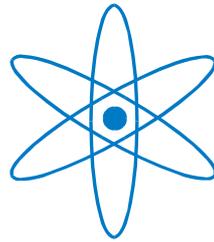


PHYSIK DEPARTMENT



**Lichtemission
elektronenstrahlunterstützter
Gasentladungen**

Diplomarbeit von

Thomas Dandl

November 2010



TECHNISCHE UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Lichtemission von Edelgasen, im Speziellen Krypton und Argon, welche durch eine kapazitiv ins Gas eingekoppelte Hochfrequenz(HF)-Leistung erzeugt wird. Um die Einkopplung zu ermöglichen, bzw. eine Entladung zu zünden, wurde ein Elektronenstrahl mit einer Teilchenenergie von 12keV durch eine dünne Silizium-Nitrid-Membran in das Targetgas eingeschossen. Das emittierte Licht wird mit einem Vakuum-Ultraviolett(VUV)-Monochromator in Kombination mit einem Photomultiplier, sowie einem Spektrometer für den UV-VIS-IR-Bereich (ultravioletter, sichtbarer und infraroter Spektralbereich) detektiert. Es werden zwei verschiedene Entladungsformen unterschieden. Bei vergleichsweise niedrigen HF-Leistungen kommt es zu einer zusätzlichen HF-Anregung, d.h. in diesem Fall löscht die Entladung mit dem Abschalten des Elektronenstrahls. Wird die HF-Leistung erhöht, kann eine selbständig brennende HF-Entladung gezündet werden. Hier kann nach dem Zündvorgang der Elektronenstrahl wieder abgeschaltet werden und die Entladung bleibt bestehen.

Die spektralen Veränderungen durch die zusätzliche HF-Anregung im Vergleich zur reinen Elektronenstrahlanregung werden für Krypton und Argon bei Atmosphärendruck detailliert beschrieben. Es kommt hierbei im VUV-Bereich zu einer Intensitätsabnahme des sogenannten zweiten Excimerkontinuums. Im Gegensatz dazu steigt die Intensität des sog. ersten Excimerkontinuums und des klassischen linken Umkehrpunktes (LTP). Auch das sog. dritte Excimerkontinuum erfährt eine Verstärkung und wird mit zunehmender Leistung zu kürzeren Wellenlängen verschoben. Im gesamten UV-VIS-IR-Bereich wurde die Entstehung einer weiteren Kontinuumsstrahlung beobachtet. Der Ursprung dieser Emission konnte nicht eindeutig geklärt werden, es werden allerdings Hinweise dafür gezeigt, dass es sich hierbei um ein Photorekombinationskontinuum handeln sollte.

Beim Übergang zur selbständig brennenden HF-Entladung treten erneut Modifikationen im Emissionsspektrum auf, welche für Argon bei Atmosphärendruck beschrieben werden. Es wird nun schlagartig deutlich mehr HF-Leistung ins Gas eingekoppelt, wodurch alle Strukturen im VUV- und im UV-VIS-IR-Bereich eine deutliche Verstärkung erfahren. Das Intensitätsverhältnis von erstem zu zweitem Kontinuum verschiebt sich mit steigender HF-Leistung zunehmend zum ersten Kontinuum. Auch die Verstärkung des dritten Kontinuums setzt sich weiter fort, und es wird nur noch eine Komponente mit Maximum bei ca. 190nm beobachtet. Bei dieser Form der Entladung kann der Elektronenstrahl abgeschaltet werden, ohne dass die Entladung löscht. Als einziger spektraler Effekt der Abwesenheit des Elektronenstrahls wurde hier das vollständige Verschwinden des dritten Kontinuums beobachtet.

Besonderes Interesse bei den hier beschriebenen Ergebnissen verdient die extrem hohe Intensität des ersten Kontinuums. In Argon besteht aufgrund dieses Effekts großes Potential, eine VUV-Lichtquelle in einem Wellenlängenbereich zu entwickeln, welcher mit den herkömmlichen Lichtquellen bislang kaum erreicht werden konnte, für den allerdings durchaus Bedarf herrscht, wie beispielsweise im Bereich der Drogen- und Sprengstoffdetektion.

Abstract

This thesis describes the light emission from noble gases, krypton and argon in particular, generated by a capacitively coupled radiofrequency (rf) plasma. An electron beam with a particle energy of 12keV is sent through a very thin silicon nitride membrane into the target gas, to enable the coupling of additional rf-power into the gas, and to ignite an rf-discharge. The emitted light is detected by a vacuum ultraviolet (VUV) monochromator in combination with a phototube as well as with another spectrometer, which is sensitive in the UV-VIS-IR range (ultraviolet, visible and infrared range). We distinguish two different types of discharges. For a low rf-power we get an additional rf-excitation, which disappears if the electron beam is switched off. For higher values of rf-power we get a self-sustained rf-discharge, which doesn't need the electron beam after its ignition.

Spectral modifications caused by the additional rf-excitation in comparison with electron beam excitation are described for krypton and argon at atmospheric pressure. In the VUV-range one observes a decrease in intensity of the so-called second excimer continuum. In contrast we get an increase in intensity of the so-called first excimer continuum and the so-called classical left turning point (LTP). The so-called third excimer continuum is enhanced as well and shifted to shorter wavelengths. Furthermore we observe the formation of a broad continuum covering the whole UV-VIS-IR-range. The origin of this continuum cannot be fully explained so far, but there are some hints, which suggest the assignment to a photorecombination continuum.

The ignition of the self-sustained rf-discharge causes some modifications in the emission spectrum again, which are presented in detail for the case of argon at atmospheric pressure. Briefly, the coupling of rf-power into the gas improves significantly, leading to an enhanced intensity of every observed emission in the VUV-range and in the UV-VIS-IR-range as well. The ratio in intensity of the first to the second continuum is shifted towards the first continuum with increased rf-power. A further enhancement of the third continuum could also be observed, but there is just one part of this continuum left with a maximum at about 190nm. In the case of self-sustained rf-discharge one can switch off the electron beam and the discharge still continues. The emission spectrum is quite the same without the electron beam. The disappearance of the third excimer continuum was the only modification, which was observed under these conditions.

The most interesting effect described in this work is the very high intensity of the first excimer continuum in the self-sustained rf-discharge. In the case of argon there is a high potential for the development of a new VUV-light-source emitting in a wavelength range, which could not be reached by conventional Excimer light sources, although this wavelength range is of great practical interest for example for the photoionization of molecules for the detection of drugs and explosives.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation.....	1
2	Theoretische Grundlagen.....	5
2.1	Excimermoleküle.....	5
2.1.1	Bildung der Excimermoleküle.....	5
2.1.2	Zerfall der Excimermoleküle.....	7
2.2	Weitere Emissionen von Edelgasen.....	8
2.2.1	Drittes Kontinuum.....	8
2.2.2	Linienstrahlung.....	10
2.3	Effekte der HF-Einkopplung.....	11
2.3.1	Heizung des Plasmas.....	11
2.3.2	Kontinuum im UV-VIS-IR-Bereich.....	12
3	Experimenteller Aufbau.....	15
3.1	Elektronenkanone.....	15
3.2	Gassystem.....	18
3.3	Hochfrequenztechnik.....	19
3.4	Diagnostik.....	21
3.4.1	Spektrometer für den UV-VIS-IR-Bereich.....	21
3.4.2	Spektrometer für den VUV-Bereich.....	22
3.4.3	Zeitaufgelöste Messung.....	23
4	Ergebnisse.....	25
4.1	Zusätzliche HF-Anregung.....	25
4.1.1	Effekte in Krypton.....	27
4.1.1.1	Verstärkung der atomaren Kryptonlinien.....	28
4.1.1.2	Entstehung und Verstärkung des Kontinuums im UV-VIS-IR-Bereich.....	29
4.1.1.3	Effekte im VUV-Spektrum.....	31
4.1.2	Effekte in Argon.....	34
4.1.2.1	Verstärkung der atomaren Argonlinien.....	35
4.1.2.2	Entstehung und Verstärkung des Kontinuums im UV-VIS-IR-Bereich.....	36
4.1.2.3	Effekte im VUV-Spektrum.....	38
4.1.3	Druckabhängigkeit der zusätzlichen HF-Anregung.....	40

4.1.4	Abhängigkeit der zusätzlichen HF-Anregung vom Elektronenstrahlstrom.....	41
4.2	Selbständige HF-Entladung in Argon	44
4.2.1	Effekte im sichtbaren und nahen UV-Bereich.....	45
4.2.1.1	Linienspektrum	46
4.2.1.2	Kontinuumsstrahlung.....	48
4.2.2	Effekte im VUV-Bereich.....	51
4.2.2.1	Erstes und Zweites Kontinuum	52
4.2.2.2	Drittes Kontinuum.....	54
4.2.3	Druckabhängigkeit der Lichtemission	54
4.2.4	Vergleich einer 1GHz- und einer 2,45GHz-Entladung.....	57
5	Ausblick	59
	Literaturverzeichnis	61
	Danksagung.....	63

1 Einleitung und Motivation

Neben der herkömmlichen Glühbirne waren Gasentladungslampen lange Zeit die Lichtquelle schlechthin. Mit der Entwicklung von Festkörperstrahlern (LEDs und OLEDs) begann jedoch ein starker Konkurrent heranzuwachsen, der langsam die Oberhand zu gewinnen scheint. Zumindest die aktuelle Forschung von Leuchtmittelkonzernen geht stark in diese Richtung [1]. In Bereichen, in denen hohe Lichtleistung und Brillanz gefordert sind, wie beispielsweise Projektorlampen und Autoscheinwerfer, führt allerdings immer noch kein Weg an der Gasentladungslampe vorbei.

Auch ein etwas weniger gebräuchlicher Wellenlängenbereich, der Vakuumultraviolett-(VUV)-Bereich, mit Wellenlängen kürzer als ca. 190nm, wird noch von Gasentladungslampen, speziell von sogenannten Excimerlichtquellen, dominiert. Als Excimere kommen hierbei Edelgase und Edelgas-Halogenide zum Einsatz, welche sich allesamt durch eine intensive Lichtemission im VUV-Bereich auszeichnen. Eine Übersicht der Emissionsspektren von Edelgasen im VUV-Bereich ist in Abbildung 1 dargestellt. Hier zeigt sich, dass fast der gesamte Wellenlängenbereich von 60 bis 190nm durch Excimerlichtquellen abgedeckt werden kann. Lediglich ein schmaler Bereich unterhalb von etwa 120nm bildet hier eine Ausnahme.

Solche VUV-Lichtquellen finden bereits vielfach Anwendung, wie beispielsweise bei photochemischen Prozessen [2, 3] oder der Oberflächenbehandlung [4, 5]. Ein weiteres, aktuelles Anwendungsgebiet mit großem Potential für diese Lichtquellen stellt die Drogen- und Sprengstoffdetektion dar. Um solche Gefahrstoffe in einem Massenspektrometer nachweisen zu können, ist es zunächst notwendig, diese zu ionisieren, wobei die zu untersuchenden Moleküle nicht zerstört werden sollten. Dies bereitet jedoch bekannten Methoden wie Elektronenstoßionisation erhebliche Probleme. Eine VUV-Lichtquelle kann diesen Schwachpunkt beheben, indem sie gezielt Strahlung im Bereich der Ionisierungsenergie der Gefahrstoffmoleküle bereitstellt, wodurch diese intakt bleiben. Der hier benötigte Wellenlängenbereich liegt für einige Sprengstoffmoleküle zwischen 110 und 120nm und somit genau in dem Bereich, der durch Excimerlichtquellen bisher kaum erreicht werden. Dieser Bereich deckt sich jedoch mit dem sogenannten ersten Excimerkontinuum von Argon, weshalb sich ein großer Teil der vorliegenden Arbeit mit dieser Emission beschäftigt.

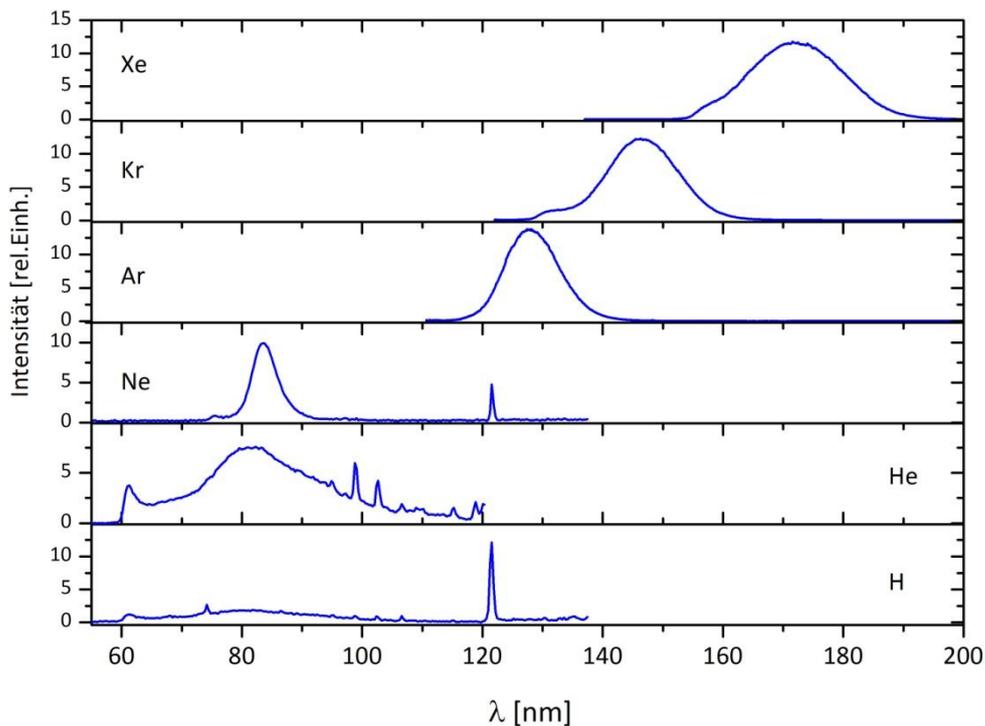


Abbildung 1: Darstellung der VUV-Spektren der Edelgase Xenon, Krypton, Argon, Neon und Helium, sowie von Wasserstoff mit der charakteristischen Lyman- α -Linie

Das Emissionsverhalten von Edelgasexcimermolekülen wurde bereits vielfach studiert. Dabei wurden verschiedene Möglichkeiten der Anregung verwendet, wie beispielsweise Elektronen- [6], Protonen- [7] und Ionenstrahlen [8], sowie radioaktive Quellen [9, 10]. Weitere Möglichkeiten der Excimerbildung stellen die Dielektrisch-Behinderten-Entladungen (DBD) [11], die Mikrohohlkathodenentladungen [12-14] oder die Koronaentladungen [15] dar.

Die Zielsetzung, eine intensive und zugleich kompakte Lichtquelle zu entwickeln, beschränkt die Wahl der Teilchenstrahlanregung auf Elektronen. Aber auch hier steht man vor dem Problem, dass der Elektronenstrahl in einer Vakuumkammer erzeugt werden muss und somit durch ein Trennmateriale, in dem wieder ein beträchtlicher Teil der Energie verloren geht, in das Gasvolumen eingeschossen werden muss.

Dieses Problem konnte bereits vor einigen Jahren durch die Verwendung von sehr dünnen Siliziumnitridmembranen gelöst werden. Durch die geringe Dicke der Keramikfolien von nur ca. 300nm verlieren die transmittierten Elektronen, selbst bei einer niedrigen Beschleunigungsspannung von ca. 12kV, nur ca. 15% ihrer Energie [16]. Somit konnte eine kompakte VUV-Lichtquelle entwickelt werden, welche bei der Firma OPTIMARE Analytik GmbH & Co. KG bereits kommerziell erhältlich ist (<http://www.optimare.de/cms/en/divisions/alk/alk-products/e-lux.html>). Die Lichtausbeute dieser Lichtquelle im VUV-Bereich von ca. 30% bei Argon und sogar ca. 40% bei Krypton [17], zeigt die große Effizienz dieser Technologie.

Für die Photoionisation von manchen Gefahrstoffmolekülen ist Licht im Wellenlängenbereich von ca. 110-120nm nötig. In diesem Bereich ist die Lichtleistung der Lichtquelle noch zu gering. Darüber hinaus muss eine Überhitzung der Folie vermieden werden, weshalb die maximale Leistung des Elektronenstrahls bei einer Folienfläche von 0,5mm² auf ca. 100mW begrenzt. Dies motiviert die Suche nach einer Methode zur Erhöhung der einkoppelbaren Leistung ins Gasvolumen, um die Nachweisempfindlichkeit eines möglichen Sprengstoffdetektors zu erhöhen, sowie zur Erweiterung des Emissionsbereichs auf unter 116nm. Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Möglichkeit, mit der beide Zielsetzungen bestens erfüllt werden.

Als Lösungsansatz hierfür wurde eine frühere Idee aus unserer Gruppe wieder aufgegriffen, bei der Thomas Ottenthal zusätzlich zum Elektronenstrahl ein Hochfrequenzfeld (HF-Feld) in das Gas einkoppelte, mit dem Ziel, eine effiziente Lichtquelle im sichtbaren Bereich zu entwickeln¹. Ein Teil der vorliegenden Arbeit befasst sich mit der Wiederholung bzw. Weiterführung dieser Versuche und beschreibt die spektralen Effekte im VUV- und auch UV-VIS-IR-Bereich, die durch die zusätzliche Einkopplung von HF-Leistung beobachtet werden können.

Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich mit einer neu entwickelten Technologie. Hierbei wurde der Elektronenstrahl zur Zündung einer selbständig brennenden HF-Entladung verwendet, welche eine überraschend hohe Lichtemission im Bereich unterhalb von 116nm (für Argon) zeigt, wodurch deren großes Potential als VUV-Lichtquelle deutlich wird. Auch für diese Entladung werden die beobachteten Effekte sowohl im VUV-Bereich, als auch im UV-VIS-IR-Bereich detailliert beschrieben und erste Ansätze zur Klärung physikalischer Grundlagen gegeben.

¹ Diese Arbeit wurde von der Phillips GmbH gefördert

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Excimermoleküle

Zunächst sollen hier einige Grundlagen zu den Excimermolekülen diskutiert werden. Der Name stammt aus einer Kombination der beiden Wörter „excited“ (angeregt) und „dimer“ (zweiatomiges Molekül), bezeichnet also ein angeregtes, zweiatomiges Molekül. Die Excimere weisen jedoch noch eine weitere Eigenschaft auf: Sie besitzen einen repulsiven Grundzustand, d.h. das Molekül ist nur im angeregten Zustand stabil gebunden. Somit ist offensichtlich, dass eine Möglichkeit der Excimermolekülbildung auf der Anregung von Edelgasen beruht, da diese keine freien Valenzelektronen besitzen und somit im Grundzustand nur eine sehr schwache Van-der-Waals-Bindung eingehen. Die Edelgase sind aufsteigend nach ihrer Massenzahl He, Ne, Ar, Kr und Xe. Der Potentialverlauf für den Grundzustand mit der schwachen van-der-Waals-Bindung und den ersten angeregten Zuständen ist in Abbildung 2 [18] am Beispiel von Argon gezeigt. In den Potentialtöpfen kann jeweils eine Vielzahl von Vibrationsniveaus besetzt werden.

2.1.1 Bildung der Excimermoleküle

In dem hier beschriebenen Versuchsaufbau werden im ersten Teil die Excimermoleküle mittels Elektronenstrahlanregung gebildet. Es wurde überwiegend mit Argon experimentiert. Deshalb wird die Excimerentstehung am Beispiel von Argon gezeigt. Diese kann im Wesentlichen über zwei Wege geschehen. Zum Einen von einem Argonion ausgehend, oder im zweiten Prozess direkt über ein angeregtes Argonatom.

Im ersten Prozess bildet sich aus einem durch Stoßionisation primär erzeugten Argonion und zwei neutralen Argonatomen in einem Dreikörperstoß ein Molekülion:



Das dritte Teilchen wird hierbei dazu benötigt, die überschüssige Bindungsenergie des Molekülions aufzunehmen.

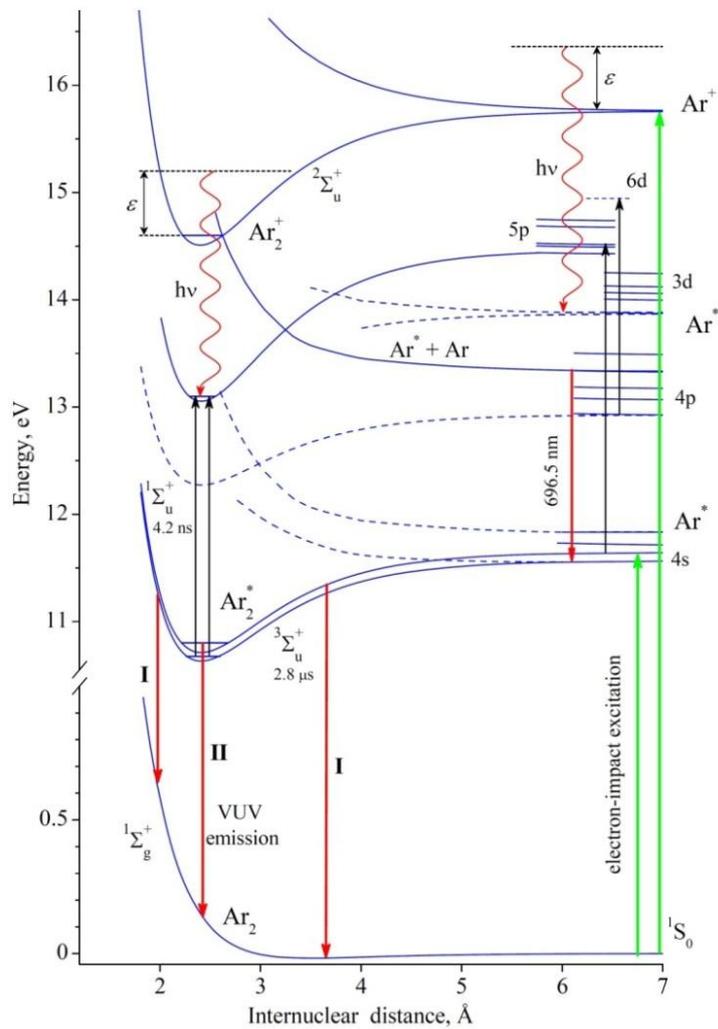
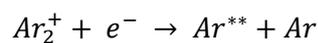
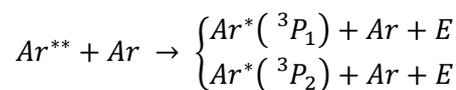


Abbildung 2: Schematisch Darstellung der Excimerbildung in Argon (grafische Darstellung nach Lisovski [18]; Beispiele für Elektronenstrahlanregung sind durch die grünen Pfeile dargestellt; „II“ gibt den optischen Übergang für das zweite Excimerkontinuum an; LTP und erstes Kontinuum sind durch „I“ gekennzeichnet

Die Molekülonen rekombinieren mit freien Elektronen zu hoch angeregten neutralen Molekülen, die sofort dissoziieren:

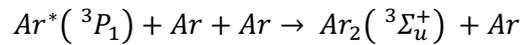
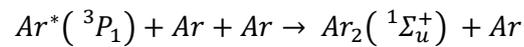


Das hoch angeregte Atom kann nun strahlend oder durch Stoßabregung in zwei niedrig angeregte Atome übergehen (*E* steht hierbei für die Energie *hν* des emittierten Photons beim strahlenden Zerfall bzw. für die kinetische Energie der Argonatome bei der Stoßabregung):



Im zweiten Entstehungsprozess werden die angeregten und auch die hochangeregten Argonatome direkt durch Stoßanregung gebildet. Von nun an verlaufen beide Varianten

identisch. Aus diesen beiden Zuständen entstehen nun die Excimermoleküle im Singulett- bzw. Triplettzustand:



2.1.2 Zerfall der Excimermoleküle

Die Excimermoleküle besetzen direkt nach ihrer Bildung in dem Potential zunächst hochangeregte Vibrationsniveaus. Ein optischer Übergang aus diesen Niveaus zum repulsiven Grundzustand (siehe Abbildung 2) führt im VUV-Spektrum (siehe Abbildung 3) zu dem sogenannten ersten Excimerkontinuum und dem sog. klassischen linken Umkehrpunkt (LTP = left turning point). Der LTP ist eine relativ schwache Struktur im Spektrum, da die Potentialverläufe von Anfangs- und Endzustand für diesen Übergang sehr steil verlaufen und somit die Wellenfunktion an dieser Stelle klein ist. In Kombination mit dem Franck-Condon-Prinzip führt dies hier zu einer relativ geringen Übergangswahrscheinlichkeit. Die Form des LTP im Spektrum wird häufig durch mehrere, nahe beieinander liegende, atomare Kohlenstofflinien bei ca. 156nm verfälscht und wirkt dadurch meist etwas zu spitz.

