S. 324–333.
- [12] Sebastian Dzikowski u. a. „Modular constructed metal-grid arrays—an alternative to silicon-based microplasma devices for catalytic applications“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.3 (März 2020), S. 035028.

- [13] Judith Golda u. a. „Circular Emission and Destruction Patterns on a Silicon-Based Microdischarge Array“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 42.10 (2014), S. 2646–2647.
- [14] Sebastian Dzikowski u. a. „Electric field strengths within a micro cavity plasma array measured by Stark shift and splitting of a helium line pair“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 31.6 (Juli 2022), S. 065014.
- [15] David Steuer u. a. „State enhanced actinometry in the COST microplasma jet“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 31.10 (Sep. 2022), 10LT01.
- [16] David Steuer, Henrik van Impel, Volker Schulz-von der Gathen, Marc Böke und Judith Golda. „Spatially and temporally resolved atomic oxygen densities in a micro cavity plasma array“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 32.2 (Feb. 2023), S. 025013.
- [17] Ronny Brandenburg. „Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 26.5 (Apr. 2017), S. 053001.
- [18] W. Siemens. „Ueber die elektrostatische Induction und die Verzögerung des Stroms in Flaschendrahten“. In: *Annalen der Physik* 178.9 (1857), S. 66–122.
- [19] Ulrich Kogelschatz. „Dielectric-Barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications“. In: *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 23 (März 2003), S. 1–46.
- [20] K Becker u. a. „Environmental and biological applications of microplasmas“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47.12B (Nov. 2005), B513–B523.
- [21] F Massines und G Gouda. „A comparison of polypropylene-surface treatment by filamentary, homogeneous and glow discharges in helium at atmospheric pressure“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 31.24 (Dez. 1998), S. 3411.
- [22] B. Eliasson und U. Kogelschatz. „UV excimer radiation from dielectric-barrier discharges“. In: *Applied Physics B* 46.4 (Aug. 1988), S. 299–303.
- [23] K. Shimizu, H. Fukunaga und M. Blajan. „Biomedical applications of atmospheric microplasma“. In: *Current Applied Physics* 14 (2014). International Symposium of Plasma Biosciences 2013, S154–S161.
- [24] U. Kogelschatz. „Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 30.4 (2002), S. 1400–1408.
- [25] K. Buss. „Die elektrodenlose Entladung nach Messung mit dem Kathodenoszillographen“. In: *Archiv für Elektrotechnik* 26.4 (Apr. 1932), S. 261–265.
- [26] J.S. Townsend. *Electricity in Gases*. Clarendon Press, 1915.

- [27] B. Eliasson und U. Kogelschatz. „Modeling and applications of silent discharge plasmas“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 19.2 (1991), S. 309–323.
- [28] Massines, F., Gherardi, N., Naudé, N. und Ségur, P. „Recent advances in the understanding of homogeneous dielectric barrier discharges“. In: *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 47.2 (2009), S. 22805.
- [29] Marc Bogaczyk, Goran B. Sretenović und Hans-Erich Wagner. „Influence of the applied voltage shape on the barrier discharge operation modes in helium“. In: *The European Physical Journal D* 67.10 (Okt. 2013), S. 212.
- [30] Dongsoo Lee, Jin Myung Park, Sang Hee Hong und Yongho Kim. „Numerical simulation on mode transition of atmospheric dielectric barrier discharge in helium-oxygen mixture“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 33.2 (2005), S. 949–957.
- [31] R Bartnikas. „Note on discharges in helium under a.c. conditions“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 1.5 (Mai 1968), S. 659.
- [32] I. Radu, R. Bartnikas und M.R. Wertheimer. „Frequency and voltage dependence of glow and pseudoglow discharges in helium under atmospheric pressure“. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 31.6 (2003), S. 1363–1378.
- [33] Jichul Shin und Laxminarayan L. Raja. „Dynamics of pulse phenomena in helium dielectric-barrier atmospheric-pressure glow discharges“. In: *Journal of Applied Physics* 94.12 (Dez. 2003), S. 7408–7415.
- [34] Yu B Golubovskii, V A Maiorov, J Behnke und J F Behnke. „Modelling of the homogeneous barrier discharge in helium at atmospheric pressure“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 36.1 (Dez. 2002), S. 39.
- [35] Ulrich Kogelschatz und B Eliasson. „Fundamentals and applications of dielectric-barrier discharges“. In: *HAKONE VII Int. Symp. On High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry, Greifswald*. 2000.
- [36] K. Wu und L.A. Dissado. „Model for electrical tree initiation in epoxy resin“. In: *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* 12.4 (2005), S. 655–668.
- [37] J Reece Roth. *Industrial Plasma Engineering: Volume 2: Applications to Non-thermal Plasma Processing*. CRC Press, 2001.
- [38] P. F. Little. „Secondary Effects“. In: *Electron-Emission Gas Discharges I / Elektronen-Emission Gasentladungen I*. Springer Berlin Heidelberg, 1956.
- [39] Z Tang, W Lempert, R Miles und A Fedotov. „Flow tagging helium by multiphoton excitation“. In: *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 1988, S. 308.