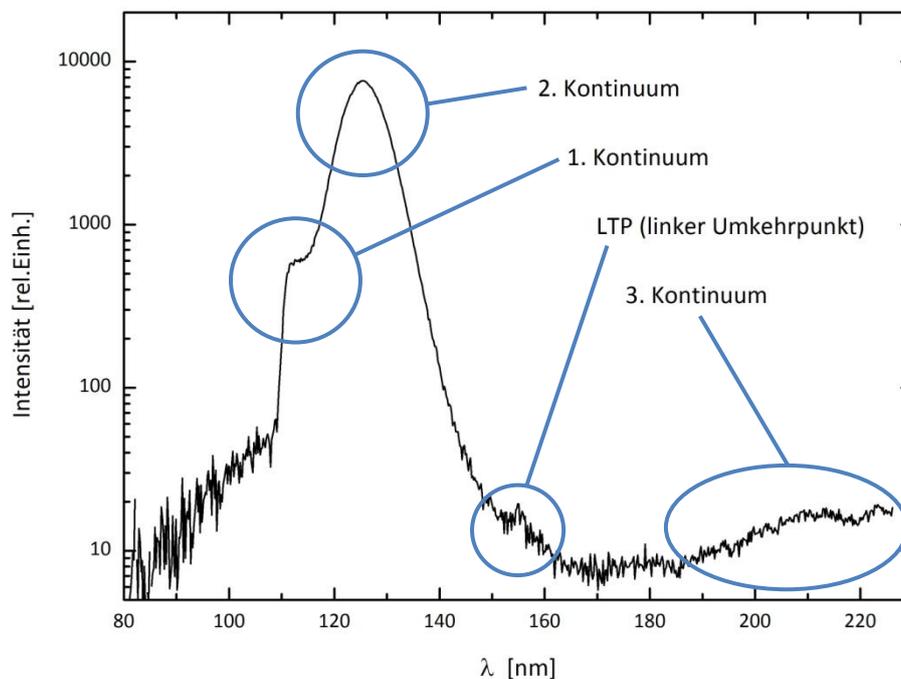


Abbildung 3: VUV-Emissionsspektrum von Argon bei reiner Elektronenstrahlanregung; die zugehörigen optischen Übergänge zum ersten und zweiten Kontinuum, sowie zum LTP sind in Abbildung 2 dargestellt

Der zum ersten Kontinuum führende Übergang hingegen geht von einem relativ flachen Potentialverlauf aus und führt in das Van-der-Waals-Minimum des Grundzustands; hier ist die Wellenfunktion groß. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang und somit auch die Intensität der zugehörigen Emission im VUV-Spektrum ist somit deutlich höher als die für den LTP, obwohl sie von denselben Vibrationsniveaus ausgeht. An der hochenergetischen, linken Seite des ersten Kontinuums entsteht durch die Resonanzlinien von Argon bei 104,8 und 106,7nm eine sehr steile Kante. Licht im Bereich dieser Wellenlängen ist in der Lage, neutrale Argonatome aus dem Grundzustand in die metastabilen 4s-Niveaus anzuregen, weshalb ein großer Teil dieses Lichts vor allem im Gasvolumen zwischen der Entladung und dem Spektrometer wieder absorbiert wird.

Ein Großteil der Excimermoleküle in den hochangeregten Vibrationsniveaus gelangt durch Stoßprozesse in energetisch tiefere Vibrationsniveaus und zerfällt von dort aus strahlend in den repulsiven Grundzustand. Dieser Übergang führt zu dem, das VUV-Spektrum bei hohen Gasdichten dominierenden, zweiten Excimerkontinuum (siehe Abbildung 3). Beide angeregten Zustände des Excimermoleküls, Singulett und Triplett, tragen zu dieser Emission bei, besitzen jedoch sehr unterschiedliche Lebensdauern. Die Lebensdauer des Singulettzustandes beträgt $\tau_s = 4,2\text{ns}$ [19]. Da für den Übergang aus dem Triplettzustand in den Grundzustand eine Spinänderung nötig ist, ist dessen Lebensdauer mit $\tau_T = 2,2\mu\text{s}$ [20] deutlich länger.

Die Form des VUV-Spektrums von Edelgasen ist leicht temperaturabhängig. Eine Erhöhung der Gastemperatur führt zu einer verstärkten Besetzung der höher angeregten Vibrationsniveaus, für die der Potentialtopf zunehmend breiter wird. Somit nimmt mit steigender Temperatur auch die Halbwertsbreite des zweiten Kontinuums zu [21]. Die Lage des Maximums verschiebt sich aufgrund der Anharmonizität des Potentials etwas zu kürzeren Wellenlängen hin, da für Übergänge aus höheren Vibrationsniveaus auf der rechten Seite des Potentialminimums die Energiedifferenz zum Grundzustand größer ist.

2.2 Weitere Emissionen von Edelgasen

2.2.1 Drittes Kontinuum

Eine weitere Kontinuumsemission, die in Edelgasen beobachtet werden kann (siehe Abbildung 3), ist das sog. dritte Excimerkontinuum. Es entsteht in Argon durch strahlende Übergänge von doppelt ionisierten Molekülen (Ar_2^{++} sowie Ar_3^{++}) bzw. von angeregten, einfach ionisierten Molekülen (Ar_2^{+*} sowie Ar_3^{+*}) und wurde in [22] ausführlich untersucht. Der Anteil des dritten Kontinuums, der in den hier beschriebenen Messungen beobachtet wurde, beruht auf den Ar_2^{++} -Molekülen, welche im Spektrum ein Maximum bei etwa 190nm erzeugen. Eine schematische Darstellung dieses optischen Übergangs ist in Abbildung 4 gezeigt.

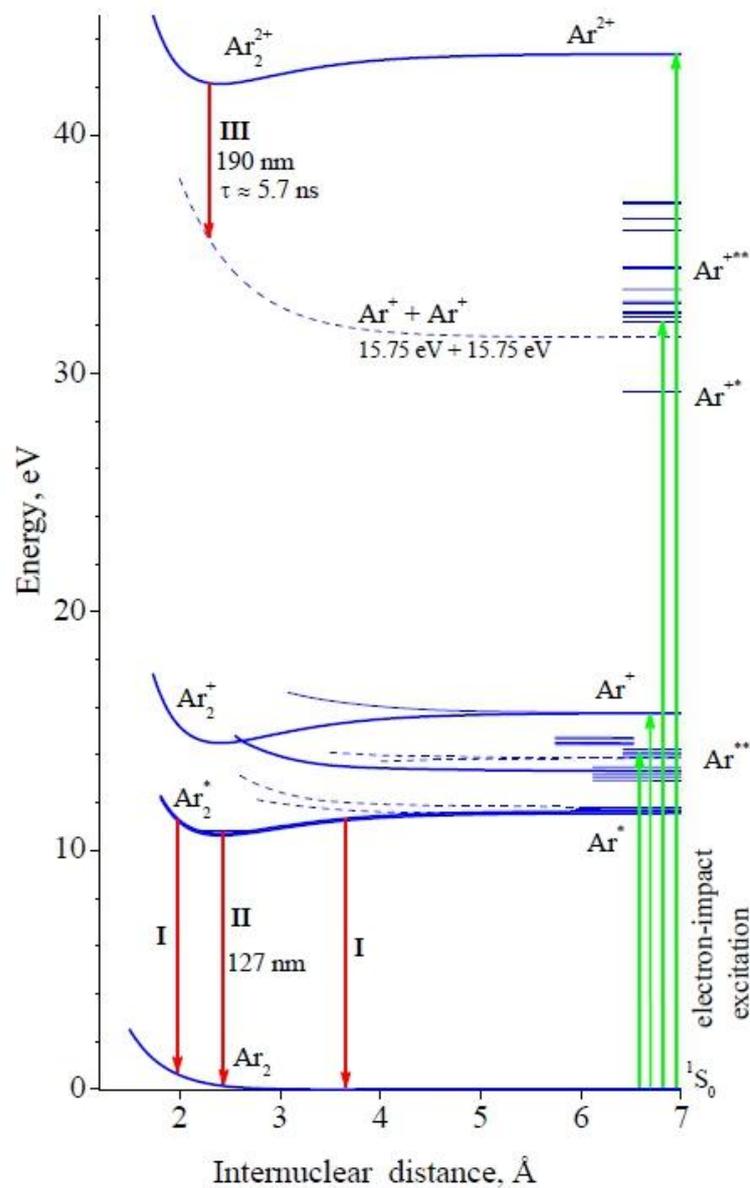
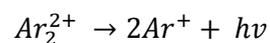
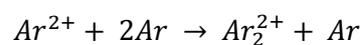


Abbildung 4: Entstehung einer Komponente des dritten Excimerkontinuums („III“) in Argon (grafische Darstellung nach Lisovski [18]); das Diagramm entspricht Abbildung 2 mit einer erweiterten Darstellung der y-Achse

Die zugehörigen Reaktionen für Bildung und Zerfall dieser Molekülonen sind wie folgt [23], wobei X für das Anregungsteilchen steht:



Bei der reinen Elektronenstrahlanregung wird das dritte Kontinuum überwiegend durch Argon-Cluster erzeugt, die aus drei Atomen bestehen. Dies führt zu einer Emission bei längeren Wellenlängen, wie in Abbildung 3 zu sehen ist. Die Intensität dieser Struktur ist abhängig von der

Energie der Anregungsteilchen. Dies legt nahe, dass beispielsweise bei einer Anregung mit Schwerionenstrahlen [24] das dritte Kontinuum deutlich stärker zu beobachten ist als bei der reinen Elektronenstrahlanregung.

2.2.2 Linienstrahlung

Die dominante Linienstrahlung in Edelgasen ist auf optische Übergänge in neutralen Atomen zurückzuführen. In Argon sind dies Übergänge von den 4p- in die 4s-Niveaus, wie in Abbildung 2 angedeutet. In Abbildung 5 sind alle beobachteten 4p-4s-Übergänge schematisch dargestellt und die zugehörigen Wellenlängen des emittierten Lichts angegeben. Die gestrichelte Linie trennt die angeregten Singulett-Niveaus auf der linken Seite von den angeregten Triplet-Zuständen auf der rechten Seite.

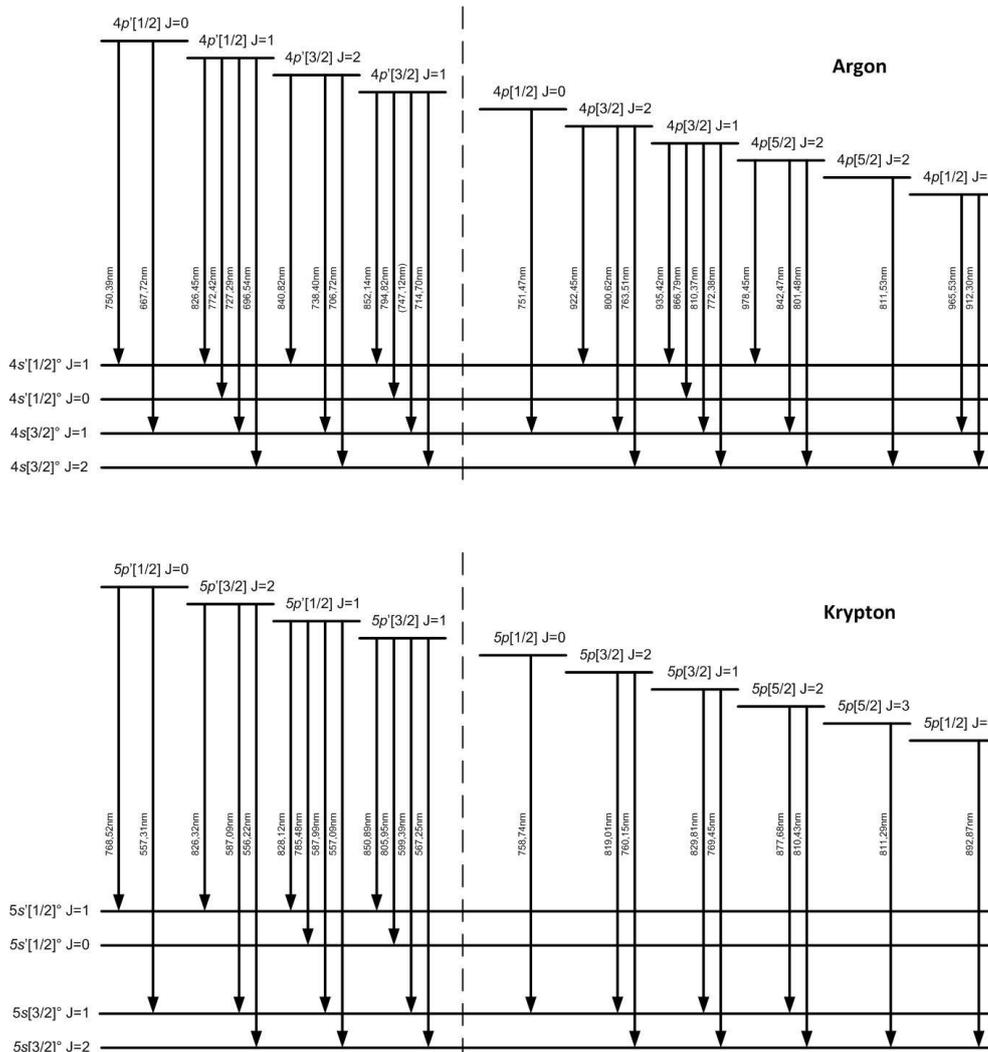


Abbildung 5: Schematische Darstellung der zu den intensivsten atomaren Argon- und Kryptonlinien zugehörigen Niveaus und Übergänge (die gestrichelte Linie trennt die angeregten Singulett-Zustände (links) von den Triplet-Zuständen (rechts))

Die Besetzung der angeregten Zustände erfolgt im Wesentlichen über zwei Prozesse. Zum Einen geschieht sie, wie in Abschnitt 2.1.1 beschrieben, durch Stöße von schnellen Elektronen mit Atomen im Grundzustand, wodurch die Zustände entweder direkt bevölkert werden, oder indirekt über die Bildung von Argonionen. Zum Anderen können bereits gekühlte und somit langsamere Elektronen die hochangeregten Zustände durch Stöße mit bereits angeregten Argonatomen in den metastabilen 4s-Zuständen besetzen.

Das zweite Gas, welches in den hier beschriebenen Messungen untersucht wurde ist Krypton. Zur atomaren Linienstrahlung führen optische Übergänge, welche zu denen in Argon analog sind. In Krypton sind dies die Übergänge aus den 5p- in die 5s-Niveaus. Auch diese optischen Übergänge mit den zugehörigen Wellenlängen sind in Abbildung 5 schematisch dargestellt.

2.3 Effekte der HF-Einkopplung

2.3.1 Heizung des Plasmas

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine Kombination aus Elektronenstrahlanregung und HF-Anregung. Der qualitative Verlauf der Elektronenenergieverteilung EEDF (electron energy distribution function) im Gasvolumen für die verschiedenen Entladungsformen ist in Abbildung 6 gezeigt.

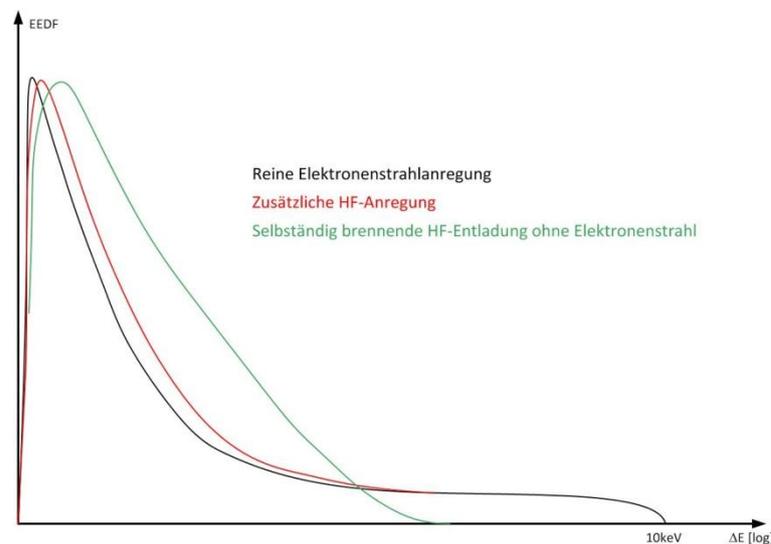


Abbildung 6: Qualitativer Verlauf der EEDF für die verschiedenen Entladungsformen

Diese Darstellung veranschaulicht, dass die ins Gas geschossenen Elektronen ihre Energie sehr schnell durch Stöße abgeben, da nur ein geringer Anteil an Elektronen mit hoher Energie vorhanden ist. Aufgrund der raschen Kühlung der schnellen Elektronen und der Erzeugung

zahlreicher, langsamerer Sekundärelektronen ist die EEDF bei relativ niedrigen Energien, letztlich etwa vergleichbar zur Zimmertemperatur, am höchsten.

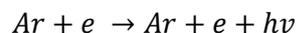
Eine zusätzlich eingekoppelte HF-Leistung führt nun zu einer Heizung der Elektronen, also zu einer leichten Verlagerung des Maximums zu höheren Energien. Durch die somit erhöhte Elektronentemperatur werden wiederum über Stöße vermehrt Argonatome in angeregte bzw. höher angeregte Zustände und Argonmoleküle in energetisch höher liegende Vibrationsniveaus befördert. Dies führt zu einer Verstärkung der Linienstrahlung, sowie zu einer Intensitätsverschiebung vom zweiten auf das erste Excimerkontinuum. In diesem Regime löscht die Entladung jedoch, sobald der Elektronenstrahl abgeschaltet wird, da die HF-Leistung alleine noch nicht ausreicht, um genügend Atome aus dem Grundzustand zu ionisieren und somit den Prozess aufrecht zu erhalten.

Erst mit dem Überschreiten einer gewissen Zündbedingung kann genügend HF-Leistung ins Gas eingekoppelt werden, um auch nach dem Abschalten des Elektronenstrahls die Rekombinationsprozesse durch die Ionisierung von Argonatomem auszugleichen. Durch das Abschalten des Elektronenstrahls verschwindet in Abbildung 6 der hochenergetische Anteil der EEDF. Dennoch ist die Elektronentemperatur aufgrund der starken Heizung des Plasmas durch die HF-Leistung deutlich höher als in den anderen beiden Entladungsformen. In diesem Regime kann die Entladung also auch ohne Elektronenstrahl aufrecht erhalten werden, und es wird von einer selbständig brennenden HF-Entladung gesprochen.

2.3.2 Kontinuum im UV-VIS-IR-Bereich

Durch das Anlegen der HF-Leistung kommt es zudem zu einer Kontinuumsstrahlung, welche sich über den gesamten UV-VIS-IR-Bereich (ultravioletter, sichtbarer und IR-Bereich) erstreckt. Als Ursache für ein solches Kontinuum kommen nach [18] im Wesentlichen die folgenden drei Prozesse in Frage:

- Bremsstrahlung an Atomen (die Elektronen verlieren einen Teil ihrer kinetischen Energie durch die Wechselwirkung mit Atomen)



- Bremsstrahlung an Ionen (die Elektronen werden im elektrischen Feld der Ionen gestreut)



- Photorekombination (Einfang von Elektronen durch Ionen mit anschließendem Übergang in einen gebundenen Zustand)



Nach [25] ist in unserem Druckbereich (überwiegend wurde bei Atmosphärendruck gemessen) die Bremsstrahlung an Atomen zu vernachlässigen und auch die Bremsstrahlung an Ionen sollte

vor allem zu kürzeren Wellenlängen hin hinter der Photorekombination zurückbleiben, womit diese die wahrscheinlichste Ursache für das Kontinuum darstellt.

Das Verhältnis von atomaren Ionen zu Molekülionen sollte in diesem Regime deutlich bei den Molekülionen liegen [18]. Dies führt zu dem Problem, dass der Wirkungsquerschnitt für die Photorekombination nicht bekannt ist. Für atomare Ionen sind die Werte für die Wirkungsquerschnitte der Photoionisation σ_n^{Ion} aus dem atomaren Niveau n in [26] angegeben. Aus diesen Werten können die Wirkungsquerschnitte für Photorekombination σ_n^{Rek} berechnet werden, da nach [18] gilt:

$$\sigma_n^{Rek} \sim \frac{\sigma_n^{Ion}}{\sqrt{E_{Elektron}}}$$

In [18] ist anhand dieser Werte der theoretische Verlauf des Photorekombinationskontinuums berechnet worden, welcher allerdings nur auf beispielsweise eine Bogenentladung zutrifft, da hier überwiegend atomare Ionen vorliegen. Für Molekülionen liegen in der Literatur leider keine Werte für die Wirkungsquerschnitte von Photorekombination oder Photoionisation vor, was eine eindeutige Aussage über den Ursprung des Kontinuums in den in dieser Arbeit beschriebenen Entladungsformen erschwert.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der zur Untersuchung der Lichtemission elektronenstrahlunterstützter Gasentladungen in Argon und Krypton verwendete Versuchsaufbau beschrieben. Eine schematische Darstellung dieses Aufbaus ist in Abbildung 7 gezeigt. Der Elektronenstrahl einer Elektronenkanone wurde durch eine 300nm dünne SiN-Membran in die Gaszelle eingeschossen. Die dort auftretende Leuchterscheinung konnte durch ein Sichtfenster beobachtet bzw. fotografiert werden. Zur Aufnahme von Spektren wurden sowohl ein VUV-Spektrometer, als auch ein Spektrometer für den ultravioletten, den sichtbaren und den Infrarot-Bereich (UV-VIS-IR-Bereich) an die Zelle montiert. Das Gas wurde durchgehend in einem Kreislauf durch einen Gasreiniger gehalten, wobei der Monochromator des VUV-Spektrometers in dieses Gassystem integriert war. Der Elektronenkanone gegenüberliegend wurde in der Testzelle eine Aluminiumelektrode angebracht, über die die HF-Leistung eingekoppelt wurde. Der Frequenzgenerator und der Verstärker des HF-Systems wurden durch einen Zirkulator vor reflektierter Leistung geschützt und ein Richtkoppler diente zur Abschätzung der eingestrahnten HF-Leistung. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten detailliert beschrieben.

3.1 Elektronenkanone

Die Zündung der in dieser Arbeit beschriebenen HF-Entladungen erfolgte mittels Elektronenstrahl. Die reine Elektronenstrahlanregung diente darüber hinaus der Aufnahme von Vergleichsspektren. Zur Erzeugung des Elektronenstrahls wurde eine kommerziell erhältliche Elektronenkanone der Firma Richardson Electronics (Abbildung 9) bei einer Beschleunigungsspannung von 12kV verwendet. Aufgrund der Verwendung eines neuartigen Eintrittsfensters, welches das Vakuum der Elektronenkanone von dem Gastarget trennt, war bereits diese niedrige Beschleunigungsspannung ausreichend um die hier diskutierten Messungen durchzuführen.

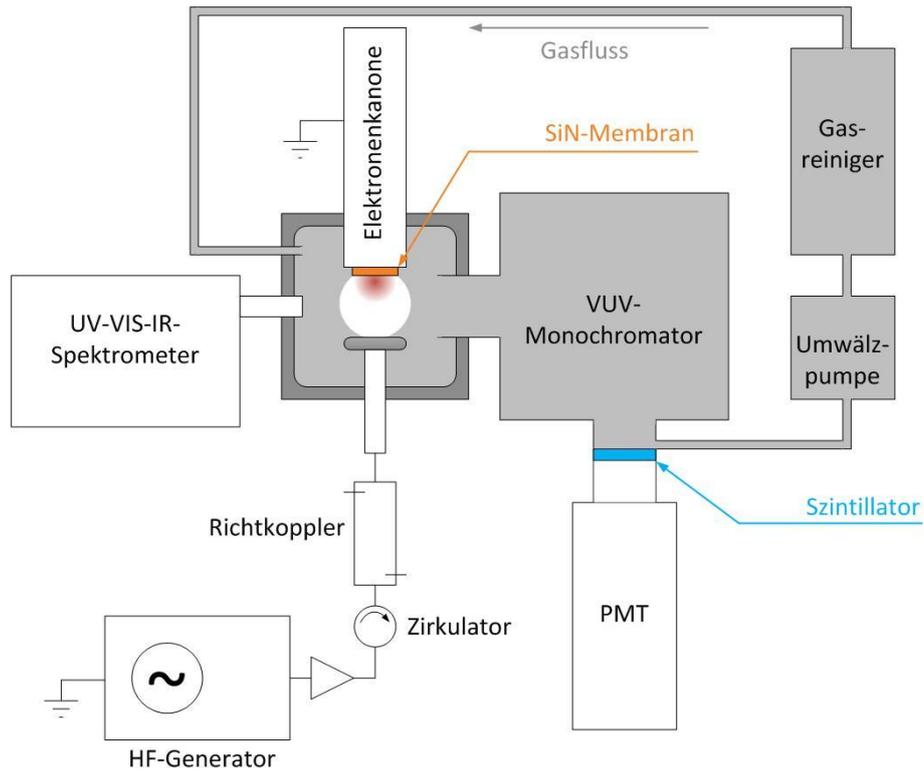


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

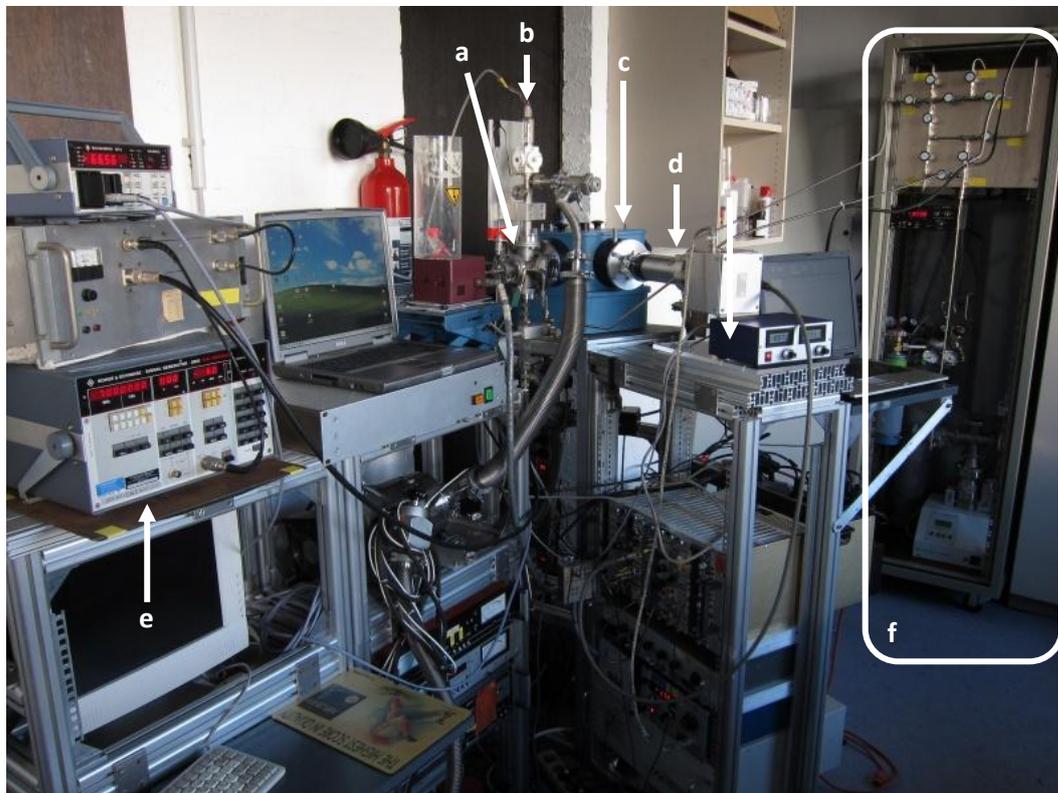


Abbildung 8: Foto des Versuchsaufbaus mit a: Testzelle b: Elektronenkanone c: VUV-Monochromator d: Photomultiplier e: HF-Generator (1GHz-System) f: Gassystem

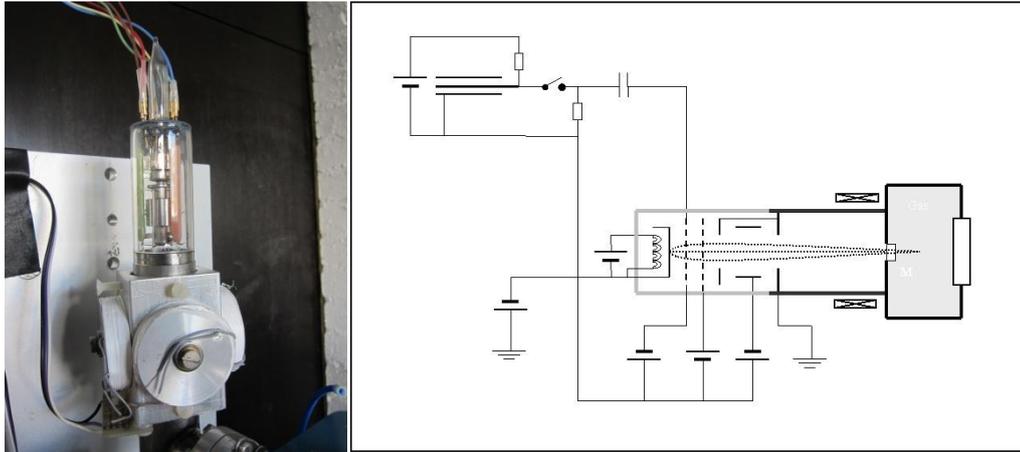


Abbildung 9: links: Foto der in diesem Versuch verwendeten Elektronenkanone; gut zu erkennen sind auch die Spulen, mit denen der Elektronenstrahl durch die kleine Membran „gefädelt“ wurde; rechts: zugehörige Skizze der Elektronenkanone mit Netzteil, Ablenspulen und Gastarget [27];

Die Eintrittsfenster bestehen überwiegend aus Siliziumnitrid (Si_3N_4) und ermöglichen es, durch ihre geringe Dicke von 300nm, dass die transmittierten Elektronen, trotz der niedrigen Beschleunigungsspannung, nur etwa 15% ihrer Energie verlieren [16]. Bei der Fertigung dieser Membranen wird eine Si_3N_4 -Schicht, aus Stabilitätsgründen zusammen mit einer SiO_2 -Schicht, auf einen Siliziumwafer aufgebracht und anschließend das Silizium in unterschiedlichen Strukturen weggeätzt (Abbildung 10 links). In dem hier beschriebenen Versuchsaufbau wurde ein $5 \times 5 \text{mm}^2$ großes Waferstück mit einer $0,7 \times 0,7 \text{mm}^2$ großen Siliziumnitridmembran (Abbildung 10 rechts) auf die Spitze der Elektronenkanone aufgeklebt. Trotz ihrer geringen Dicke erlauben die Membranen einen maximalen Druckunterschied von bis zu 10bar und Elektronenströme bis ca. $10 \mu\text{A}$. Typische Gasdrücke für die hier beschriebenen Experimente sind 0,5 bis 1,3bar und Strahlströme von $5 \mu\text{A}$.

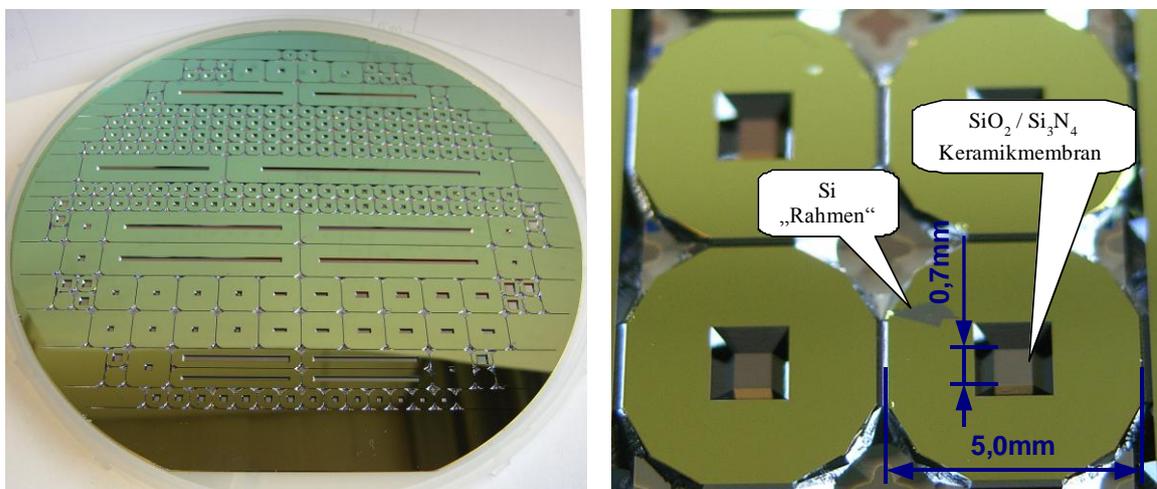


Abbildung 10: links: Foto eines Siliziumwafers mit unterschiedlich Membrangeometrien; rechts: vergrößerter Ausschnitt mit vier Membranen mit den in dem hier beschriebenen Versuchsaufbau verwendeten Abmessungen

Die Erzeugung der Elektronen in der Elektronenkanone geschieht mittels einer Glühkathode, welche mit einer Heizspannung von ca. 6,3V betrieben wurde. Drei Gitter dienen zur Beschleunigung bzw. zur Fokussierung des Elektronenstrahls. Eine schematische Darstellung der Elektronenkanone ist in Abbildung 9 rechts gezeigt. Zur Vermeidung von elektrischen Überschlügen in der Elektronenkanone wurde das Vakuum bei ca. 10^{-6} mbar oder besser gehalten. Dies erforderte nach längeren Nutzungspausen vor der Wiederinbetriebnahme ein Aufheizen der Glühkathode ohne angelegte Beschleunigungsspannung, wodurch darauf abgelagerte Verunreinigungen abgelöst wurden.

Die Steuerung der Elektronenkanone erfolgte über ein Hochspannungsnetzgerät, welches neben dem normalen Gleichstrombetrieb auch einen Pulsbetrieb mit einer Frequenz von bis zu 10kHz und einer Pulslänge von bis zu 5ns herab ermöglichte.

Zur Justierung der Richtung des Elektronenstrahls durch die Membran wurden außen an der Röhre der Elektronenkanone vier Spulen angebracht, durch deren Magnetfeld man die Ablenkung des Strahls sehr genau einstellen konnte.

3.2 Gassystem

Das Emissionsverhalten der Edelgase wird schon durch geringe Konzentrationen von Verunreinigungen stark verändert. Deshalb wurde für die hier beschriebenen Experimente ein Gassystem aufgebaut, welches es ermöglichte, das Targetgas durchgehend in einem Kreislauf mit integriertem Gasreiniger zirkulieren zu lassen. Den Effekt des Gasreinigers auf das VUV-Spektrum einer HF-Entladung in 1bar Argon zeigt Abbildung 11 durch den Vergleich einer Messung, bei der das Gas direkt aus einer Gasflasche mit einer Reinheit von 4.8 (das Gas enthält weniger als 0,002% Verunreinigungen) entnommen wurde, mit einer weiteren Messung desselben Gases mit zugeschaltetem Gasreiniger. Zur Reinigung wurde ein Gasreiniger (Mono Torr Phase II PS4-MT3-R-2) verwendet, der laut Hersteller in der Lage ist, alle Kohlenwasserstoffe und Stickstoff aus Argon zu entfernen und somit eine Verunreinigungskonzentration von weniger als 0,0000001% zu erreichen.

An das System wurden zwei Gasflaschen (Argon 4.8 und Krypton 5.0) angeschlossen. Die Zirkulation des Gases wurde durch eine Umwälzpumpe (Marke Metal Bellows) aufrechterhalten, welche bei Drucken bis zu 1,3bar betrieben werden konnte. Das gesamte System konnte mit einer am Gaseinlass angeschlossenen Turbomolekularpumpe bepumpt werden. Da der VUV-Monochromator in das Gassystem integriert wurde (siehe Abschnitt 3.4.2), konnte auch dessen Turbomolekularpumpe zur Evakuierung des Gassystems verwendet werden.

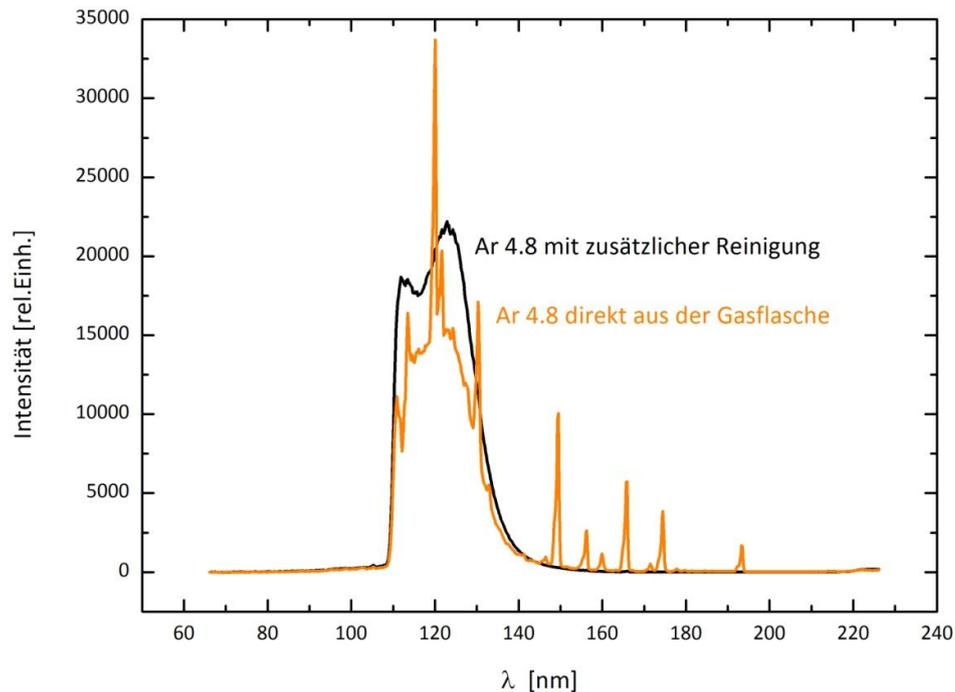


Abbildung 11: Veranschaulichung der Bedeutung der Gasreinheit durch den Vergleich zweier Spektren desselben Gases (1bar Argon): einmal mit und einmal ohne Reinigung

3.3 Hochfrequenztechnik

Für die Erzeugung der Hochfrequenzleistung wurden zwei verschiedene Systeme verwendet. Anfangs wurde ein Signalgenerator von Rohde & Schwarz verwendet, dessen Frequenz über einen Frequenzbereich von 0,4MHz bis zu 1040MHz variabel eingestellt werden konnte. Diesem Signalgenerator wurde ein Signalverstärker nachgeschaltet, welcher, abhängig von der Frequenz, im Bereich von 100-1000MHz eine Verstärkung von bis zu 46dB erreichen konnte. Da bei hohen Frequenzen die größte Einkopplung von HF-Leistung ins Gas beobachtet werden konnte, und sich die Emissionsspektren bei verschiedenen Frequenzen und konstanter HF-Leistung kaum unterschieden, wurde in allen mit diesem HF-System durchgeführten Messungen eine Frequenz von 1GHz eingestellt.

Um den Generator und den Verstärker vor der am Gastarget reflektierten Leistung zu schützen, wurde ein Zirkulator eingebaut. Dies ist ein HF-Gerät mit drei baugleichen Anschlüssen, welche kreisförmig in 120°-Abständen angebracht sind. Ein HF-Signal, welches in Anschluss 1 eingespeist wird, wird hier zunächst in zwei gleiche Teile aufgespalten, die den Zirkulator in unterschiedlichen Richtungen und mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten durchlaufen. Ein Zirkulator ist so abgestimmt, dass es an Anschluss 2 zu konstruktiver, an Anschluss 3 dagegen zu destruktiver Interferenz kommt. Anschluss 3 ist mit einem Abschlusswiderstand versehen, wodurch der Zirkulator von Anschluss 1 zu Anschluss 2 durchlässig für das HF-Signal ist. Die am Target reflektierte Leistung, welche in Anschluss 2 eingespeist wird, wird jedoch in diesem Abschlusswiderstand absorbiert. Um die Effizienz des

Zirkulators zu erhöhen, wurden in dem hier verwendeten Bauelement zwei Zirkulatoren kombiniert.

Zur Abschätzung der eingekoppelten Leistung wurde nach dem Zirkulator ein Richtkoppler eingebaut, welcher in der Lage ist, Vorlauf- und Rücklaufleistung getrennt zu bestimmen und mittels eines Millivoltmeters anzuzeigen. Der Richtkoppler besitzt vier Anschlüsse an zwei parallelen Hohlleiterkanälen, die durch feine Bohrungen in $\lambda/4$ -Abständen miteinander verbunden sind. Von einem durch einen Kanal laufendes Signal wird ein kleiner Teil der Leistung in den anderen Kanal eingekoppelt. Wiederum über konstruktive bzw. destruktive Interferenz wird gewährleistet, dass an den beiden Anschlüssen des „Messkanals“ jeweils zur HF-Leistung in Vorwärts- bzw. zu der reflektierten in Rückwärtsrichtung proportionale Signale entstehen, welche von dem Millivoltmeter über zwei Messköpfe ausgelesen wurden.

Durch dieses Verfahren kann jedoch nur eine Obergrenze, also die Differenz aus eingestrahelter und reflektierter Leistung, für die in das Gas eingekoppelte Leistung angegeben werden, welche in dieser Arbeit mit P_{HF} bezeichnet wird. Um den genauen Wert der Leistung zu ermitteln, die letztendlich ins Plasma eingekoppelt wird, müsste man den Spannungsabfall U über die Elektroden, den Stromfluss I durch das Plasma sowie den Phasenwinkel φ zwischen Strom und Spannung bestimmen:

$$P = |U| \cdot |I| \cdot \cos \varphi$$

Für kapazitiv gekoppelte Plasmen ist der Phasenwinkel nahe bei -90° [28], weshalb schon geringe Änderungen dieses Winkels einen großen Einfluss auf die eingekoppelte Leistung haben. Leider stand für die hier beschriebenen Messungen kein Gerät zur Messung des Phasenwinkels zur Verfügung, weshalb auch die eingekoppelte Leistung nicht exakt bestimmt werden konnte.

Mit dem bisher beschriebenen HF-System, welches im Folgenden als 1GHz-System bezeichnet wird, konnte eine Leistung bis zu 2W generiert werden.

Um einen weiteren Schritt in Richtung Anwendung zu gehen, nutzte das zweite hier verwendete System einen Signalgenerator (KUSG2.45–30A von Kuhne Electronic GmbH), der bei einer festen Frequenz von 2,45GHz arbeitet, welche für die industrielle Nutzung freigegeben ist und z.B. in jedem handelsüblichen Mikrowellenofen genutzt wird. In diesem System (im Folgenden als 2,45GHz-System bezeichnet) sind Zirkulator und Richtkoppler bereits integriert. Dieses System ist in der Lage, bis zu 30W HF-Leistung zu liefern. Auf eine Kalibrierung der Anzeige des integrierten Richtkopplers wurde zunächst verzichtet, da dies mittels eines festen Widerstandes (idealerweise 50Ω) geschehen müsste. Gerade bei dieser hohen Frequenz jedoch weicht der variierende Widerstand der Entladung stark von diesem Wert ab, weshalb die Anzeige dieses Geräts unbrauchbar würde. Als Leistungswert für das 2,45GHz-System wird deshalb immer die Generatorleistung P_{gen} angegeben.

3.4 Diagnostik

Ein Teil der verwendeten Messinstrumente wurde bereits im vorherigen Kapitel beschrieben. In diesem Abschnitt werden nun die restlichen Komponenten der Diagnostik beschrieben, welche der Detektion des emittierten Lichts dienen.

3.4.1 Spektrometer für den UV-VIS-IR-Bereich

Um Spektren im sichtbaren und nahen UV-Bereich aufzunehmen, wurde ein kompaktes Gitterspektrometer (OceanOptics65000) verwendet. Ein Teil des vom Gastarget emittierten Lichts wurde hierzu mit einer Quarzlinse in einen Glasfaser-Lichtleiter fokussiert, und von diesem zum Spektrometer geleitet. Im Spektrometer wird das Licht durch einen Spiegel auf ein Gitter fokussiert und von diesem spektral zerlegt (siehe Abbildung 12 links). Ein weiterer Spiegel fokussiert das Licht wiederum auf den CCD-Detektor, bestehend aus einer 2D-Anordnung von 1044x64 Pixeln. Das Spektrometer ist in der Lage, Licht im Wellenlängenbereich von 200-1100nm zu detektieren. Mit einer kalibrierten 100W-Halogenlampe (LSB 20) wurde die Ansprechfunktion des Spektrometers bestimmt. Die daraus ermittelte Korrekturfunktion (inverse Ansprechfunktion), mit welcher die, in den Messungen gewonnenen, Daten multipliziert werden müssen, ist in Abbildung 12 rechts gezeigt. Die Auswertung der gewonnenen Daten zeigte jedoch, dass die Korrekturfunktion im Bereich um 300nm nicht richtig bestimmt wurde, bzw. durch die starke Änderung der Ansprechfunktion des Spektrometers verfälscht wurde. Für zukünftige Messungen ist die Kalibrierung unbedingt zu wiederholen.

Um die Dunkelzählrate zu minimieren kann, das Gerät laut Hersteller auf -15°C gekühlt werden. Die Temperaturanzeigefunktion in der Software war jedoch defekt, so dass die Kühlung nicht auf Funktion geprüft werden konnte.

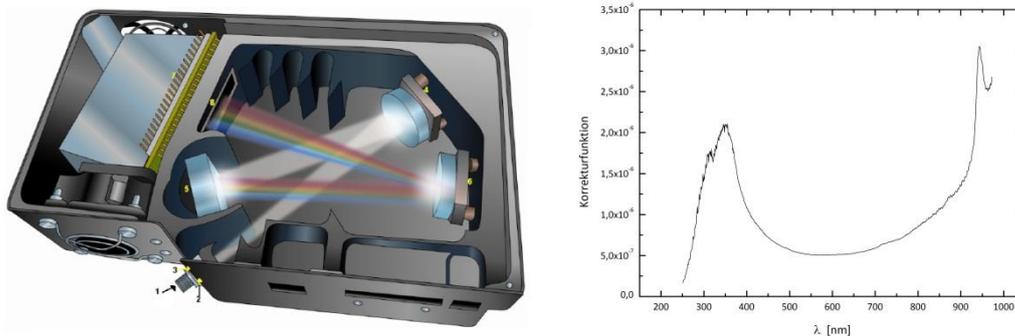


Abbildung 12: links: Darstellung des Lichtverlaufs im OceanOptics65000-Spektrometer; rechts: mit einer Halogenlampe ermittelte Korrekturfunktion (inverse Ansprechfunktion)

3.4.2 Spektrometer für den VUV-Bereich

Zur Aufnahme der Spektren im VUV-Bereich wurde ein Monochromator der Marke Acton (Model VM-502) in Kombination mit einem Photomultiplier verwendet. Das Licht tritt durch einen in Höhe und Breite justierbaren Eintrittsspalt in den Monochromator ein, wird durch ein Gitter nach Wellenlänge selektiert und trifft durch einen ebenfalls variablen Austrittsspalt auf den Photomultiplier (siehe Abbildung 13). Der Monochromator besitzt eine lineare Dispersion von 4nm/mm und ist in der Lage Licht im Wellenlängenbereich von ca. 30-546nm zu selektieren. Für den VUV-Bereich von 80-250nm wurde mit Hilfe einer Deuteriumlampe mit MgF_2 -Fenster der Firma Cathodeon eine Ansprechfunktion bestimmt. Da für diese Lampe nur die Emissionswerte von 116-180nm vorliegen, musste die ermittelte Korrekturfunktion dementsprechend extrapoliert werden; dies ist in Abbildung 13 dargestellt:

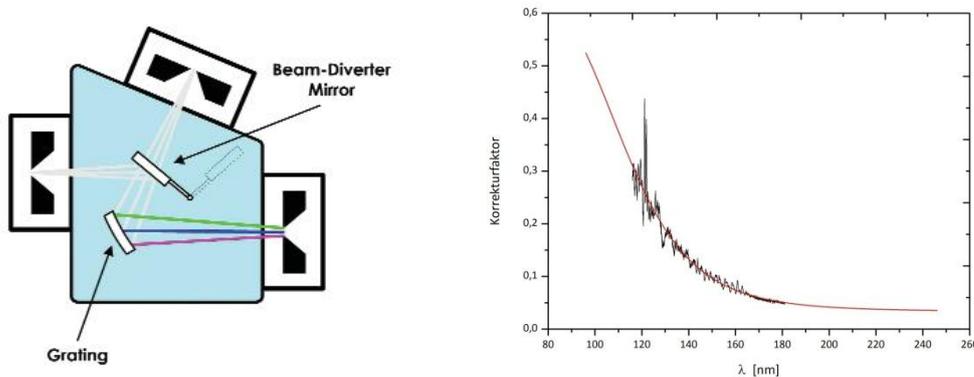


Abbildung 13: links: Darstellung des Lichtverlaufs im Acton VM-502-Monochromator; rechts: mit einer Deuteriumlampe bestimmter Korrekturfaktor (inverse Ansprechfunktion) mit zugehöriger Fit-Funktion

Im Normalbetrieb ist der Monochromator evakuiert und durch ein MgF_2 -Eintrittsfenster vom Gasvolumen getrennt. Da das MgF_2 -Fenster allerdings im Bereich unterhalb von ca. 110nm kein Licht mehr transmittiert, kann mit dieser Konfiguration der kurzwellige Bereich des VUV-Spektrums nicht detektiert werden. Gerade dieser Bereich ist für die hier diskutierten Messungen von besonderem Interesse, weshalb die Verwendung eines solchen Fensters vermieden wurde. Eine Möglichkeit wäre die Umstellung auf LiF -Fenster, welche, je nach Güte, bei 110nm noch eine Transmission von bis zu ca. 25% erreichen können [17]. Es wurde jedoch eine andere Variante gewählt, wodurch auch Messungen deutlich unterhalb dieser Wellenlänge möglich wurden: Das Fenster zwischen Testvolumen und Monochromator wurde entfernt, wodurch der Monochromator nun in die Gaszirkulation miteingebunden wurde. Zwischen Monochromator und Photomultiplier wurde ein Saphir-Fenster eingebaut, welches mit dem Szintillatormaterial Tetraphenylbutadien beschichtet wurde. Fluoreszenzeffizienz und Emissionsspektrum von Tetraphenylbutadien sind in [29] beschrieben.

Ein Computer steuerte den Schrittmotor, der den Monochromator durchstimmt, und ordnete die vom Photomultiplier ermittelten Zählraten der zugehörigen Wellenlänge zu.

3.4.3 Zeitaufgelöste Messung

Für zeitaufgelöste Messungen im Fall der zusätzlichen HF-Einkopplung mussten die Signale des Photomultipliers zunächst durch einen Constant-Fraction-Discriminator (CFD) geleitet werden. Die Pulse haben zwar aufgrund der festen Beschleunigungsspannung des Photomultipliers immer die gleiche Anstiegszeit, allerdings variiert deren Intensität relativ stark. Ein reiner Schwellendiskriminator würde somit unterschiedlichen Pulsintensitäten auch unterschiedliche Auslösezeitpunkte zuordnen. Durch die Verwendung eines CFD konnte dies vermieden werden, da dieser immer bei einem bestimmten Bruchteil der gesamten Pulshöhe auslöst. Dies wird dadurch realisiert, dass das Eingangssignal auf zwei Kanäle aufgeteilt wird, von denen das eine um eine gewisse Zeit (kürzer als die Anstiegszeit des Pulses) verzögert wird und das andere invertiert wird. Anschließend werden beide Signale wieder addiert und der Nulldurchgang des neuen Signals markiert den Auslösezeitpunkt.