- [40] L Dosoudilová u. a. „Investigation of helium barrier discharges with small admixtures of oxygen“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 48.35 (Aug. 2015), S. 355204.
- [41] Valérie Léveillé und Sylvain Coulombe. „Atomic Oxygen Production and Exploration of Reaction Mechanisms in a He-O₂ Atmospheric Pressure Glow Discharge Torch“. In: *Plasma Processes and Polymers* 3.8 (2006), S. 587–596.
- [42] G. Myers und A. J. Cunningham. „Quenching reactions of He(23S) and He2(23) metastables in the presence of N₂ and O₂“. In: *The Journal of Chemical Physics* 67.7 (Aug. 2008), S. 3352–3359.
- [43] U Fantz. „Basics of plasma spectroscopy“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 15.4 (Okt. 2006), S137–S147.
- [44] J. F. Ward und Irving J. Bigio. „Molecular second- and third-order polarizabilities from measurements of second-harmonic generation in gases“. In: *Phys. Rev. A* 11 (1 Jan. 1975), S. 60–66.
- [45] Arthur Dogariu, Benjamin M. Goldberg, Sean O’Byrne und Richard B. Miles. „Species-Independent Femtosecond Localized Electric Field Measurement“. In: *Phys. Rev. Appl.* 7 (2 Feb. 2017), S. 024024.
- [46] Stuart J. Foster und N. Bohr. „Application of quantum mechanics to the stark effect in helium“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 117.776 (1927), S. 137–163.
- [47] Marlous Hofmans und Ana Sobota. „Influence of a target on the electric field profile in a kHz atmospheric pressure plasma jet with the full calculation of the Stark shifts“. In: *Journal of Applied Physics* 125.4 (Jan. 2019), S. 043303.
- [48] G. O. Langstroth und Arthur Stewart Eve. „Relative intensities of stark components in helium“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 129.809 (1930), S. 70–91.
- [49] B.M. Obradović und M.M. Kuraica. „On the use of relative line intensities of forbidden and allowed components of several HeI lines for electric field measurements“. In: *Physics Letters A* 372.2 (2008), S. 137–140.
- [50] N Cvetanović, M M Martinović, B M Obradović und M M Kuraica. „Electric field measurement in gas discharges using stark shifts of He I lines and their forbidden counterparts“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 48.20 (Apr. 2015), S. 205201.

- [51] M. M. Kuraica und N. Konjević. „Electric field measurement in the cathode fall region of a glow discharge in helium“. In: *Applied Physics Letters* 70.12 (März 1997), S. 1521–1523.
- [52] B. M. Obradović, S. S. Ivković und M. M. Kuraica. „Spectroscopic measurement of electric field in dielectric barrier discharge in helium“. In: *Applied Physics Letters* 92.19 (Mai 2008), S. 191501.
- [53] Lorenzo J. Curtis. *Atomic Structure and Lifetimes: A Conceptual Approach*. Cambridge University Press, 2003.
- [54] L.J. Curtis, R.M. Schectman, J.L. Kohl, D.A. Chojnacki und D.R. Shoffstall. „New cascade analysis techniques for determining spontaneous atomic transition probabilities“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 90 (1970), S. 207–216.
- [55] Hans R. Griem. *Plasma spectroscopy*. eng. New York: McGraw-Hill New York, 1964.
- [56] A. W. Ali und H. R. Griem. „Theory of Resonance Broadening of Spectral Lines by Atom-Atom Impacts“. In: *Phys. Rev.* 140 (4A Nov. 1965), A1044–A1049.
- [57] N. Konjević. „Plasma broadening and shifting of non-hydrogenic spectral lines: present status and applications“. In: *Physics Reports* 316.6 (1999), S. 339–401.
- [58] Gordon Drake. „High Precision Calculations for Helium“. In: *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Hrsg. von Gordon Drake. New York, NY: Springer New York, 2006, S. 199–219.
- [59] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader und and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.8), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2017, April 9]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2020.
- [60] C O Laux, T G Spence, C H Kruger und R N Zare. „Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 12.2 (Feb. 2003), S. 125.
- [61] K-D Weltmann und Th von Woedtke. „Plasma medicine—current state of research and medical application“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 59.1 (Nov. 2016), S. 014031.
- [62] Annemie Bogaerts u. a. „The 2020 plasma catalysis roadmap“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 53.44 (Aug. 2020), S. 443001.
- [63] K. Niemi. „*Nachweis leichter Atome in reaktiven Plasmen mittels Zweiphotonen laserinduzierter Fluoreszenzspektroskopie unter besonderer Berücksichtigung der Absolutkalibrierung*“. Dissertation. Universitaet Duisburg-Essen, 2003.