Dieses Signal diente dem für diese Messungen verwendeten digitalen Oszilloskop (LeCroy Waverunner 6000) als Startsignal. Die Software des Oszilloskops ist zwar nicht für solche Messungen optimiert, kann aber dennoch dafür verwendet werden. Als Stoppsignal diente ein zeitlich verzögerter Triggerpuls des Netzteils, das für diese Messungen gepulst betrieben wurde. Dieser Puls wurde nicht als Startsignal verwendet, da sonst die Möglichkeit bestanden hätte, die Messung zu starten, ohne dass der Photomultiplier ein zugehöriges Photon detektiert. Für die hier verwendete Variante bestand zwar auch die Möglichkeit, dass ein Photon dem falschen Puls zugeordnet wird, die Wahrscheinlichkeit dafür war allerdings deutlich geringer, als bei der anderen Methode.

Die auf diese Weise gewonnenen Zeitspannen zwischen Elektronenpuls und emittierten Photon (zeitlich invertiert) wurden nun vom Oszilloskop gemäß ihrer Dauer in ein Histogramm mit 1000 Kanälen geordnet. In ein solches Histogramm konnten nur bis zu 1000 Messwerte aufgenommen werden. Deswegen wurde die Zahl der Messungen auf den niedrigsten möglichen Wert von 20 gestellt (wobei jeder neue Wert den jeweils Ältesten aus dem Histogramm löscht) und mittels einer weiteren Funktion des Oszilloskops ein Mittelwert über diese Ereignisse genommen. Dieser Umweg ermöglichte mit bis zu $\frac{1000000}{20} = 500\,000$ Ereignissen pro Messung eine einigermaßen gute Statistik.

Für zukünftige Messungen wurde von LeCroy angekündigt, die Software des Gerätes auch auf solche zeitaufgelösten Messung hin zu optimieren, wodurch sich die Zeit für jede Messung verringern und die Statistik verbessern lassen würde.

4 Ergebnisse

In diesem Kapitel erfolgt eine ausführliche Diskussion der gewonnenen Ergebnisse. Es wird dabei getrennt auf die beobachteten Effekte im UV-VIS-IR-Bereich (ultravioletter, sichtbarer und Infrarot-Bereich) und diejenigen im VUV-Bereich (Vakuumultraviolett-Bereich) beobachteten, eingegangen. Bei dieser Beschreibung wird zwischen einer zusätzlichen HF-Einkopplung und einer selbständig brennenden HF-Entladung unterschieden, deren Spektren jeweils mit denen der reinen Elektronenstrahlanregung verglichen werden.

Es werden jeweils zunächst die Effekte im UV-VIS-IR-Bereich behandelt, welche zum Großteil schon mit bloßem Auge beobachtet werden können. Im Anschluss daran werden die Effekte im VUV-Bereich diskutiert, welche auf die eigentliche Zielsetzung dieser Arbeit hinführen, einen effizienten, in eine VUV-Lichtquelle umsetzbaren Prozess zu finden.

Im Fall der zusätzlichen HF-Einkopplung treten zwar im Vergleich zur reinen Elektronenstrahlanregung deutliche Modifikationen im Spektrum auf, jedoch sind diese zu schwach, um Einsatz in einer technischen Anwendung zu finden. Beim Übergang zur selbständig brennenden HF-Entladung hingegen ändert sich diese Situation drastisch. Die Effekte sind teils vergleichbar und teils unterschiedlich zur zusätzlichen HF-Einkopplung, allerdings um einiges intensiver. Gerade im interessanten Bereich nahe der Abschneidewellenlänge eines Lithiumfluorid-Austrittsfensters konnte hier eine gewaltige Intensitätssteigerung beobachtet werden.

4.1 Zusätzliche HF-Anregung

In diesem Kapitel wird der Fall einer selbständigen HF-Entladung noch außer Acht gelassen und nur die Effekte der zusätzlichen Einkopplung von HF-Leistung in ein elektronenstrahlinduziertes Plasma beschrieben. D.h. sobald der Elektronenstrahl abgeschaltet wird, löscht die Entladung, obwohl die HF-Spannung noch an der Elektrode anliegt. Für alle Messungen, die in diesem Kapitel beschrieben werden, wurde ausschließlich das 1GHz-System verwendet (siehe Kapitel 3.3). Der Durchmesser der HF-Elektrode betrug 10mm und deren Abstand von der Spitze der Elektronenkanone 6mm. Mit Ausnahme des Abschnittes zur Druckabhängigkeit wurden alle in diesem Kapitel beschriebenen Messungen bei einem Druck von 1000mbar durchgeführt.

Als Teilchenenergie für die Elektronen im Gastarget können 10keV angenommen werden; zusammen mit dem auf 5 μ A eingestellten Strahlstrom gelangte somit durch den Elektronenstrahl eine Leistung von ca. 50mW ins Gasvolumen. Die zusätzlich eingekoppelte HF-Leistung konnte stufenlos variiert werden und für deren obere Grenze P_{HF} wurden Werte bis knapp 0,5W erreicht. Es wird davon ausgegangen, dass sich in diesem Regime der Phasenwinkel zwischen Strom und Spannung (siehe Abschnitt 3.3) und somit die prozentuale Einkopplung der HF-Leistung nicht allzu stark ändern sollte. Deshalb wird angenommen, dass Darstellungen in Abhängigkeit von P_{HF} zumindest qualitativ die richtigen Zusammenhänge zeigen. Auf eine Angabe von Fehlerbalken wurde hier, aufgrund des nicht abzuschätzenden Fehlers dieser Annahme, dennoch verzichtet.

In Abbildung 14 ist ein Bild der zusätzlichen HF-Entladung in Argon bei einem Druck von 1bar im Vergleich zu dem einer reinen Elektronenstrahlanregung gezeigt. Zu sehen ist im oberen Teil die Spitze der Elektronenkanone, die den Strahl von oben in das Targetgas schießt. Gegenüberliegend ist im unteren Teil die Aluminiumelektrode zu erkennen, über welche die HF-Leistung eingekoppelt wird.

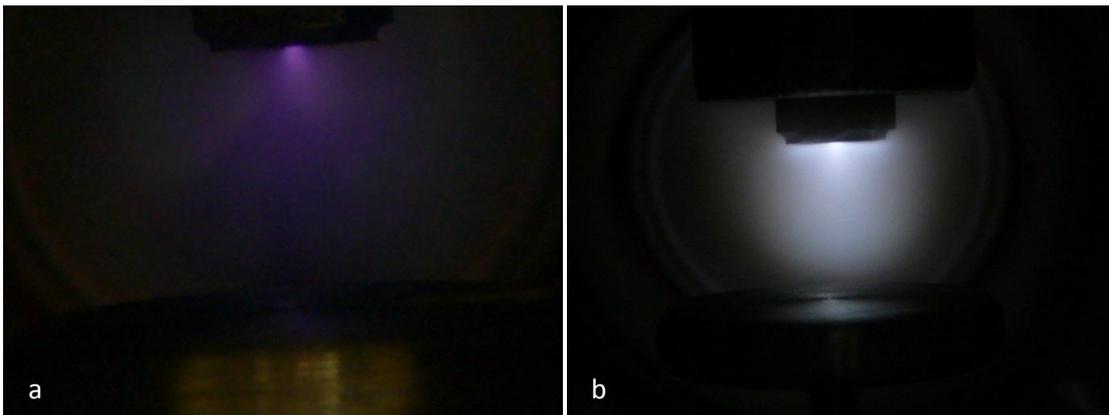


Abbildung 14: Bilder des angeregten Gasvolumens (0,5bar Argon) bei **a)** reiner Elektronenstrahlanregung und **b)** zusätzlich eingekoppelter HF-Leistung

Die zusätzliche HF-Leistung verändert die, mit bloßem Auge wahrnehmbare, Leuchterscheinung von einem schwachen violetten Schimmer zu einer hellen, weiß leuchtenden Kugel. Der Effekt ist sogar noch stärker als hier dargestellt, da die Belichtungszeit für Bild b) um den Faktor 10 kleiner war, als der für Bild a).

Im Folgenden werden diese und weitere Ergebnisse sowohl für Krypton, als auch für Argon vorgestellt, wobei die Haupteffekte in beiden Gasen gleichermaßen auftreten.

4.1.1 Effekte in Krypton

Auch in Krypton wird durch die zusätzlich eingekoppelte HF-Leistung ein helles, weißes Leuchten verursacht. Das zugehörige Spektrum für den UV-VIS-IR-Bereich in Abbildung 15, zeigt einen Vergleich zwischen reiner Elektronenstrahlanregung und zwei verschiedenen Messungen mit einer zusätzlichen HF-Leistung ($P_{\text{HF}} = 0,07\text{W}$ bzw. $0,25\text{W}$). Neben der Entstehung eines, den ganzen Bereich überdeckenden, Kontinuums, welches als weißes Leuchten wahrzunehmen ist und mit zunehmender HF-Leistung weiter deutlich an Intensität gewinnt, kann auch eine (schwächere) Verstärkung der atomaren Kryptonlinien beobachtet werden, auf die zunächst eingegangen werden soll. Darüber hinaus ist in dieser Abbildung ein Maximum bei ca. 300nm für die reine Elektronenstrahlanregung zu erkennen. Dies ist ein Ausläufer des dritten Excimerkontinuums, welches nur für die HF-Entladung in Argon in Abschnitt 4.2.2.2 detailliert behandelt wird.

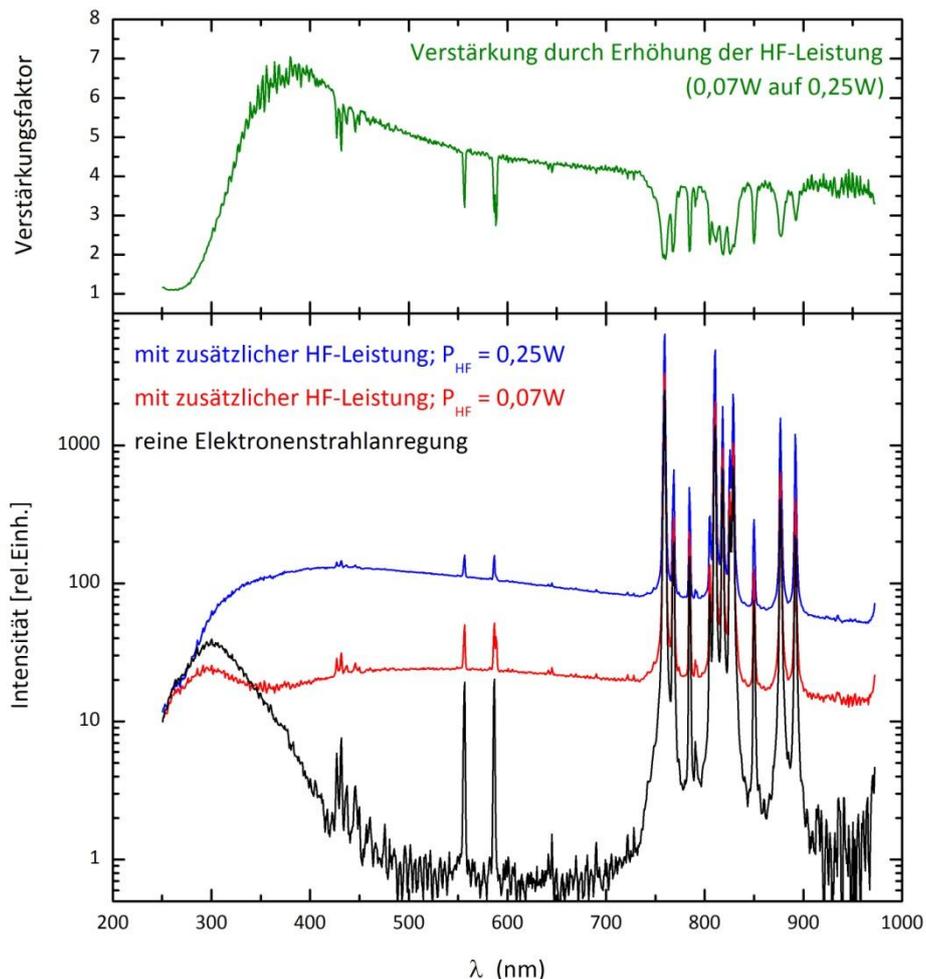


Abbildung 15: unten: Spektren im UV-VIS-IR-Bereich in 1bar Krypton bei reiner Elektronenstrahlanregung und mit zusätzlicher HF-Leistung; oben: Darstellung des zugehörigen Verstärkungsfaktors (von $P_{\text{HF}}=0,25$ zu $P_{\text{HF}}=0,07$)

4.1.1.1 Verstärkung der atomaren Kryptonlinien

Eine schematische Darstellung der, zu den atomaren Linien zugehörigen, Übergänge wurde bereits in Kapitel 2.2.2 gegeben. Eine einfache, anschauliche Erklärung für die Verstärkung der Linien führt über die Heizung des Plasmas durch die eingekoppelte HF-Leistung, wodurch die angeregten Zustände vermehrt aus den metastabilen Zuständen bevölkert werden. Um dies zu überprüfen, wurden die Übergänge gemäß der notwendigen Anregungsenergie ΔE sortiert und deren Verstärkungsfaktoren bestimmt. Die Intensität des überlagerten Kontinuums wurde zuvor subtrahiert. Sollte dieses Modell der rein thermischen Stoßanregung durch freie Elektronen aus den metastabilen Zuständen ausreichend sein, müsste der Verstärkungsfaktor der Linienintensität exponentiell mit steigender Anregungsenergie ΔE abfallen. In Abbildung 16 sind diese Ergebnisse für alle beobachteten 5p-5s-Übergänge dargestellt. Erkennbar ist hier eindeutig der fallende Trend, welcher bei einem exponentiellen Fit der Übergänge aus den Triplett-Zuständen auf eine Elektronentemperatur von 0,35eV hindeuten würde. Dieser Wert besitzt durchaus eine realistische Größenordnung, allerdings zeigt sich ein deutlicher Unterschied zu den Übergängen aus den Singulett-Zuständen. Eine mögliche Erklärung wäre, dass der optische Excimerübergang aus dem Singulett-Zustand in den Grundzustand eine deutlich kürzere Zeitkonstante besitzt, und somit die metastabilen Singulett-Zustände verstärkt über diesen Prozess entvölkert werden.

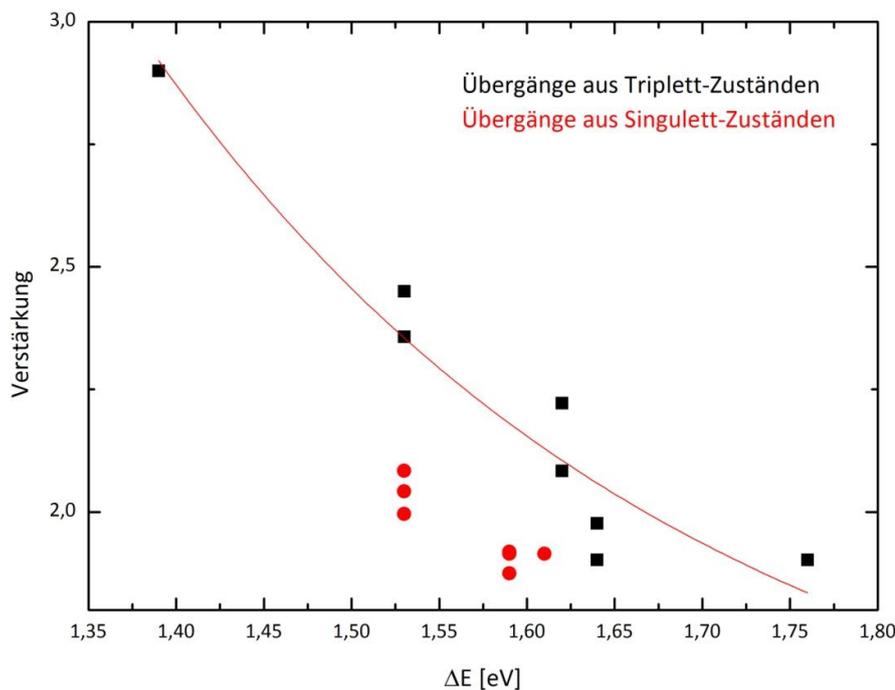


Abbildung 16: Verstärkung der atomaren Kryptonlinien bei einer Verdreifachung von P_{HF} in Abhängigkeit von der nötigen Anregungsenergie aus den metastabilen Zuständen

Somit scheint dieses einfache Modell nur eingeschränkt zuzutreffen. Ein weiterer möglicher Grund dafür wäre ein komplizierterer Anregungsmechanismus über höher liegende Niveaus, aus

denen die 5p-Niveaus mit unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten bevölkert werden. Darüber hinaus wäre auch vorstellbar, dass das Plasma beginnt optisch dicht zu werden, was die verschiedenen Linien auch unterschiedlich stark beeinflussen könnte. Aufschluss darüber werden bereits geplante optische Absorptionsmessungen liefern.

4.1.1.2 Entstehung und Verstärkung des Kontinuums im UV-VIS-IR-Bereich

Der auch mit bloßem Auge wahrnehmbare Effekt der zusätzlich eingekoppelten HF-Leistung ist die Entstehung eines spektral weit ausgedehnten Kontinuums, welches sich vom nahen UV- über den gesamten sichtbaren bis hin zum IR-Bereich erstreckt. Die Entstehung dieses Kontinuums exakt zu beschreiben, stellte sich als überaus anspruchsvolle Aufgabe heraus, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht bewältigt werden konnte. Es wurden jedoch einige Hinweise gefunden, welche in eine gewisse Richtung weisen. Im Wesentlichen stehen hier Photorekombination und Bremsstrahlung als mögliche Ursachen zur Diskussion (siehe Kapitel 2.3.2).

Abbildung 17 zeigt zunächst, dass die Intensität des Kontinuums (integrale Intensität bis 730nm, um den Einfluss der Linienstrahlung auszuschließen) überproportional zu P_{HF} ansteigt. Dies würde für die Photorekombination als zugrunde liegender Effekt sprechen, da hier die Intensität quadratisch zur Elektronendichte ansteigt, bei Bremsstrahlung hingegen nur linear [18]. Allerdings konnte, wie bereits erwähnt, nicht bestimmt werden, welcher Anteil von P_{HF} tatsächlich ins Gas eingekoppelt wird, und wie sich somit die Elektronendichte mit P_{HF} ändert. Somit sollte diesem Argument für die Photorekombination nicht allzu viel Gewicht verliehen werden.

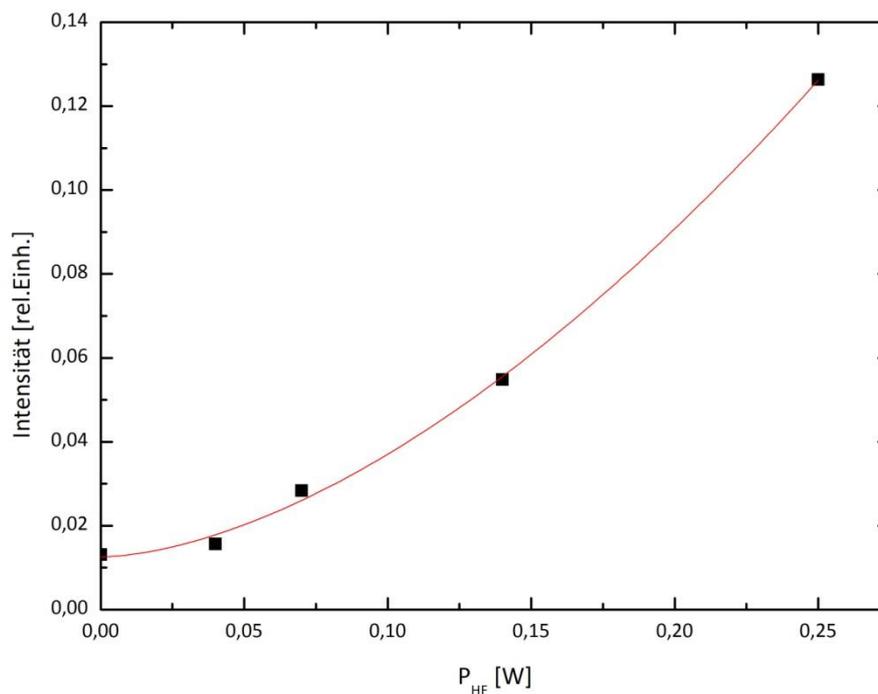


Abbildung 17: Intensität des Kontinuums in 1bar Krypton im sichtbaren Spektralbereich in Abhängigkeit von der HF-Leistung

Um Aufschlüsse über das zeitliche Verhalten dieser Emission zu erhalten, wurde die Elektronenkanone im Pulsmodus mit einer Frequenz von 3kHz und einer Pulslänge von $2\mu\text{s}$ betrieben. Das Ergebnis dieser Messung bei einer Wellenlänge von 450nm ist in Abbildung 18 dargestellt.

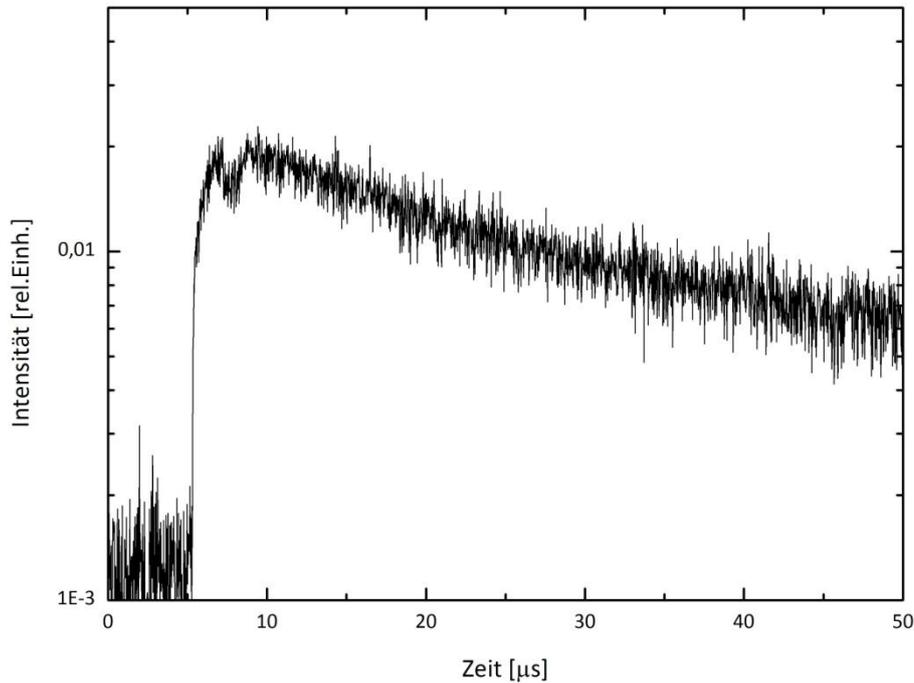


Abbildung 18: Zeitspektrum bei 450nm in $0,75\text{bar}$ Krypton bei einer Pulslänge des Elektronenstrahls von $2\mu\text{s}$; die HF-Leistung wurde nicht abgeschaltet

Deutlich zu erkennen ist hier der $2\mu\text{s}$ lange Anregungspuls der Elektronenkanone. Nach diesem Puls steigt die Emission nach einem anfänglichen Abfall nochmals an. Dies lässt sich damit erklären, dass die schnellen Elektronen des Strahls (bis zu 10keV) mehr und mehr abkühlen und nun zu dieser Emission beitragen können. Dies ist ein deutliches Anzeichen dafür, dass es sich bei dieser Struktur um ein Photorekombinationskontinuum handelt, da der Wirkungsquerschnitt für die Photorekombination mit abnehmender Elektronentemperatur steigt [18]. Für Bremsstrahlung würde sich dieser „Kühldip“ jedoch nicht erklären lassen.

Da aufgrund der kurzen Anregungspulse der Elektronenkanone nur sehr wenig HF-Leistung ins Gas eingekoppelt werden kann, ist die Statistik für diese zeitaufgelöste Messung relativ schlecht. Es soll deshalb nur die Größenordnung der Zeitkonstante dieser Emission angegeben werden, welche in etwa zwischen 15 und $25\mu\text{s}$ liegen dürfte.

Der Peak bei ca. 300nm in Abbildung 15 ist ein Teil des dritten Kontinuums von Krypton; genauere Messungen hierzu wurden jedoch nicht durchgeführt. Die Effekte der HF-Anregung auf das dritte Kontinuum werden für Argon in Abschnitt 4.2.2.2 diskutiert. Der exponentielle Abfall dieser Struktur und des Kontinuums bei zusätzlicher HF-Anregung auf der hochenergetischen Seite ist ein Effekt der fehlerhaften Kalibrierung des OceanOptics-Spektrometers in diesem

Bereich. Eine genauere Beschreibung des Verhaltens des Kontinuums in diesem Wellenlängenbereich erfolgt für die HF-Entladung in Argon in Abschnitt 4.2.1.2.

4.1.1.3 Effekte im VUV-Spektrum

Eine mögliche Anwendung der hier beschriebenen Messungen sind VUV-Lichtquellen, weshalb Veränderungen der Lichtemission in diesem Spektralbereich von besonderem Interesse sind. Abbildung 19 zeigt hierzu einen Vergleich zwischen reiner Elektronenstrahlanregung und zwei verschiedenen Werten einer zusätzlich eingekoppelten HF-Leistung ($P_{\text{HF}} = 0,07\text{W}$ bzw. $0,25\text{W}$).

Die zusätzliche HF-Leistung führt zu starken Veränderungen der, das VUV-Spektrum dominierenden, Struktur; dem ersten und zweiten Excimerkontinuum. Mit zunehmender HF-Leistung verliert das zweite Kontinuum deutlich an Intensität und das Maximum verschiebt sich etwas zu kürzeren Wellenlängen. Im Gegensatz dazu gewinnen sowohl das erste Kontinuum wie auch der LTP an Intensität. Alle diese Effekte können mit einer effektiven Heizung des Plasmas durch die HF-Leistung erklärt werden (siehe 2.1.2).