- [64] J. W. Coburn und M. Chen. „Optical emission spectroscopy of reactive plasmas: A method for correlating emission intensities to reactive particle density“. In: *Journal of Applied Physics* 51.6 (Juli 2008), S. 3134–3136.
- [65] R. E. Walkup, K. L. Saenger und G. S. Selwyn. „Studies of atomic oxygen in O₂+CF₄ rf discharges by two-photon laser-induced fluorescence and optical emission spectroscopy“. In: *The Journal of Chemical Physics* 84.5 (März 1986), S. 2668–2674.
- [66] Arthur Greb, Kari Niemi, Deborah O’Connell und Timo Gans. „Energy resolved actinometry for simultaneous measurement of atomic oxygen densities and local mean electron energies in radio-frequency driven plasmas“. In: *Applied Physics Letters* 105.23 (2014), S. 234105.
- [67] H. M. Katsch u. a. „Detection of atomic oxygen: Improvement of actinometry and comparison with laser spectroscopy“. In: *Journal of Applied Physics* 88.11 (Dez. 2000), S. 6232–6238.
- [68] G J M Hagelaar und L C Pitchford. „Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 14.4 (Okt. 2005), S. 722–733.
- [69] James E Caplinger, Glen P Perram und Steven F Adams. „A combined actinometry approach for medium pressure N₂–O₂ plasmas“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 30.1 (Jan. 2021), S. 015008.
- [70] *Biagi (transcription of data from sf biagi’s fortran code, magboltz.)* www.lxcat.net/Biagi. Accessed: 2021-07-27.
- [71] J. Ethan Chilton, John B. Boffard, R. Scott Schappe und Chun C. Lin. „Measurement of electron-impact excitation into the 3p⁵4p levels of argon using Fourier-transform spectroscopy“. In: *Phys. Rev. A* 57 (1 Jan. 1998), S. 267–277.
- [72] Russ R. Laher und Forrest R. Gilmore. „Updated Excitation and Ionization Cross Sections for Electron Impact on Atomic Oxygen“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 19.1 (Jan. 1990), S. 277–305.
- [73] M. Bruce Schulman, Francis A. Sharpton, Sunggi Chung, Chun C. Lin und L. W. Anderson. „Emission from oxygen atoms produced by electron-impact dissociative excitation of oxygen molecules“. In: *Phys. Rev. A* 32 (4 Okt. 1985), S. 2100–2116.
- [74] T. Gans, Chun C. Lin, V. Schulz–von der Gathen und H. F. Döbele. „Phase-resolved emission spectroscopy of a hydrogen rf discharge for the determination of quenching coefficients“. In: *Phys. Rev. A* 67 (1 Jan. 2003), S. 012707.