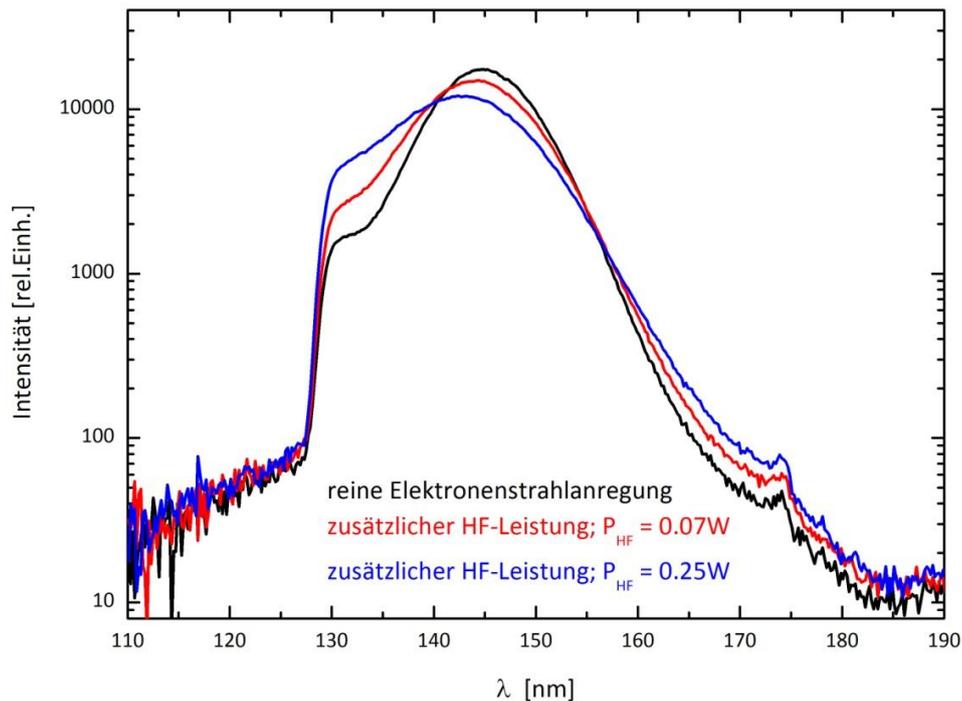


Abbildung 19: VUV-Spektrum von 1bar Krypton bei reiner Elektronenstrahlanregung und mit zusätzlicher HF-Leistung

Abbildung 20 zeigt die Entwicklung dieser Verstärkung des ersten Kontinuums bzw. die Abschwächung des zweiten Kontinuums mit steigender HF-Leistung im Vergleich zur reinen Elektronenstrahlanregung. Beiden Kurven verlaufen bei kleinen Leistungen annähernd linear mit der HF-Leistung und zeigen bei höheren Leistungen eine leichte Abschwächung des beobachteten Effekts. Aufgrund der relativen Darstellung zeigt diese Abbildung nur den Trend bzw. die Kopplung beider Kurven. Eine Darstellung der im gesamten VUV-Bereich bis 180nm emittierten Lichtleistung ist in Abbildung 21 gezeigt. Hier wird deutlich, dass durch die

zusätzliche HF-Leistung keine Verstärkung der Lichtemission im VUV-Bereich erzielt wird, sondern lediglich eine Umverteilung vom zweiten auf das erste Kontinuum geschieht. Tatsächlich nimmt die beobachtete Leistung sogar etwas ab; dies könnte allerdings zum Teil auf die verstärkte Emission im Bereich der Resonanzlinien zurückzuführen sein, wodurch ein Anteil des emittierten Lichts wieder absorbiert wird.

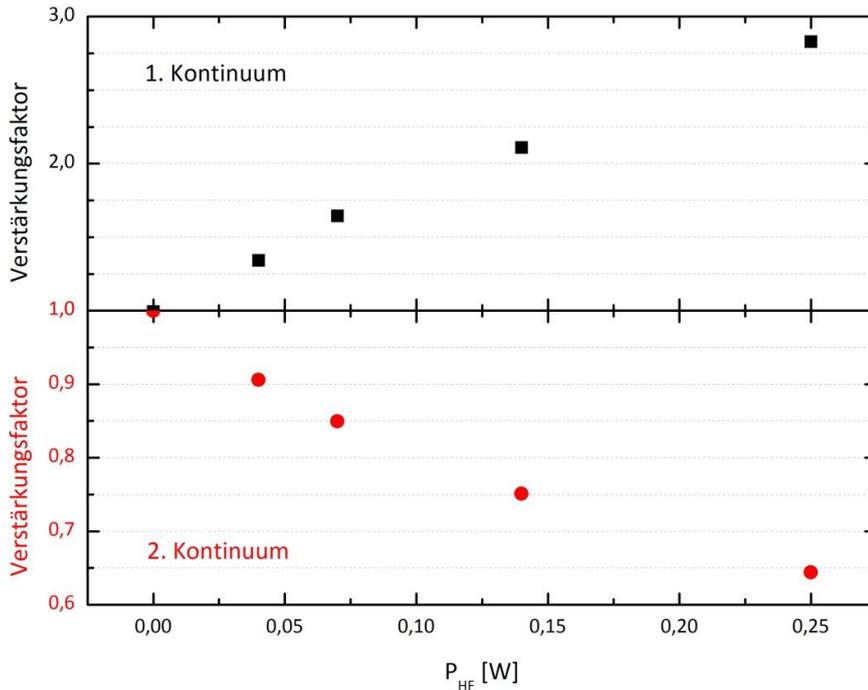


Abbildung 20: Verstärkung von 1. bzw. 2. Kontinuum in 1bar Krypton durch zusätzlich eingekoppelte HF-Leistung im Vergleich zur reinen Elektronenstrahlanregung

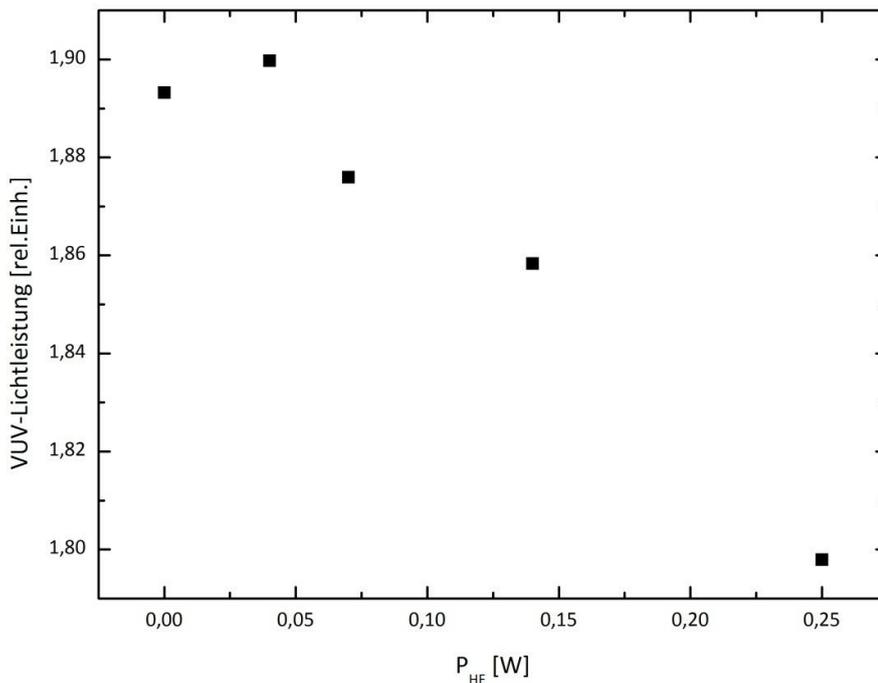


Abbildung 21: Im VUV-Bereich bis 180nm emittierte Lichtleistung in 1bar Krypton in Abhängigkeit von der zusätzlichen HF-Leistung

Zur Messung der Zeitstruktur des ersten und zweiten Kontinuums wurde die Elektronenkanone im Pulsbetrieb bei einer Rate von 9,9kHz und einer Pulslänge von 0,5 μ s betrieben. Die Ergebnisse sind in Abbildung 22 dargestellt. Anhand dieser Daten lässt sich der Einfluss der zusätzlichen HF-Leistung qualitativ sehr gut beschreiben.

An der kurzen Zeitkonstante wird durch die HF-Leistung scheinbar kaum etwas verändert. Der Abfall der Kurven direkt nach dem Anregungspuls ist sowohl für das erste, als auch für das zweite Kontinuum in etwa gleich steil und liegt in der Größenordnung von einigen Mikrosekunden.

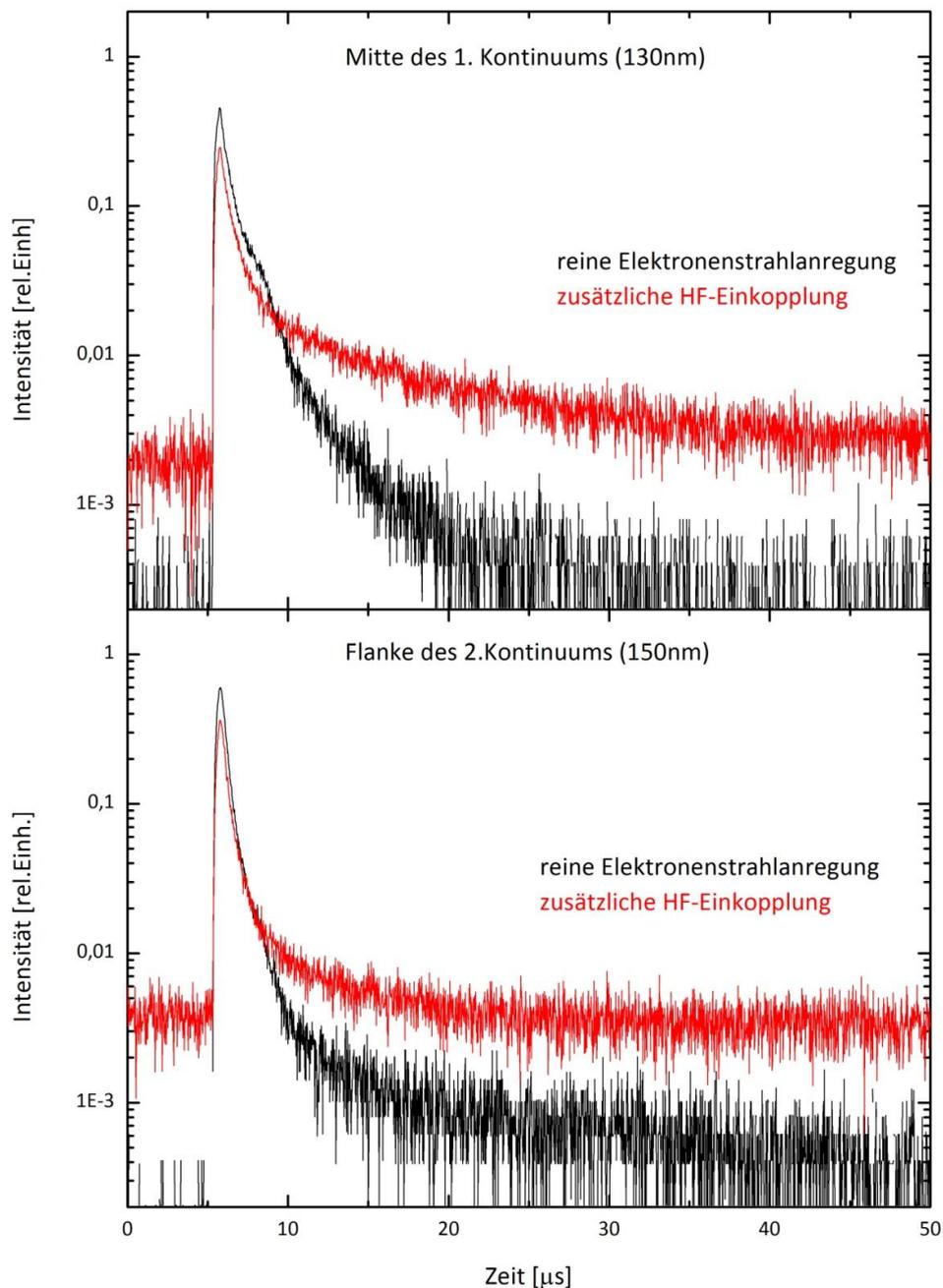


Abbildung 22: Zeitstruktur des ersten bzw. zweiten Kontinuums in 1bar Krypton bei reiner Elektronenstrahlanregung und zusätzlicher HF-Einkopplung

Für eine quantitative Bestimmung der hier auftretenden Zeitkonstanten wäre eine genaue Kenntnis über die Form des Anregungspulses notwendig. Darüber hinaus vermischen sich hier die verschiedenen Zeitkonstanten für Rekombination, Relaxation in energetisch tiefere Vibrationsniveaus und für die optischen Übergänge, sobald diese von der gleichen Größenordnung sind, was eine detaillierte Beschreibung zudem erschwert.

Qualitativ lässt sich jedoch für die langsame Zeitkonstante eine starke Modifikation erkennen. In beiden Fällen führt die zusätzlich eingekoppelte HF-Leistung zu einem markanten „Nachleuchten“ des Gasvolumens, welches sich offensichtlich bis in den nächsten Elektronenstrahlpuls (nach ca. $100\mu\text{s}$) erstreckt. Dieses Verhalten bestätigt, dass die zusätzliche HF-Leistung die Kryptonatome länger in den angeregten Zuständen hält und die Emissionen im ersten und zweiten Kontinuum verlängert.

Für die reine Elektronenstrahlanregung ist im ersten Kontinuum eine markante Schulter zu erkennen. Dies ist durch die Kühlung der freien Elektronen zu erklären. Zwar besitzen die Elektronen nicht mehr genug Energie um Atome zu ionisieren, doch steigt durch die weitere Abkühlung der Rekombinationswirkungsquerschnitt, wodurch die metastabilen Zustände weiter „von oben“ besetzt werden. Bei der zusätzlichen HF-Einkopplung ist diese Schulter nicht mehr zu erkennen, da dieser Effekt mit der kontinuierlichen Heizung der HF-Leistung überlagert. Auch im zweiten Kontinuum ist sie nicht zu beobachten, da hier die Zeitkonstante der Relaxation überlagert ist.

4.1.2 Effekte in Argon

Die, durch zusätzliche Einkopplung von HF-Leistung erzielten, Effekte in Argon sind überwiegend die gleichen wie schon in Krypton, weshalb sich zahlreiche Beschreibungen in diesem Abschnitt wiederholen werden. Da jedoch der Schwerpunkt dieser Arbeit auf Argon liegt, werden für die zusätzliche HF-Einkopplung in Argon noch weitere Eigenschaften wie Druckabhängigkeit und das Verhalten bei variiertem Elektronenstrahlstrom beschrieben.

Zunächst zeigt Abbildung 23 einen Vergleich der Emissionsspektren im sichtbaren Bereich bei reiner Elektronenstrahlanregung und bei zwei verschiedenen Werten für eine zusätzlich eingekoppelte HF-Leistung ($P_{\text{HF}} = 0,15\text{W}$ bzw. $0,44\text{W}$). Ebenfalls gezeigt ist die Verstärkung der Lichtemission, die durch die Verdreifachung der HF-Leistung erreicht wurde. Wie schon in Krypton kann auch hier die Entstehung eines breiten Kontinuums beobachtet werden, sowie eine Verstärkung der atomaren Argonlinien, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

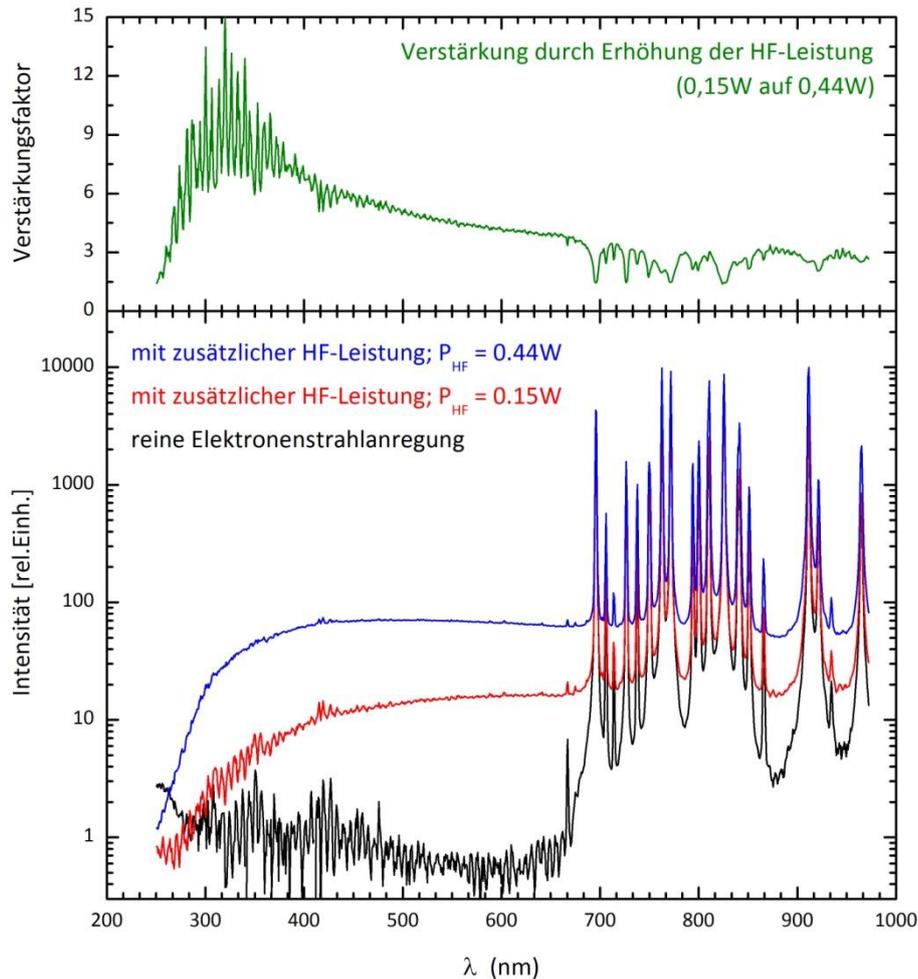


Abbildung 23: Spektrum im UV-VIS-IR-Bereich in 1 bar Argon bei reiner Elektronenstrahlanregung und mit zusätzlicher HF-Leistung

4.1.2.1 Verstärkung der atomaren Argonlinien

Die Darstellung des Verstärkungsfaktors der Emission durch eine Erhöhung der HF-Leistung in Abbildung 23 zeigt, dass die atomare Linienstrahlung deutlich schwächer verstärkt wird als die Kontinuumsstrahlung. Das zu diesen 4p-4s-Übergängen zugehörige Niveauschema wurde bereits in Abschnitt 2.2.2 gezeigt. In Abbildung 24 ist die Verstärkung der Linienintensität in Abhängigkeit von der benötigten Anregungsenergie ΔE des 4p-Niveaus aus den metastabilen 4s-Niveaus gezeigt. Ein exponentieller Zusammenhang ist hier nicht erkennbar und somit das Modell der rein thermischen Besetzung der angeregten Zustände aus den metastabilen nicht bestätigt. Vielmehr scheint hier eine Besetzung der 4p-Zustände über eine Anregung in energetisch höher liegende Zustände und einer anschließenden Abregung in Kaskaden eine Rolle zu spielen. Eine weitere mögliche Erklärung wäre wiederum, dass das Plasma selektiv optisch dicht für einige Linien wird, was hier besonders bei den beiden Übergängen mit der geringsten Anregungsenergie zutreffen könnte. Auch hier sei wieder auf geplante Absorptionmessungen verwiesen, die darüber Aufschluss geben werden.

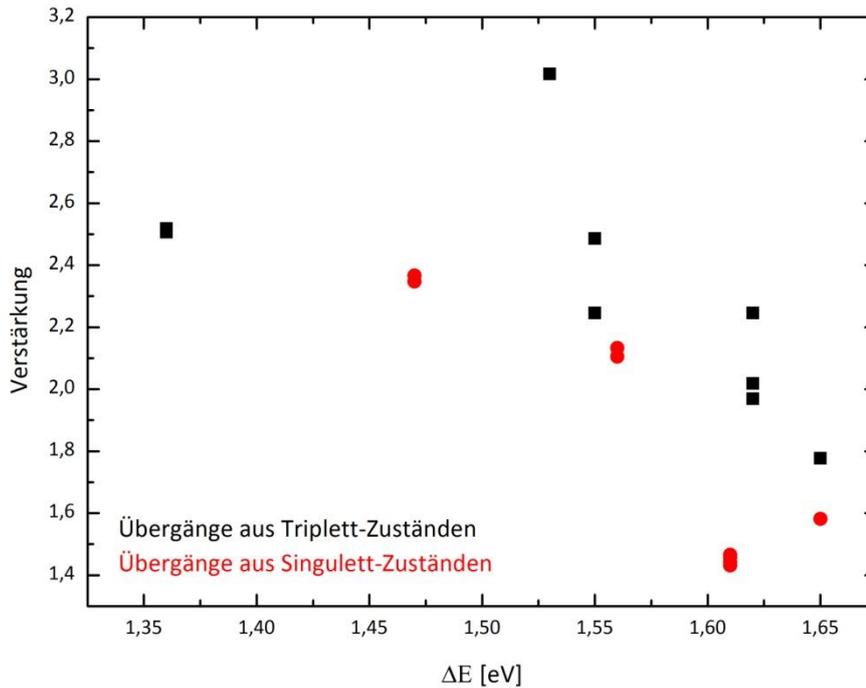


Abbildung 24: Verstärkung der atomaren Argonlinien bei einer Verdreifachung von P_{HF} in Abhängigkeit von der nötigen Anregungsenergie aus den metastabilen Zuständen

4.1.2.2 Entstehung und Verstärkung des Kontinuums im UV-VIS-IR-Bereich

Das Verhalten der Kontinuumsstrahlung in Argon ist identisch zu derselben Erscheinung in Krypton. Auch in Argon erstreckt sich dieses Kontinuum vom UV- über den sichtbaren bis in den IR-Bereich. Der exponentielle Abfall auf der hochenergetischen Seite ist wiederum kein realer Effekt der Emission, sondern auf die fehlerhafte Kalibrierung des Spektrometers zurückzuführen. Eine Messung dieses Bereichs mit dem Acton-Spektrometer erfolgte für die selbständig brennende HF-Entladung, weswegen eine detailliertere Diskussion dieses Bereichs des Kontinuums erst in Kapitel 4.2.1.2 erfolgt.

Wie in Abbildung 25 zu sehen ist, nimmt die Intensität des Kontinuums wie in Krypton überproportional zur angelegten HF-Leistung zu. Dieses Verhalten könnte auf Photoionisation hindeuten, ist allerdings mit Vorsicht zu beurteilen, da der genaue Zusammenhang zwischen P_{HF} und der Elektronendichte nicht bekannt ist. Auch scheint die Intensität dieses Kontinuums in Argon schwächer zu sein als in Krypton, was auf die höhere Ionisierungsenergie von Argon im Vergleich zu Krypton zurückzuführen sein könnte, oder auch ein Effekt einer unterschiedlich starken Einkopplung der HF-Leistung sein könnte.

Das zeitliche Verhalten dieser Emission unterscheidet sich von der in Krypton. Wie Abbildung 26 zeigt konnte in Argon kein „Kühl-Dip“ beobachtet werden. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Kühlung der schnellen Elektronen des Anregungspulses in Argon aufgrund der leichteren Stoßpartner deutlich schneller ist als in Krypton und in dieser Messung nicht aufzulösen war. Die Zeitskala für das Abklingen dieser Emission ist mit 20 und 30 μs vergleichbar mit der in Krypton.

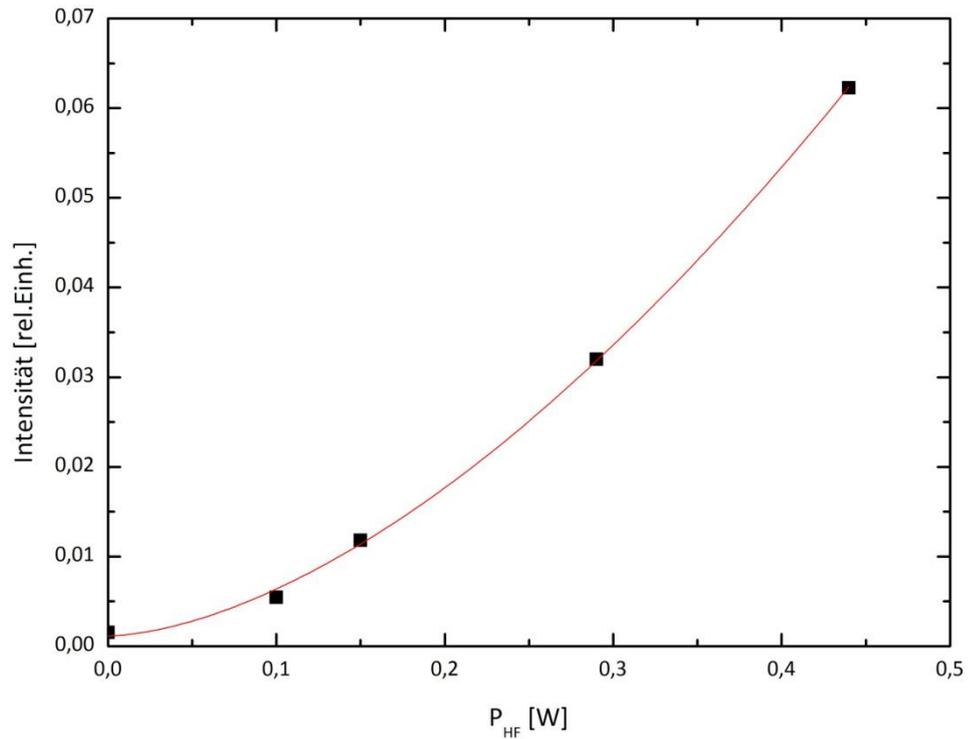


Abbildung 25: Verstärkung der Intensität des Kontinuums im UV-VIS-IR-Bereich in 1bar Argon in Abhängigkeit von der HF-Leistung

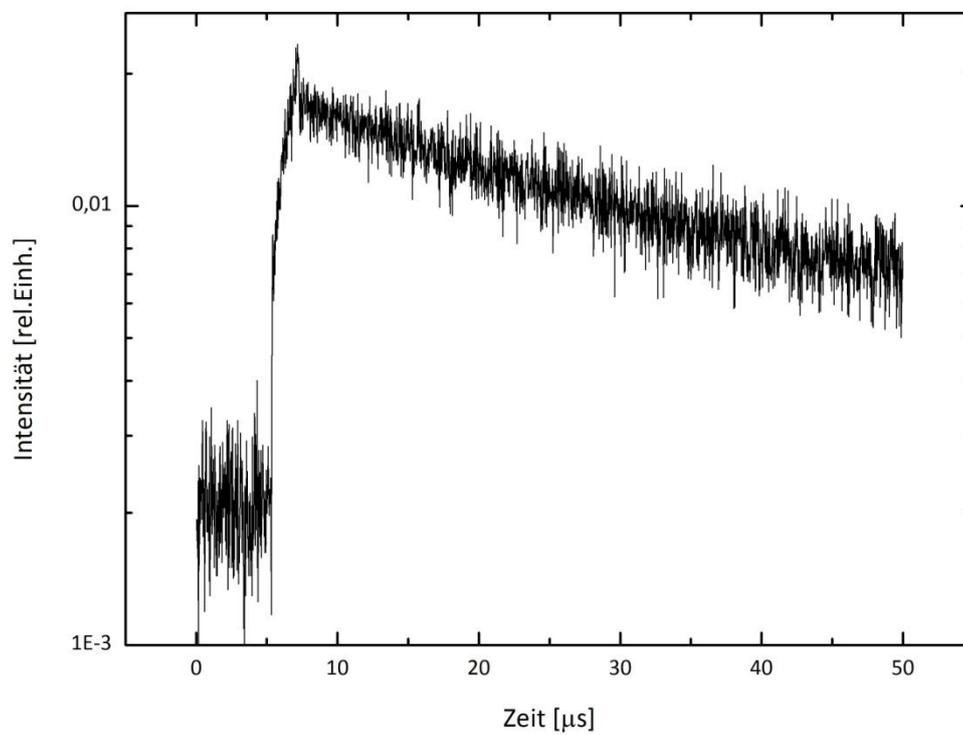


Abbildung 26: Zeitspektrum bei 400nm in 0,5bar Argon bei einer Pulslänge des Elektronenstrahls von $2\mu\text{s}$; die HF-Leistung wurde nicht abgeschaltet

4.1.2.3 Effekte im VUV-Spektrum

Auch im VUV-Spektrum lassen sich durch die zusätzlich eingekoppelte HF-Leistung die gleichen Effekte wie schon im Krypton beobachten. Hierzu ist in Abbildung 27 wiederum die reine Elektronenstrahlanregung mit zwei verschiedenen Werten an zusätzlich eingekoppelter HF-Leistung ($P_{\text{HF}} = 0,16\text{W}$ bzw. $0,39\text{W}$) dargestellt. Die dominierende Struktur, das zweite Kontinuum, verliert mit zunehmender HF-Leistung deutlich an Intensität und schiebt im Maximum etwas zu kürzeren Wellenlängen. Im Gegensatz dazu gewinnen sowohl das erste Kontinuum wie auch der LTP (dieser jedoch nur schwach) an Intensität. Dies lässt sich wiederum durch eine Aufheizung des Plasmas und der damit verbundenen verstärkten Besetzung energetisch höher liegender Vibrationsniveaus der angeregten Argonmoleküle erklären.

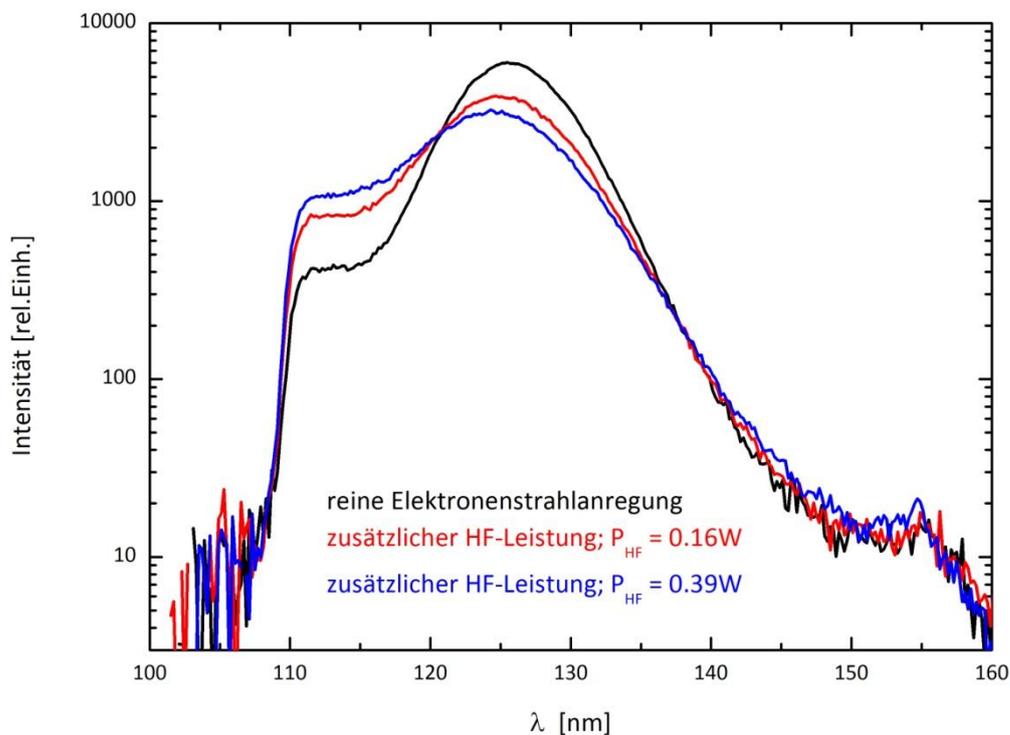


Abbildung 27: VUV-Spektrum in 1bar Argon bei reiner Elektronenstrahlanregung und mit zusätzlicher HF-Leistung

Eine genauere Darstellung des Verhaltens der Intensität von erstem und zweitem Kontinuum in Abhängigkeit von der angelegten HF-Leistung ist in Abbildung 28 gegeben. Deutlich zu erkennen ist hier wiederum das gekoppelte Verhalten der Verstärkungsfaktoren beider Kontinua.

Wie schon in Krypton nimmt jedoch die gesamte im VUV-Bereich emittierte Leistung trotz der zusätzlich eingekoppelten HF-Leistung ab (siehe Abbildung 29). Es kommt auch hier lediglich zu einer Umverteilung vom zweiten auf das erste Kontinuum.

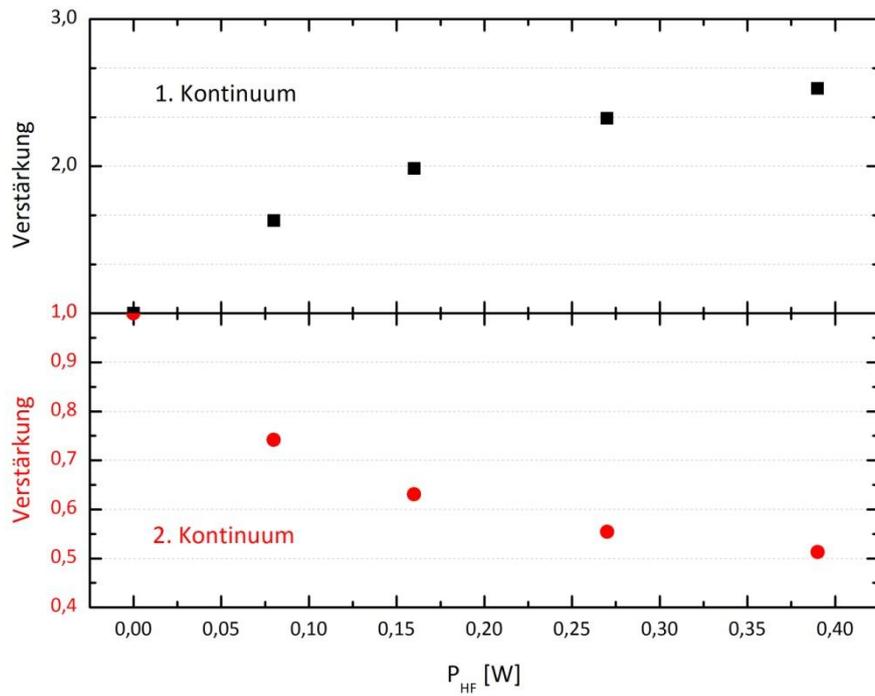


Abbildung 28: Verstärkung von 1. bzw. 2. Kontinuum in 1bar Argon durch zusätzliche eingekoppelte HF-Leistung im Vergleich zur reinen Elektronenstrahlanregung

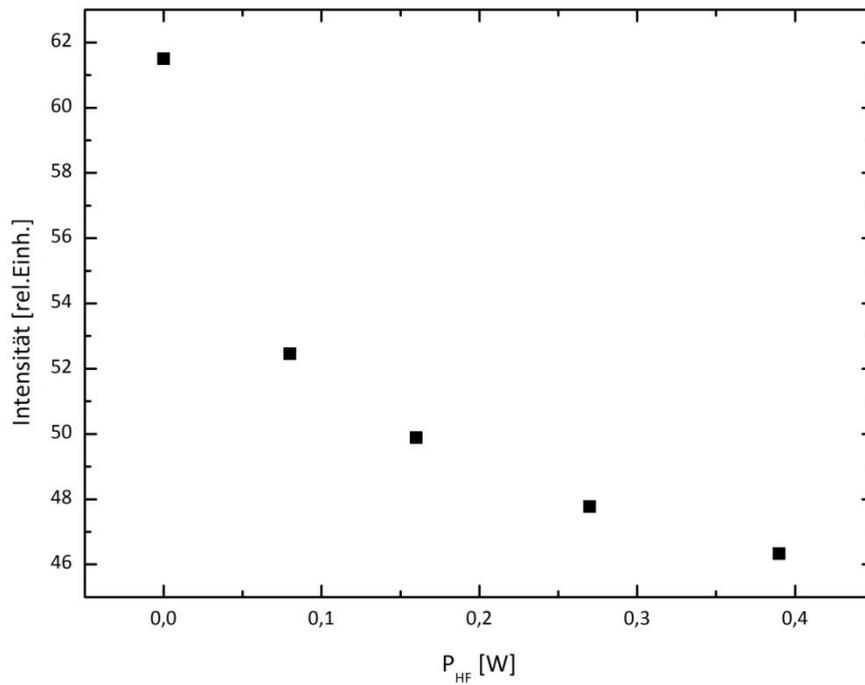


Abbildung 29: Im VUV-Bereich bis 160nm emittierte Lichtleistung in 1bar Argon in Abhängigkeit von der zusätzlichen HF-Leistung

4.1.3 Druckabhängigkeit der zusätzlichen HF-Anregung

Für die Messreihe zur Druckabhängigkeit der zusätzlichen HF-Anregung wurde der Wert von P_{HF} konstant bei 0,44W gehalten. In Abbildung 30 sind die zugehörigen Spektren dargestellt. Hier wird deutlich, dass sowohl erstes und zweites Kontinuum im VUV-Bereich, als auch das Kontinuum im UV-VIS-IR-Bereich mit abnehmendem Druck an Intensität verlieren. Dies könnte darin begründet sein, dass sich die Einkopplung der HF-Leistung stark mit dem Druck ändert, und somit trotz des konstanten Wertes von P_{HF} weniger Leistung in das Gas eingekoppelt wird.

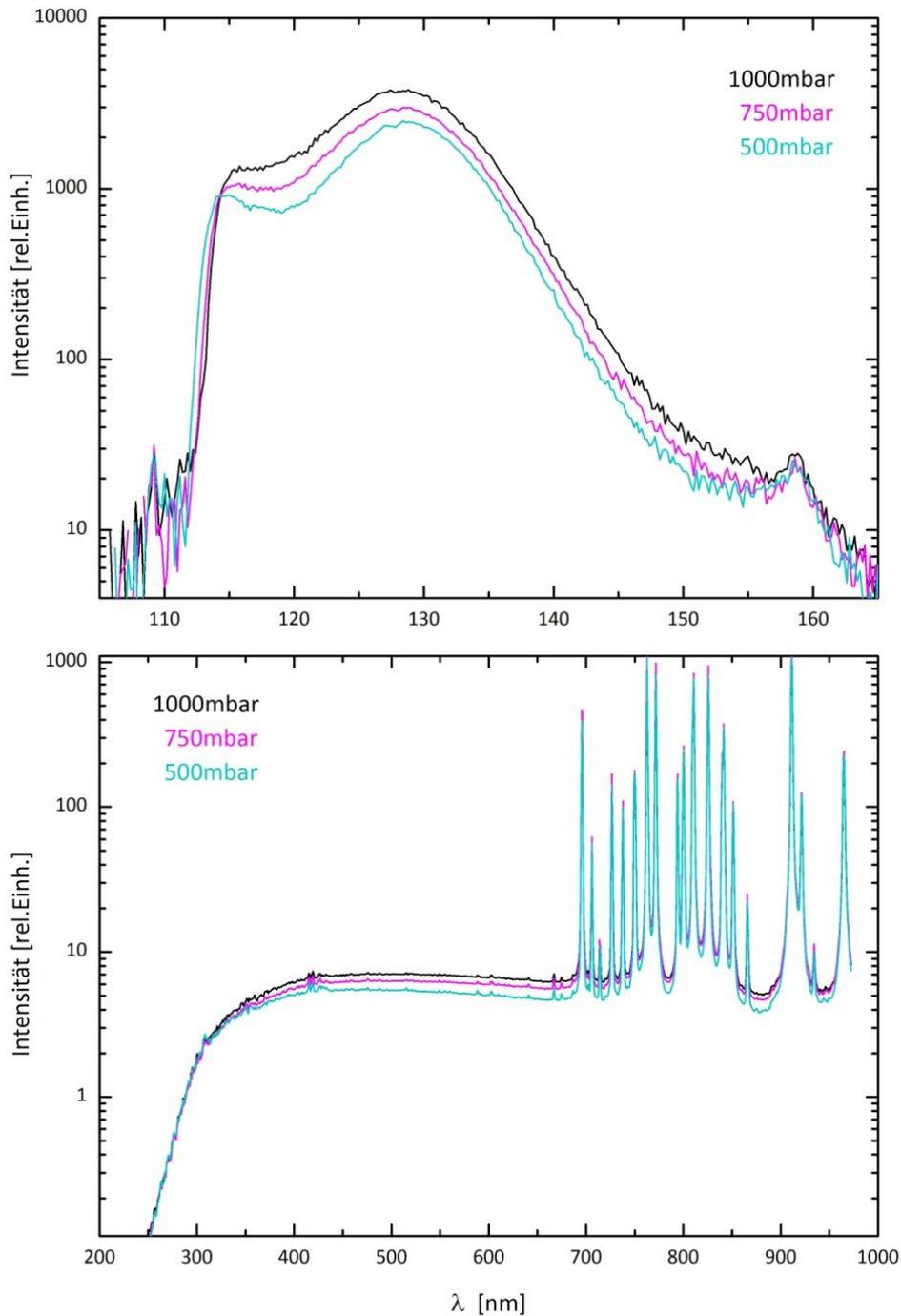


Abbildung 30: Vergleich der Spektren einer zusätzlichen HF-Anregung mit $P_{\text{HF}}=0,44\text{W}$ bei unterschiedlichen Drucken in Argon; **oben:** VUV-Spektrum; **unten:** UV-VIS-IR-Spektrum

Ein anderer oder auch zusätzlicher Effekt könnte die große Ausdehnung des leuchtenden Volumens bei niedrigem Druck sein, wodurch beide Spektrometer nur noch einen Ausschnitt aus diesem Volumen registrieren können, und somit die Intensität nur scheinbar sinkt. Dies zeigt die Probleme einer Auswertung dieser Messungen.

Es können jedoch auch mit Sicherheit echte Effekte beobachtet werden. Dies ist zum Einen, dass die Linienstrahlung mit niedrigerem Druck stärker auftaucht, zumindest im Vergleich zur Kontinuumsstrahlung. Dies ist ein typischer Effekt für Entladungen bei niedrigen Drucken und ist auf eine verringerte Stoßabregung zurückzuführen.

Darüber hinaus kann im VUV-Bereich eine verstärkte Separierung von erstem und zweitem Kontinuum beobachtet werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich die Relaxationszeit für angeregte Moleküle aus energetisch höher liegenden Vibrationsniveaus mit sinkendem Druck deutlich verlängert, da die Stoßwahrscheinlichkeit aufgrund der geringeren Teilchendichte abnimmt. Dies führt dazu, dass das erste Kontinuum zunehmend „spitz“ und vom zweiten Kontinuum getrennt erscheint.

An der linken Flanke des ersten Kontinuums lässt sich ebenfalls eine Verschiebung beobachten. Dies bestätigt, dass es sich bei dieser Kante um eine Absorptionskante im Bereich der Argonresonanzlinien handelt. Da der Monochromator mit in das Gassystem integriert ist, ist das Strecke, in dem die Absorption auftreten kann, sehr groß, und somit auch die auftretenden Effekte gut beobachtbar. Durch die Druckerniedrigung wird die Kante des ersten Kontinuums etwas zu kürzeren Wellenlängen verschoben. Um dies zu verstehen, sollte man sich nochmals das Potentialschema aus Abbildung 2 vor Augen rufen. Die Resonanzabsorption tritt zwischen dem Grundzustand und den metastabilen 4s-Zuständen auf. Da sich die Argonatome bei niedrigerem Druck im Mittel weiter auseinander befinden, verschiebt sich der Bereich der Resonanzabsorption in diesem Schema nach rechts, wodurch der Energieabstand der Kurven etwas größer wird, und somit die Wellenlänge der „Abschneidekante“ kürzer wird.

Wurde bei einer konstanten Ausgangsleistung des HF-Generators der Druck erniedrigt, so konnte eine deutliche Erhöhung von P_{HF} beobachtet werden. Allerdings erhöhte sich hierdurch auch der Wert der vom Richtkoppler ermittelten Leistung in Vorwärtsrichtung. Dies bedeutet, dass der Verstärker sehr stark auf den sich mit dem Druck ändernden „Verbraucher“ reagiert, was eine mögliche Aussage über das Druckverhalten der Einkopplung verhindert. Dies zeigt die Notwendigkeit einer weiteren Messreihe, bei der dieser Wert der Leistung in Vorwärtsrichtung konstant gehalten wird, welcher allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte.

4.1.4 Abhängigkeit der zusätzlichen HF-Anregung vom Elektronenstrahlstrom

Zur Aufnahme einer Messreihe bei variiertem Elektronenstrahlstrom wurde zunächst die Ausgangsleistung des HF-Generators konstant bei -6dBm gehalten. Auch die Leistung in

Vorwärtsrichtung blieb bei diesem Versuch konstant, weshalb daraus Erkenntnisse über die Einkopplung der HF-Leistung gewonnen werden können. In Abbildung 31 sind die Ergebnisse dieser Messreihe gezeigt. Es ist klar ersichtlich, dass sich die Einkopplung mit steigendem Elektronenstrahlstrom stark verbessert. Sowohl die Werte von P_{HF} , als auch die Intensität des gesamten emittierten Lichts erfahren eine deutliche Verstärkung.

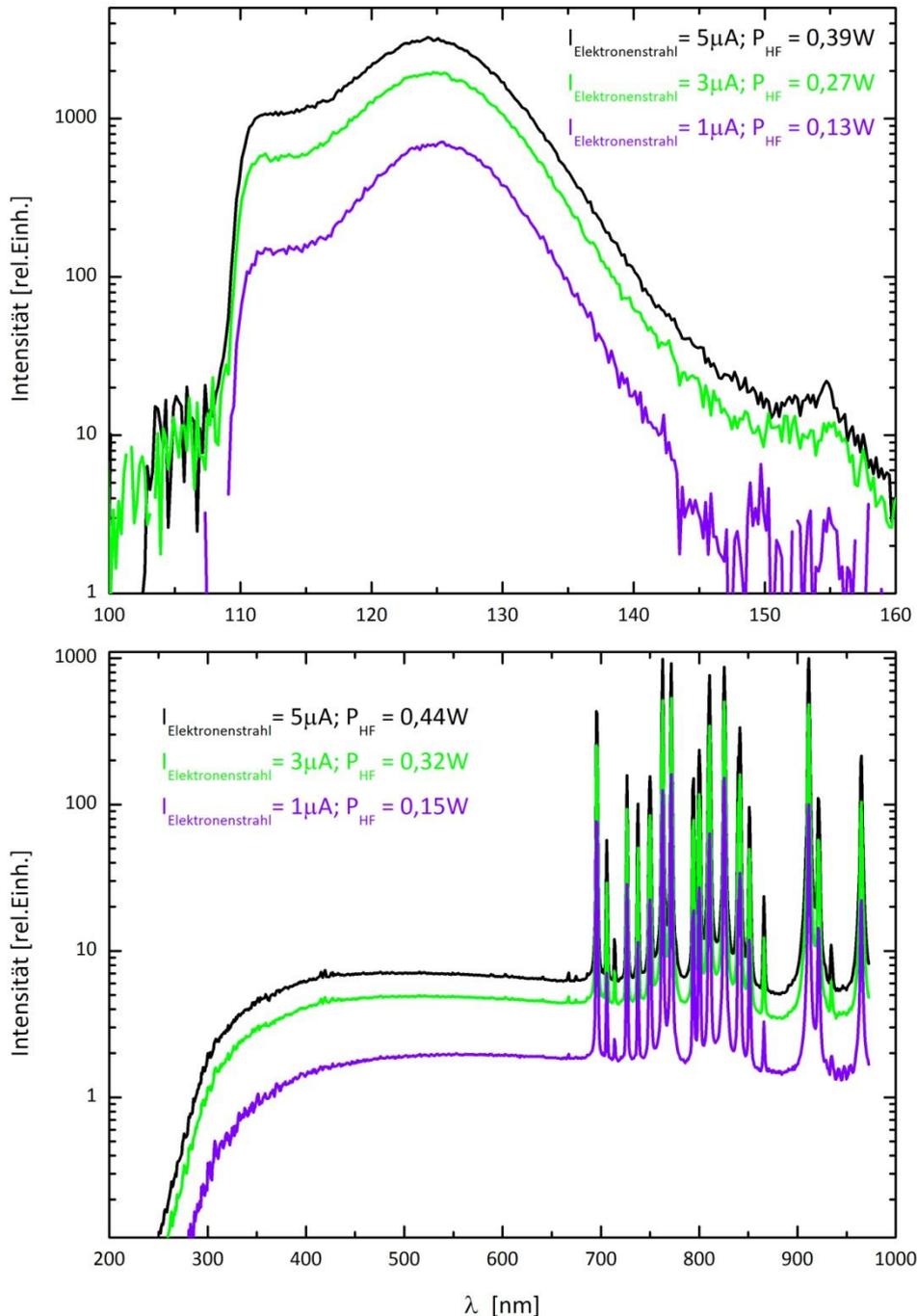


Abbildung 31: Vergleich der Spektren einer zusätzlichen HF-Anregung bei verschiedenen Elektronenstrahlströmen in 1bar Argon, die Ausgangsleistung am HF-Generator wurde konstant bei -6dBm gehalten; oben: VUV-Spektren; unten: UV-VIS-IR-Spektren

Um auch die Auswirkungen des Elektronenstrahls auf das Spektrum zu untersuchen, wurde in einer weiteren Messung P_{HF} konstant bei 0,27W (VUV-Spektren) bzw. 0,32W (UV-VIS-IR-

Spektrum) gehalten. Die Ergebnisse in Abbildung 32 zeigen beim ersten und zweiten Kontinuum sowie bei der Linienstrahlung die typische Abhängigkeit vom Elektronenstrahl. Durch eine Erhöhung des Strahlstroms werden mehr Argonatome angeregt bzw. ionisiert und die Emissionen werden somit verstärkt.