- [75] N. Sadeghi, D. W. Setser, A. Francis, U. Czarnetzki und H. F. Döbele. „Quenching rate constants for reactions of Ar(4p[1/2]0,4p[1/2]0,4p[3/2]2, and 4p[5/2]2) atoms with 22 reagent gases“. In: *The Journal of Chemical Physics* 115.7 (2001), S. 3144–3154.
- [76] K Niemi, V Schulz-von der Gathen und H F Döbele. „Absolute atomic oxygen density measurements by two-photon absorption laser-induced fluorescence spectroscopy in an RF-excited atmospheric pressure plasma jet“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 14.2 (Apr. 2005), S. 375–386.
- [77] J G Eden und S-J Park. „Microcavity plasma devices and arrays: a new realm of plasma physics and photonic applications“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47.12B (Nov. 2005), B83.
- [78] Sebastian Dzikowski u. a. „Modular constructed metal-grid arrays—an alternative to silicon-based microplasma devices for catalytic applications“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 29.3 (März 2020), S. 035028.
- [79] J. Held. „*Hochaufgelöste Emissionsspektroskopie an einer High Power Impulse Magnetron Sputtering Entladung*“. Masterarbeit. Ruhr-Universitaet-Bochum, 2017.
- [80] Christopher Palmer. *Diffraction Grating Handbook, eighth edition*. März 2020.
- [81] Lord Rayleigh. „On the dynamical theory of gratings“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 79.532 (1907), S. 399–416.
- [82] A A Maradudin, I Simonsen, J Polanco und R M Fitzgerald. „Rayleigh and Wood anomalies in the diffraction of light from a perfectly conducting reflection grating“. In: *Journal of Optics* 18.2 (Jan. 2016), S. 024004.
- [83] R. Labenski. „*Laser-induzierte Beeinflussung der Ladungen in einer dielektrischen behinderten Oberflächenentladung bei Atmosphärendruck*“. Masterarbeit. Ruhr-Universitaet-Bochum, 2023.
- [84] David Steuer u. a. „2D spatially resolved O atom density profiles in an atmospheric pressure plasma jet: from the active plasma volume to the effluent“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 54.35 (Juni 2021), S. 355204.
- [85] Simon Kreuznacht, Marc Böke und Volker Schulz-von der Gathen. „Intra-cavity dynamics in a microplasma channel by side-on imaging“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 30.1 (Jan. 2021), S. 015014.
- [86] Yuri P Raizer und John E Allen. *Gas discharge physics*. Bd. 1. Springer, 1991.

-
- [87] Yu B Golubovskii, V A Maiorov, J Behnke und J F Behnke. „Influence of interaction between charged particles and dielectric surface over a homogeneous barrier discharge in nitrogen“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 35.8 (Apr. 2002), S. 751.
- [88] B. M. Obradović u. a. „Inhomogeneity in laboratory plasma discharges and Stark shift measurement“. In: *Astrophysics and Space Science* 361.1 (Dez. 2015), S. 42.
- [89] J Waskoenig u. a. „Atomic oxygen formation in a radio-frequency driven micro-atmospheric pressure plasma jet“. In: *Plasma Sources Science and Technology* 19.4 (Juni 2010), S. 045018.
- [90] Yingzhe Cui, Chijie Zhuang und Rong Zeng. „Electric field measurements under DC corona discharges in ambient air by electric field induced second harmonic generation“. In: *Applied Physics Letters* 115.24 (Dez. 2019), S. 244101.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit begleitet und unterstützt haben. Ein besonderer Dank geht dabei an:

- Jun.-Prof. Dr. Judith Golda, die mir diese Arbeit am Lehrstuhl für Experimentalphysik II ermöglicht hat und mich stets unterstützt und motiviert hat. Außerdem für die Schaffung einer sehr freundschaftlichen und hilfsbereiten Arbeitsatmosphäre in ihrer Arbeitsgruppe.
- Dr. Volker Schulz-von der Gathen für die unermüdliche Unterstützung sowie die unzähligen Dinge, die er mir über den gewissenhaften Umgang in der Wissenschaft sowohl in inhaltlicher als auch sozialer Hinsicht gelehrt hat. Zudem für die Übernahme der Zweitkorrektur dieser Masterarbeit.
- David Steuer für die großartige kompetente Betreuung und die Zeit, die er sich für Probleme jeglicher Art genommen hat. Außerdem für die vielen spaßigen Stunden auf dem Tennisplatz.
- Dr. Marc Böke für die hilfreichen Anregungen in den Meetings sowie die stetige Hilfsbereitschaft.
- Robin Labenski und Elia Jüngling, mit denen ich das Glück hatte die Zeit des Masterstudiums gemeinsam bewältigen zu dürfen.
- Allen Mitgliedern des Lehrstuhls, die für eine angenehme und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre gesorgt haben.

Außerdem bedanke ich mich herzlich bei meiner Familie und meinen Freunden für die stetige Unterstützung während meines gesamten Studiums und der Erstellung dieser Arbeit.