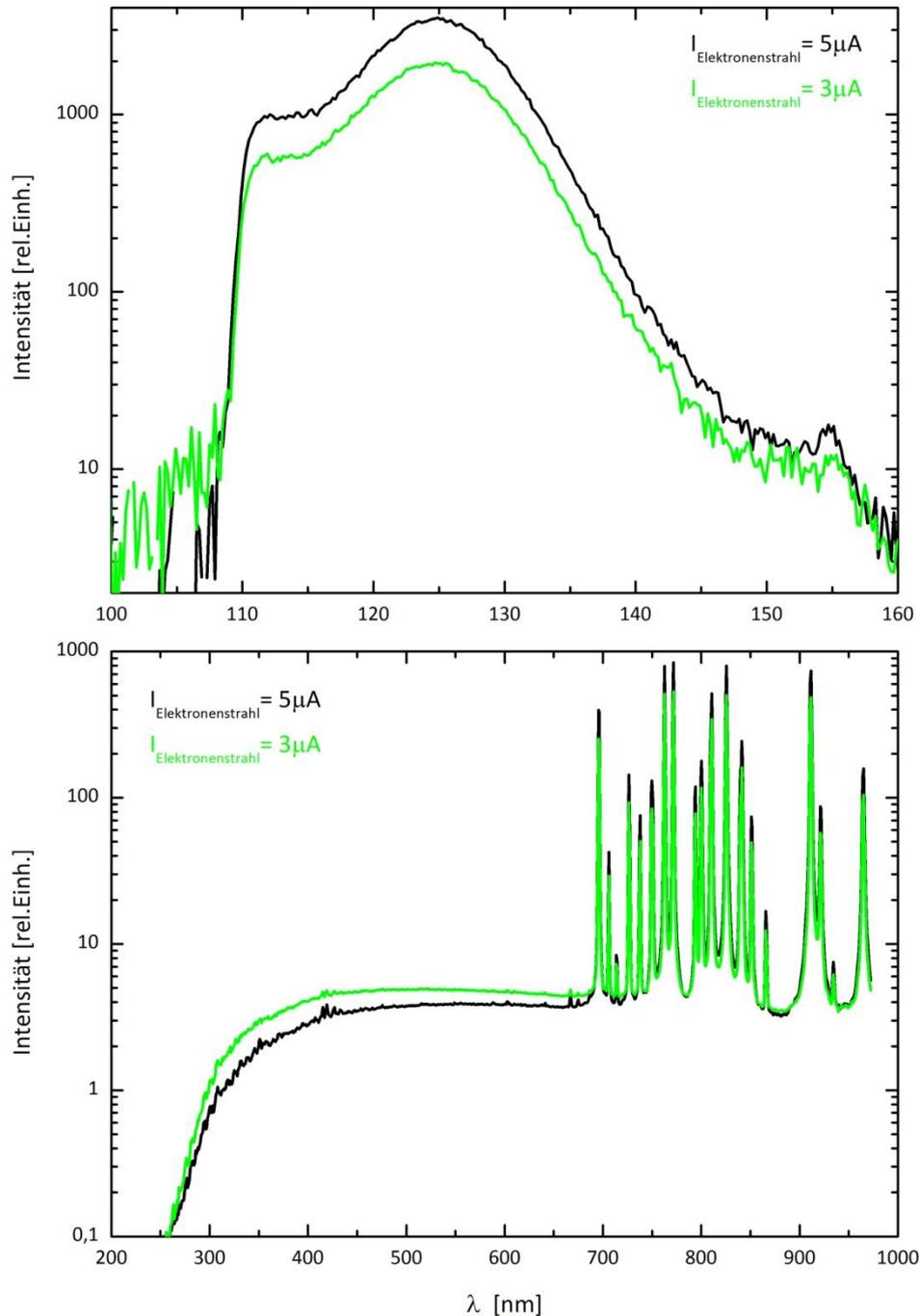


Abbildung 32: Vergleich der Spektren einer zusätzlichen HF-Anregung bei verschiedenen Elektronenstrahlströmen in 1bar Argon; P_{HF} wurde jeweils konstant gehalten; **oben:** VUV-Spektren mit $P_{\text{HF}} = 0,27\text{W}$; **unten:** UV-VIS-IR-Spektren mit $P_{\text{HF}} = 0,32\text{W}$

Interessant ist jedoch, dass das Kontinuum im UV-VIS-IR-Bereich, welches durch die zusätzliche HF-Anregung entsteht, durch eine Erhöhung des Strahlstroms abgeschwächt wird. Dieses Verhalten konnte noch nicht vollständig geklärt werden. Es widerspricht sogar der Theorie des Photorekombinationskontinuums, da durch den erhöhten Strahlstrom im Gas eigentlich eine höhere Elektronendichte erzeugt werden sollte, wodurch auch dieses Kontinuum ansteigen sollte. Eine Erhöhung der Elektronentemperatur durch den verstärkten Strahlstrom könnte diese Abschwächung möglicherweise erklären könnte.

4.2 Selbständige HF-Entladung in Argon

Für die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen wurde ausschließlich das 2,45GHz-System verwendet (mit Ausnahme des Abschnittes über die Frequenzabhängigkeit der Entladung). Dies ermöglichte es zum Einen, bei höheren HF-Leistungen zu messen, und zum Anderen, das Verhalten der Entladung bei einer für die industrielle Nutzung freigegebenen Frequenz zu studieren. Für das Zündverhalten der HF-Entladung spielte die Frequenzänderung keine Rolle. Wurde die HF-Leistung im Vergleich zur zusätzlichen HF-Anregung weiter erhöht, konnte in beiden Fällen eine selbständig brennende HF-Entladung gezündet werden.

Durch die starke Vorionisation des Gases durch den Elektronenstrahl konnten einige Zündbedingungen erheblich abgeschwächt werden. So konnte beispielsweise die Form und Größe der Elektrode nahezu beliebig variiert werden und musste nicht aus einer sehr feinen Spitze bestehen, wie bei einer Koronaentladung [15]. Zum Anderen konnte die Entladung problemlos bei hohen Drucken (höher als Atmosphärendruck) gezündet werden. Als Generatorleistung des HF-Generators waren bereits einige Watt ausreichend, um die Entladung zu zünden.

In Abbildung 33 sind zwei Beispiele einer solchen Entladung gezeigt. Der Elektronenstrahl tritt hier von oben durch die Membran ins Gasvolumen ein und zündet eine stabile HF-Entladung zwischen dieser Membran und der HF-Elektrode. Diese HF-Entladung wird als selbständige Entladung bezeichnet, da der Elektronenstrahl nach dem Zündvorgang abgeschaltet werden kann, ohne dass die Entladung löscht.

Die Form dieser Entladung ist durchaus von der Elektrodengeometrie abhängig. In beiden Bildern beträgt der Elektrodendurchmesser 3mm und es wurde lediglich der Abstand von 7mm auf 1mm reduziert. Die Entladung verändert sich dabei von einem stabilen Kanal zu einer Entladung mit mehreren Kanälen, welche über die Elektrodenoberfläche wandern. Dieses Wandern wird durch einen starken Gasfluss begünstigt und zeigt, dass bei diesen Entladungen die Geometrie optimiert werden muss. Da der Gasfluss senkrecht zur Entladung strömt, musste bei den Messungen ein Optimum zwischen Gasreinheit und einer ruhig brennenden Entladung gefunden werden. Es wurde immer versucht den Gasfluss und somit die Gasreinheit so hoch wie möglich zu halten, weshalb allerdings manche Messreihen aufgrund leicht unterschiedlicher Verunreinigungs-konzentrationen nicht exakt miteinander vergleichbar sind.

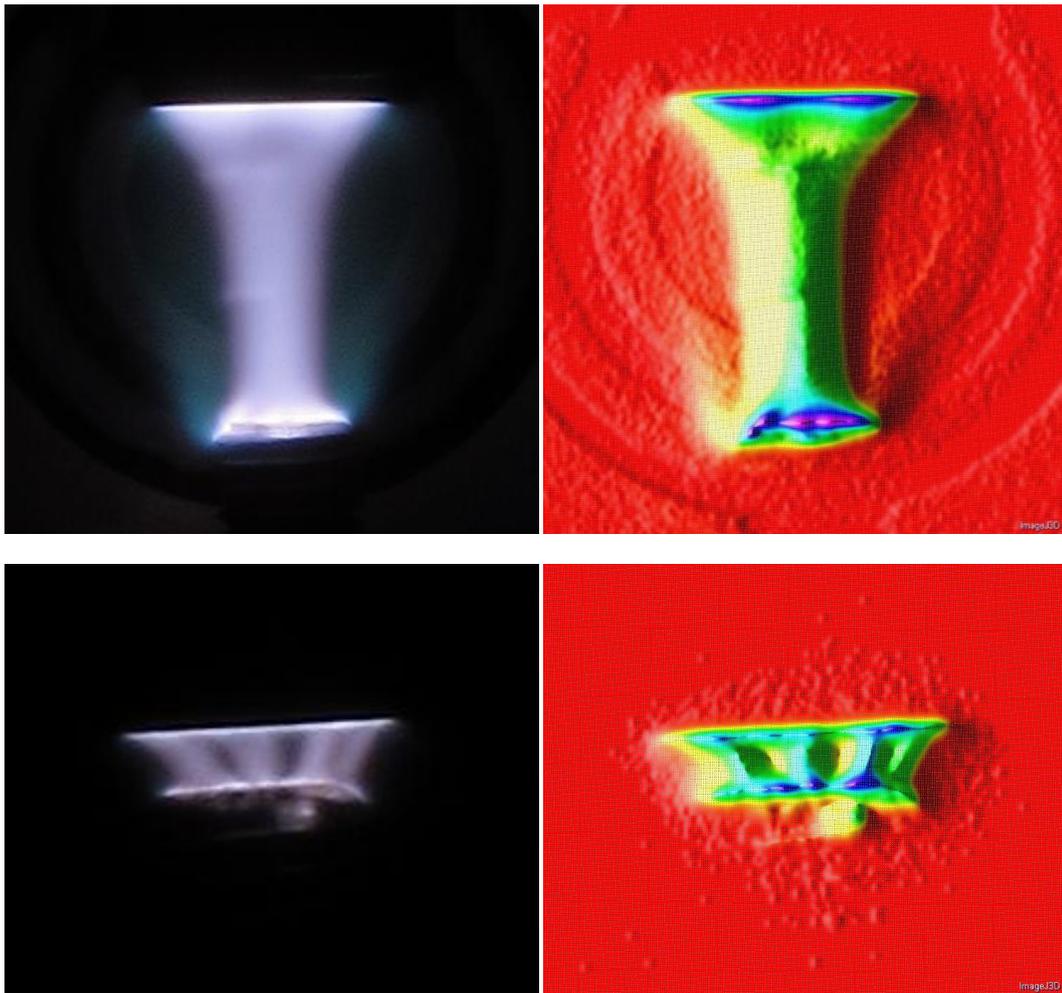


Abbildung 33: Fotos zweier HF-Entladungen (links) und zugehörige 3D-Darstellungen (rechts) der Intensität im sichtbaren Spektralbereich oben: Elektrodenabstand ca. 7mm und ein Entladungskanal unten: Elektrodenabstand ca. 1mm und mehrere Entladungskanäle

Desweiteren fällt besonders bei den beiden oberen Bildern auf, dass das sichtbare Licht am stärksten aus der Randschicht des Plasmas emittiert wird. Eine ortsauflöste Aufnahme von Spektren und insbesondere VUV-Spektren war in diesem Versuchsaufbau leider nicht möglich.

Im Folgenden werden die spektralen Eigenschaften der selbständig brennenden HF-Entladung sowohl im VUV- als auch im UV-VIS-IR-Bereich detailliert beschrieben.

4.2.1 Effekte im sichtbaren und nahen UV-Bereich

Im folgenden Abschnitt wird zunächst wieder auf die spektralen Veränderungen im UV-VIS-IR-Bereich eingegangen, und zwar im Vergleich zur reinen Elektronenstrahlanregung bzw. zur zusätzlichen HF-Einkopplung. In Abbildung 34 sind hierfür die zugehörigen Spektren gezeigt. Durch die Zündung der selbständigen HF-Entladung werden sowohl das Kontinuum als auch die

Linienstrahlung weiter verstärkt. Darüber hinaus werden weitere, dem Kontinuum überlagerte Linien sichtbar. Die dominanten Argonlinien im roten bzw. infraroten Spektralbereich führen bei einer hohen HF-Leistung zum Vollausschlag des Spektrometers, trotz der kürzest möglich eingestellten Belichtungszeit von $8\mu\text{s}$. Um diese Linienverstärkung weiter zu quantifizieren, wäre es notwendig den Abstand zwischen dem Leuchtvolumen und der Quarzlinse, welche das Licht in die Glasfaser fokussiert, zu vergrößern. Da allerdings das Hauptaugenmerk der hier beschriebenen Messungen auf dem VUV-Bereich liegt, wurde darauf bisher verzichtet. Die geplanten Absorptionsmessungen werden hingegen diesen Schritt unumgänglich machen.

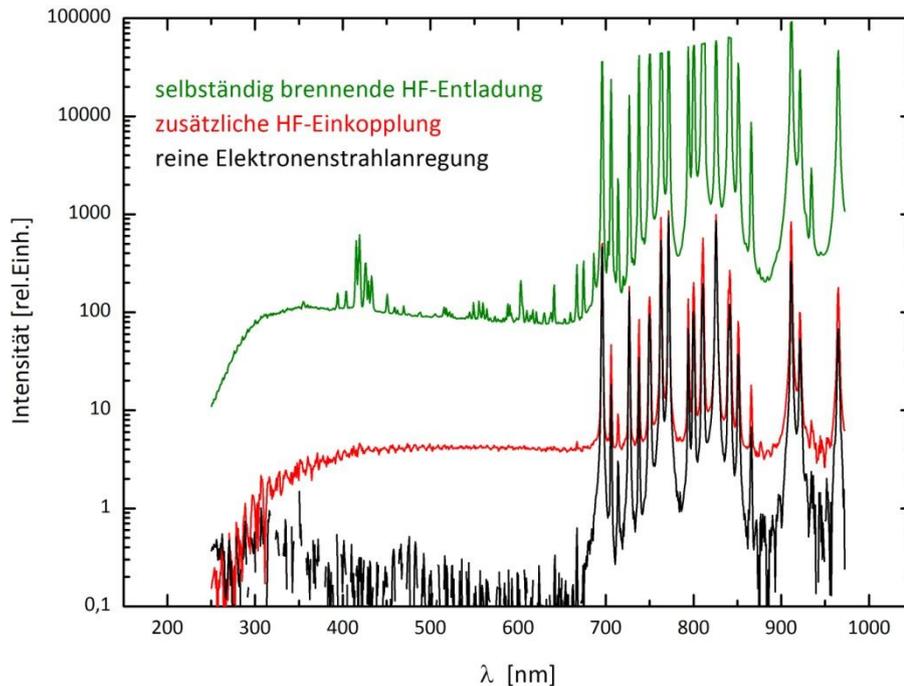


Abbildung 34: Vergleich der Spektren der verschiedenen Entladungsformen in 1bar Argon im UV-VIS-IR-Bereich

4.2.1.1 Linienspektrum

Um die Spektrallinien von Argon zu identifizieren, welche bei der HF-Entladung zusätzlich sichtbar werden, vergleicht Abbildung 35 das ermittelte Spektrum mit den Werten der NIST-Datenbank (http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html) für atomare Argonlinien. Nahezu alle beobachteten Linien können somit als atomare Argonlinien identifiziert werden und auch deren Intensitätsverhältnisse stimmen sehr gut mit denen der Datenbank überein. Dies zeigt, dass das Verhalten der atomaren Linienstrahlung in dieser HF-Entladung vergleichbar zu dem in den Niederdruckgasentladungen ist, welche die Grundlagen für die Werte der NIST-Datenbank darstellen.

Die selbständig brennende HF-Entladung fördert allgemein die Linienstrahlung sehr stark. Zum Einen werden durch Verunreinigungen verursachte Linien verstärkt beobachtet, worauf später noch eingegangen wird, zum Anderen werden sämtliche atomaren Argonlinien extrem verstärkt.

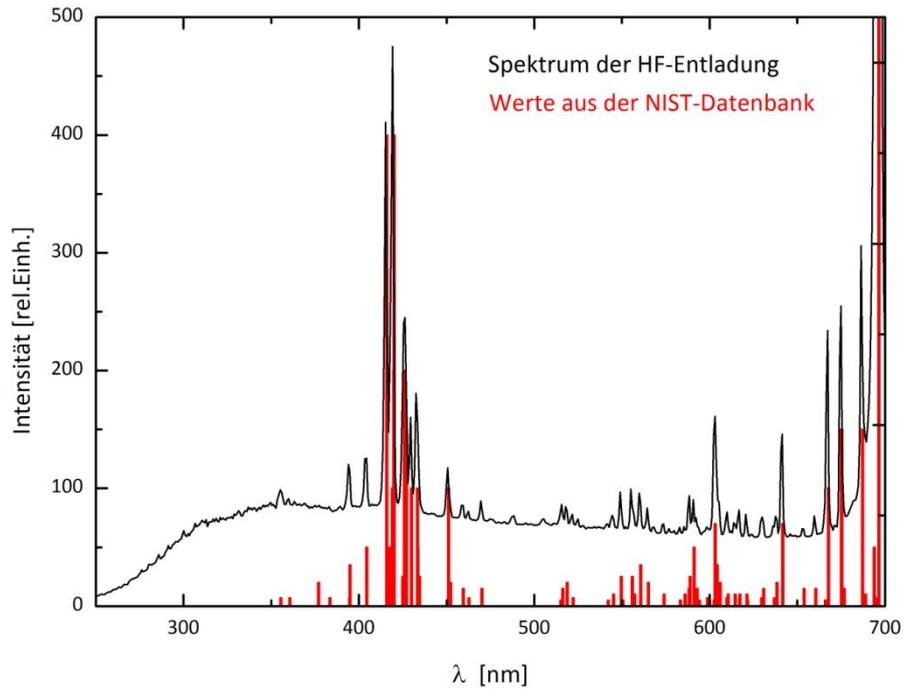


Abbildung 35: Argonlinien-Spektrum im Bereich von 300-700nm verglichen mit den Werten für atomare Argonlinien aus der NIST-Datenbank

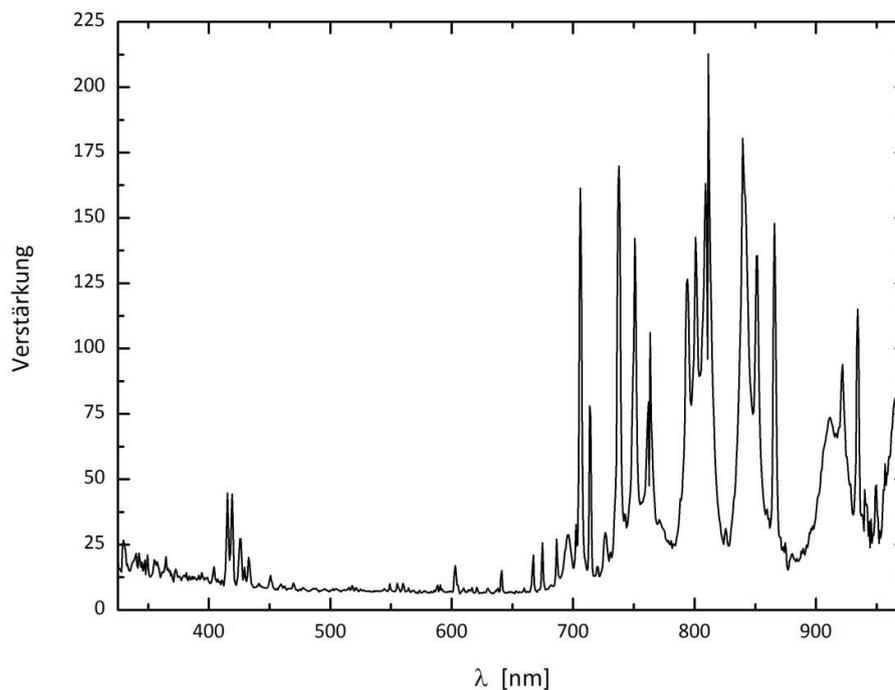


Abbildung 36: Linenverstärkung durch gezündeten HF-Entladung gegenüber lediglich zusätzlicher HF-Einkopplung bei gleicher Generatorleistung

Analog zu Abbildung 24 in Kapitel 4.1.2.1 zeigt Abbildung 36 die Verstärkung der Lichtemission, welche durch das Zünden der HF-Entladung verursacht wird. Die angelegte HF-Leistung war

hierbei die Gleiche, das Zünden führt also zu einer extrem verbesserten Einkopplung der HF-Leistung. Bei der zusätzlich eingekoppelten HF-Leistung in 4.1.2 war beobachtet worden, dass eine Erhöhung der HF-Leistung zwar die Kontinuumsstrahlung deutlich verstärkt, sich aber auf die Linien nicht allzu stark auswirkt. Ein gegensätzlicher Trend ist bei der Zündung der HF-Entladung zu beobachten. Das Kontinuum gewinnt auch hier über den ganzen Bereich relativ gleichmäßig an Intensität, die Argonlinien erfahren allerdings eine Verstärkung die um bis zu einem Faktor zehn höher ist.

Wie die Verstärkung der Linien untereinander variiert, ist in Abbildung 37 gezeigt. Wiederum sind hier Übergänge gemäß der Anregungsenergie aus den metastabilen 4s-Zuständen geordnet. Zum Vergleich sind hier auch noch einmal die Werte für eine Vervierfachung der Generatorleistung einer zusätzlich eingekoppelten HF-Leistung dargestellt. Bei der gleichen Verstärkung der Generatorleistung bei der selbständigen HF-Entladung hingegen werden alle Linien relativ gleichmäßig verstärkt. Dies veranschaulicht, dass die HF-Entladung selbst in der Lage ist, die angeregten Zustände aus dem Grundzustand heraus zu besetzen, wodurch hier nun für alle Linien in etwa die gleiche Anregungsenergie gilt und somit auch alle in etwa gleichermaßen verstärkt werden.

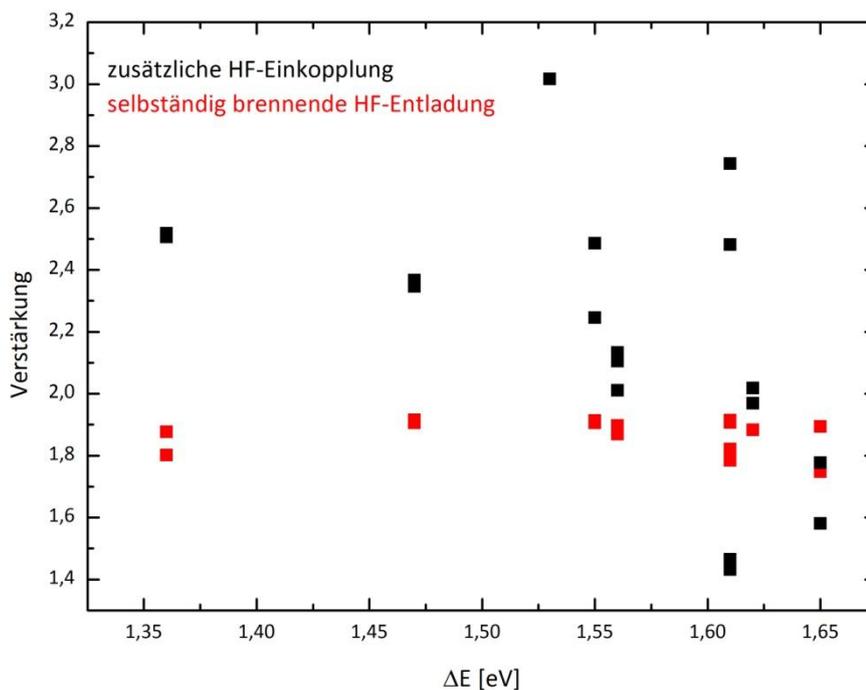


Abbildung 37: Linienverstärkung im 1bar Argon in Abhängigkeit der nötigen Anregungsenergie aus den metastabilen 4s-Zuständen

4.2.1.2 Kontinuumsstrahlung

Wie Abbildung 34 zeigt, steigt im Gegensatz zur zusätzlich eingekoppelten HF-Leistung die integrale Intensität des Kontinuums im UV-VIS-IR-Bereich nicht überproportional zu der angelegten HF-Leistung an, sondern annähernd linear (siehe Abbildung 38). Dies würde mehr auf

Bremsstrahlung hindeuten, da hier die Intensität linear mit der Elektronendichte ansteigt. Ob dies jedoch ein realer Effekt ist, oder mehr auf ein unterschiedliches elektrisches Verhalten der beiden HF-Systeme oder auf einen Frequenz- bzw. Leistungseffekt zurückzuführen ist, kann erst mit einer genauen HF-Messelektronik geklärt werden.

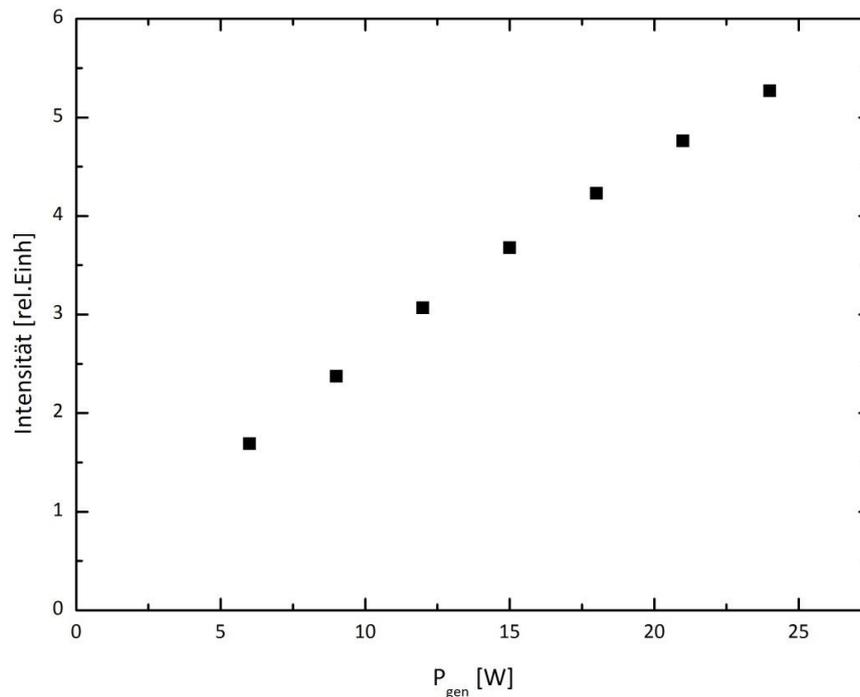


Abbildung 38: Intensität des Kontinuums im UV-VIS-IR-Bereich in Abhängigkeit der HF-Leistung

Der exponentielle Abfall in Abbildung 34 von ca. 300nm zu kürzeren Wellenlängen hin ist wieder auf die fehlerhafte Korrekturfunktion des Spektrometers zurückzuführen. Für den VUV-Monochromator liegt in diesem Wellenlängenbereich leider auch keine Kalibrierung vor, die Ansprechfunktion sollte jedoch auch in diesem Bereich relativ glatt verlaufen. Deshalb sollte dieses System ausreichen, um qualitative Aussagen über den Verlauf des Kontinuums im nahen UV-Bereich zu treffen. Hierzu wurde das Szintillatormaterial zwischen Monochromator und Photomultiplier entfernt und durch eine Saphirscheibe ersetzt. Die zwischen dieser Saphirscheibe und dem Photomultiplier eingeschlossene Luft sowie die Scheibe selbst wirken als Filter und verhindern eine Detektion der zweiten Ordnung des ersten und zweiten Kontinuums. Die zugehörigen Spektren sind in Abbildung 39 gezeigt.

Bei der reinen Elektronenstrahlanregung ist, wie erwartet, im Bereich von 170-500nm neben dem dritten Kontinuum keine weitere Emission zu beobachten. Bei einer zusätzlichen angelegten HF-Leistung bildet sich das sichtbare Kontinuum, welches einen sanften Knick bei ca. 380nm aufweist. Dieser sollte auf die fehlende Kalibrierung zurückzuführen sein, da in diesem Bereich das andere Spektrometer sehr empfindlich ist und diesen Verlauf der Emission nicht bestätigte. Das Kontinuum erstreckt sich bis weit in den nahen UV-Bereich hinein und überlagert sich dort mit dem dritten Kontinuum.

Um bei der reinen HF-Entladung diese Überlagerung zu vermeiden, wurde nach deren Zündung der Elektronenstrahl abgeschaltet, da hierdurch das dritte Kontinuum verschwindet (siehe Abschnitt 4.2.2.2). In den beiden Spektren der HF-Entladungen bei unterschiedlicher Leistung kann eine deutliche Kante bei ca. 225nm (entspricht ca. 5,5eV) beobachtet werden, in deren Anschluss die Intensität exponentiell abfällt. Dies würde für die Photorekombination als Ursprung für dieses Kontinuum sprechen. Der energiereichste Photorekombinationsübergang eines einfach ionisierten, relaxierten Molekülions zu einem angeregten Argonmolekül beträgt ca. 4,2eV. Die Differenz von 1,3eV zu der markanten Kante im Spektrum und der Verlauf des Kontinuums wären demnach auf eine Kombination der Elektronenenergieverteilung und der Photorekombinationswirkungsquerschnitte zurückzuführen. Da diese jedoch nicht bekannt sind (siehe Abschnitt 2.3.2), kann diese Theorie ohne Messung der Photabsorption nicht bestätigt werden.

Auch die beiden schwachen Minima bei ca. 260 und 290nm wären für ein Bremsstrahlungskontinuum nicht erklärbar. Bei der Photorekombination wäre dies mit dem Fehlen von möglichen optischen Übergängen oder einem kleinen Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich zu erklären.

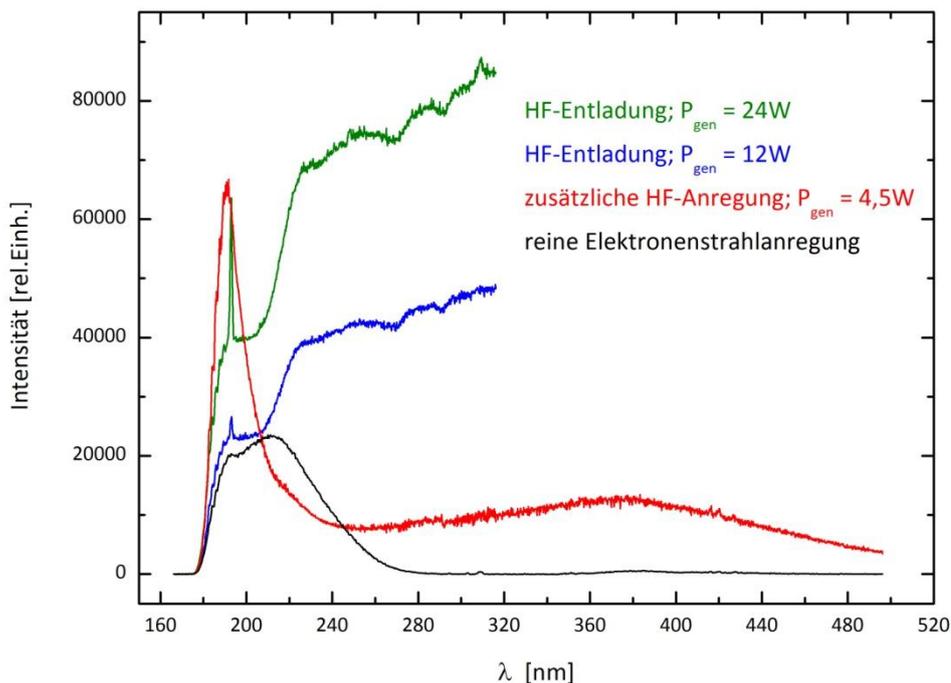


Abbildung 39: Fortsetzung des sichtbaren Kontinuums in 1bar Argon im nahen UV-Bereich gemessen mit Acton-Monochromator (unkalibriert)

4.2.2 Effekte im VUV-Bereich

In diesem Abschnitt werden die bedeutendsten Effekte der selbständig brennenden HF-Entladung beschrieben, da hier genau die Zielsetzungen dieser Arbeit erreicht werden konnte. Nämlich eine Möglichkeit zu finden, zum Einen die ins Gas eingekoppelte Leistung massiv zu steigern und zum Anderen eine deutliche Intensitätssteigerung im Bereich von etwa 110 bis 120nm zu erreichen.

In den Spektren zeigen sich wiederum deutliche Unterschiede zwischen der zusätzlichen HF-Einkopplung und der selbständigen HF-Entladung. Hierzu zeigt Abbildung 40 die drei VUV-Spektren der reinen Elektronenstrahlanregung, der zusätzlichen HF-Anregung und der selbständigen HF-Entladung. Neben der massiven Verstärkung des ersten und zweiten Kontinuums ist auch eine Erhöhung der Emission unterhalb der Absorptionskante der Argon-Resonanzlinien zu bemerken. Darüber hinaus kann eine Verstärkung und eine Modifikation der Form des dritten Kontinuums beobachtet werden, sowie das vereinzelt Auftreten einiger Linien. Der starke Anstieg bei 220nm ist ein Artefakt und auf die zweite Beugungsordnung des ersten Kontinuums im Gitterspektrometer zurückzuführen. Im Folgenden werden die beobachteten Effekte detailliert beschrieben.

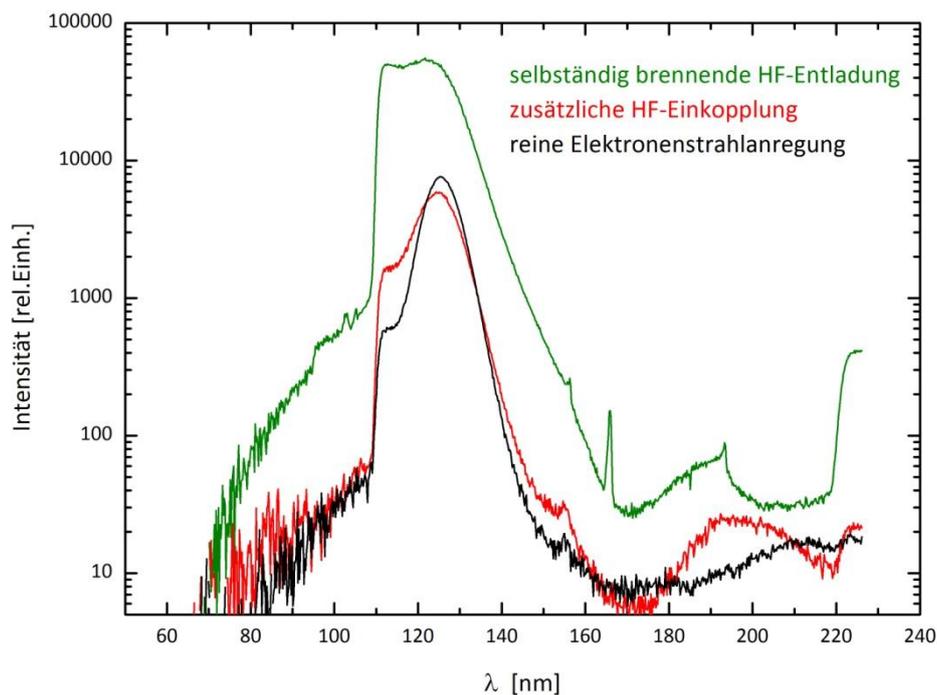


Abbildung 40: Vergleich der Spektren der verschiedenen Entladungsformen in 1bar Argon im VUV-Bereich

4.2.2.1 Erstes und Zweites Kontinuum

Der gravierendste Unterschied zwischen zusätzlicher HF-Einkopplung und selbständiger HF-Entladung zeigt sich beim zweiten Excimerkontinuum. Bei der zusätzlichen HF-Einkopplung wurden die Excimermoleküle durch Elektronenstrahlanregung gebildet und durch die HF-Leistung in energetisch höheren Vibrationsniveaus gehalten, was zu einer Abnahme des zweiten Kontinuums mit zunehmender HF-Leistung führte.

Die selbständig brennende HF-Entladung hingegen ist nun selbst in der Lage Excimermoleküle zu erzeugen, wodurch bei einer höheren HF-Leistung die Anzahl der Moleküle zunimmt und somit auch die Intensität des zweiten Kontinuums ansteigt. Dieser Effekt wird auch durch die Tatsache bestätigt, dass die HF-Entladung selbständig brennt, also nach der Zündung nicht mehr auf die Elektronenstrahlanregung angewiesen ist.

Dennoch wird das Plasma weiterhin durch die HF-Leistung geheizt, weshalb das erste Kontinuum mit steigender HF-Leistung im Vergleich zum zweiten deutlich stärker an Intensität gewinnt. Dieser Effekt verdient in dem hier beschriebenen Versuch das größte Interesse, da er großes Potential für eine Anwendung als intensive, brillante VUV-Lichtquelle besitzt. Wie eingangs beschrieben, ist die Entwicklung einer Lichtquelle mit hoher Intensität unterhalb von ca. 116nm notwendig für die Photoionisation von Sprengstoffmolekülen, was durch diese Verstärkung des ersten Excimerkontinuums in Argon in hervorragender Weise erreicht werden kann.

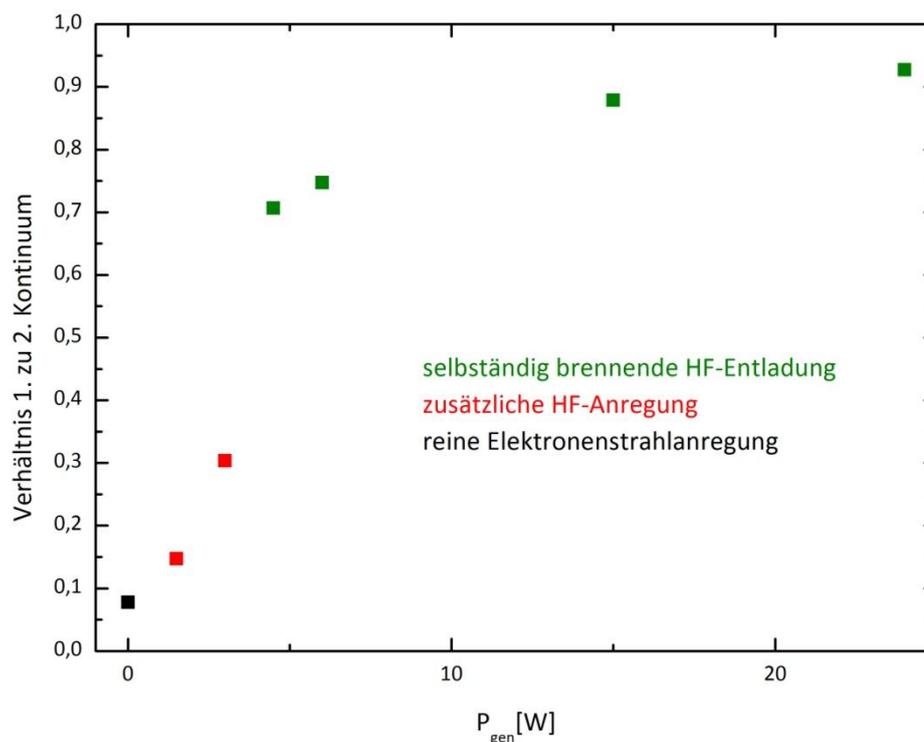


Abbildung 41: Verhältnis zwischen erstem und zweitem Kontinuum in 1bar Argon für die drei unterschiedlichen Formen der Entladung

Die Entwicklung des Verhältnisses zwischen erstem und zweitem Kontinuum ist in Abbildung 41 in Abhängigkeit von der HF-Leistung gezeigt. Hier zeigen sich erneut die deutlichen Unterschiede

zwischen den verschiedenen Formen der Gasentladung. Bei der reinen Elektronenstrahlanregung liegt dieses Verhältnis deutlich unter 0,1. Koppelt man eine zusätzliche HF-Leistung ein, so steigt dieser Wert mit zunehmender HF-Leistung auf über 0,3. Bei der Zündung der selbständigen HF-Entladung steigt der Wert bei gleichbleibender HF-Leistung schlagartig um mehr als das Doppelte. Wird nun die HF-Leistung weiter erhöht, nähert sich dieses Verhältnis mehr und mehr dem Wert 1. Eine interessante Fragestellung ist hier, ob durch eine weitere Leistungserhöhung, beispielsweise durch eine verbesserte Einkopplung der HF-Leistung, Werte von deutlich über 1 erreicht werden können; ob also das erste Kontinuum zur dominanten Struktur „gezüchtet“ werden kann, oder ob in einem solchen Fall die Excimerbildung verhindert wird, und somit die Intensität beider Kontinua wieder abnimmt.

Auch jenseits der Abschneidekante der Argon-Resonanzlinien auf der hochenergetischen Seite des ersten Kontinuums zeigt die Entladung ein interessantes Verhalten. Dieser Bereich ist in Abbildung 42 im Detail dargestellt. Überlagert mit zwei Linien (wobei es sich um eine leichte Stickstoffverunreinigung handeln sollte) und einer weiteren Absorptionskante ist hier deutlich ein exponentieller Abfall zu kürzeren Wellenlängen hin zu erkennen. Diese Tendenz ist zwar auch bei der reinen Elektronenstrahlanregung bzw. der zusätzlichen HF-Anregung zu beobachten, allerdings zeigt erst die große Verstärkung dieser Emission bei gezündeter HF-Entladung, sowie das Auftauchen einer weiteren Struktur innerhalb dieses Bereichs, dass es sich hierbei nicht um ein Artefakt handelt. Der Ursprung der zweiten Absorptionskante konnte jedoch noch nicht geklärt werden.

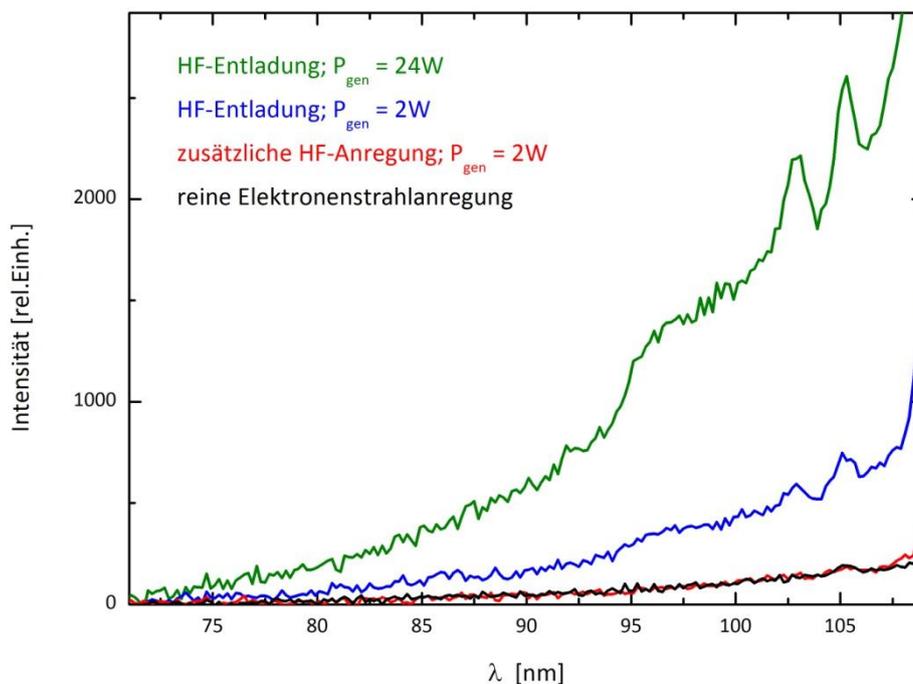


Abbildung 42: Emissionsverhalten jenseits der Abschneidekante der Argon-Resonanzlinie

Dies lässt sich verstehen, wenn man sich noch einmal Abbildung 2 (Seite 6) vor Augen ruft. Ausgehend von den metastabilen 4s-Niveaus zeigen dort die gestrichelten Linien zwei weitere Möglichkeiten für den Potentialverlauf zweier sich annähernder Argonatome. Durch die starke

Besetzung dieser Niveaus in der HF-Entladung können nun auch verstärkt optische Übergänge aus diesen Niveaus in den repulsiven Grundzustand beobachtet werden. Aufgrund der erhöhten Elektronentemperatur reicht diese Emission auch weiter zu kürzeren Wellenlängen hin.

4.2.2.2 Drittes Kontinuum

Eine weitere Struktur, welche offensichtlich durch die HF-Entladung begünstigt wird, liegt mit einem Maximum bei ca. 190nm (siehe Abbildung 40) im Bereich des sog. Dritten Excimerkontinuums. Ausführliche Studien zu diesem Kontinuum sind in [22] beschrieben. Das dritte Kontinuum kann nur in sehr reinen Gasen beobachtet werden. Da aber auch bei gezündeter HF-Entladung weder die Lyman- α -Linie des Wasserstoffs bei 121,6nm noch die drei nahe beieinander liegenden, charakteristischen „Sauerstofflinien“ bei ca. 130nm beobachtet werden konnten, ist davon auszugehen, dass es sich bei der im Bereich von 190nm auftretenden Struktur tatsächlich um das dritte Kontinuum handelt und nicht etwa um eine Emission von Argonoxid, welche in etwa im gleichen Bereich liegen würde.

In Abbildung 43 ist das Verhalten dieser Struktur detaillierter dargestellt. Die untere Abbildung zeigt deren Abhängigkeit von der HF-Leistung. Die Kurve für die reine Elektronenstrahlanregung erfasst nicht den ganzen Peak, da ohne Filter gemessen wurde und somit ab ca. 215nm die zweite Ordnung des ersten Kontinuums dominiert. Ein eindeutiger Trend ist dennoch festzustellen. Im Vergleich zur reinen Elektronenstrahlanregung verschiebt sich das Maximum des dritten Kontinuums bei zusätzlicher HF-Anregung deutlich zu kürzeren Wellenlängen und gewinnt an Intensität. Bei der HF-Entladung verschiebt sich das Maximum noch weiter und formt einen Peak bei ca. 190nm, welcher auf doppelt geladene Argonmolekülonen zurückzuführen ist [22]. Die niederenergetischeren Emissionen bei zusätzlicher HF-Anregung und reiner Elektronenstrahlanregung stammen von Clustern, bestehend aus drei Atomen, welche durch die HF-Entladung offensichtlich zerstört werden.

Dem dritten Kontinuum ist eine Kohlenstofflinie bei ca. 165,7nm überlagert, welche nur in der selbständigen HF-Entladung beobachtet werden kann und auch dort eine starke Abhängigkeit von der HF-Leistung zeigt.

Im oberen Teil der Abbildung ist das Verhalten bei variiertem Elektronenstrahlstrom dargestellt. In einer HF-Entladung ohne zusätzliche Elektronenstrahlanregung ist das dritte Kontinuum überhaupt nicht zu beobachten. Mit stärker werdendem Elektronenstrahl gewinnt es zunehmend an Intensität. Die reine HF-Entladung ist also kaum in der Lage mehrfachionisierte Argonionen zu produzieren, kann aber die Emission bereits bestehender doppelt geladener Molekülonen verstärken.

4.2.3 Druckabhängigkeit der Lichtemission

Im folgenden Abschnitt wird kurz auf die Druckabhängigkeit der selbständig brennenden HF-Entladung eingegangen. Je niedriger der Druck eingestellt wurde, umso größer war die Ausdehnung der Entladung. Dies konnte besonders dann beobachtet werden, wenn die HF-

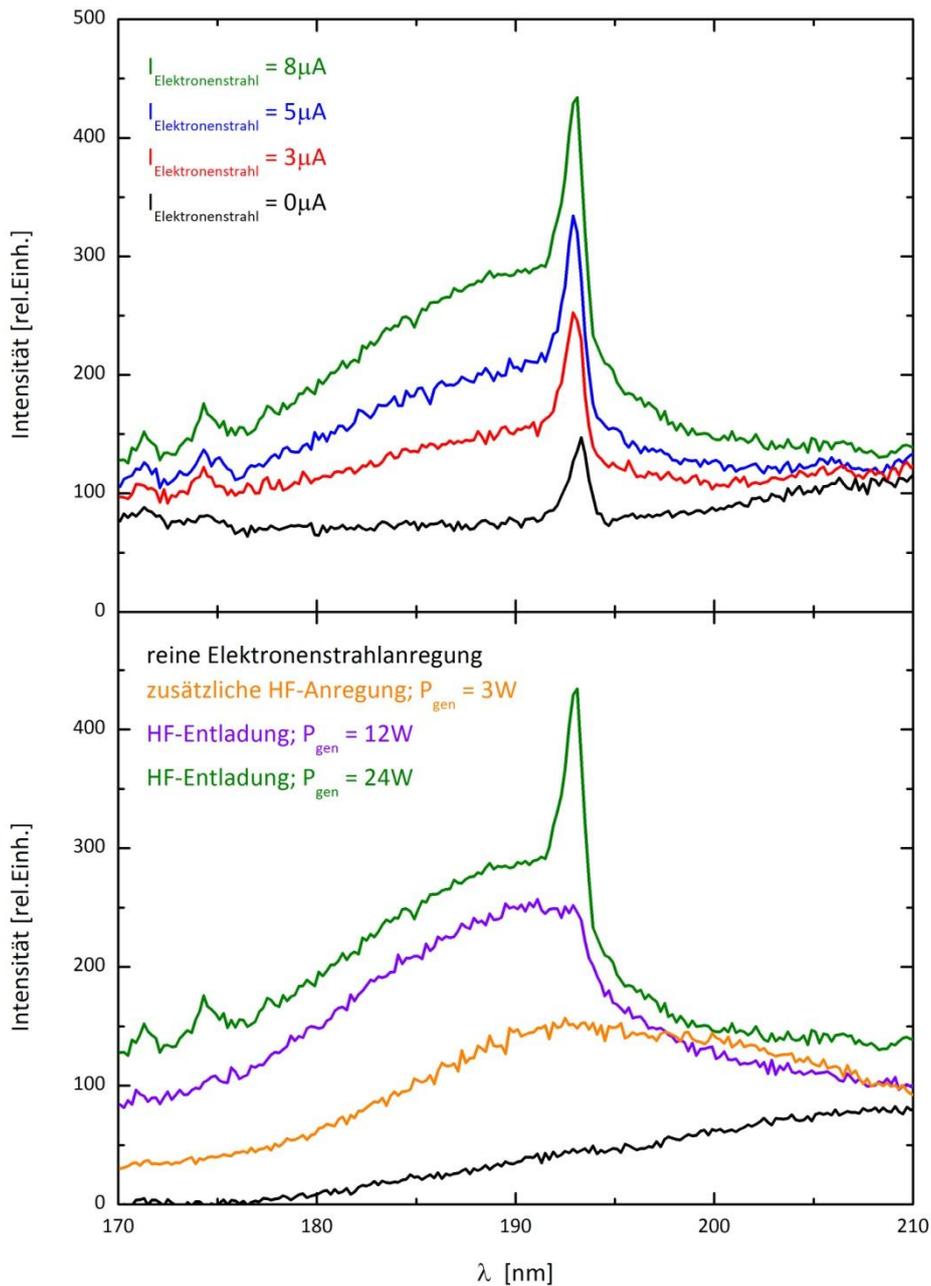


Abbildung 43: Verhalten des 3. Kontinuums bei konstanter HF-Leistung und variiertem Elektronenstrahlstrom (oben) und bei konstantem Elektronenstrahlstrom und variiertem HF-Leistung (unten)

Entladung nur mit einem Kanal brannte. Im Hinblick auf die Anwendung als VUV-Lichtquelle kann über dieses Verhalten die Brillanz optimiert werden.

In Abbildung 44 sind vier Spektren einer HF-Entladung im selben Gas bei unterschiedlichen Drucken gezeigt. Auffallend ist hier, dass die Unterschiede zwischen den Spektren bei 1,3bar und 1,0bar nur sehr gering sind. Je weiter der Druck erniedrigt wird, umso deutlicher treten die Veränderungen hervor. Die beobachteten Effekte sind überwiegend die gleichen, wie bei der zusätzlichen HF-Anregung in Abschnitt 4.1.3.

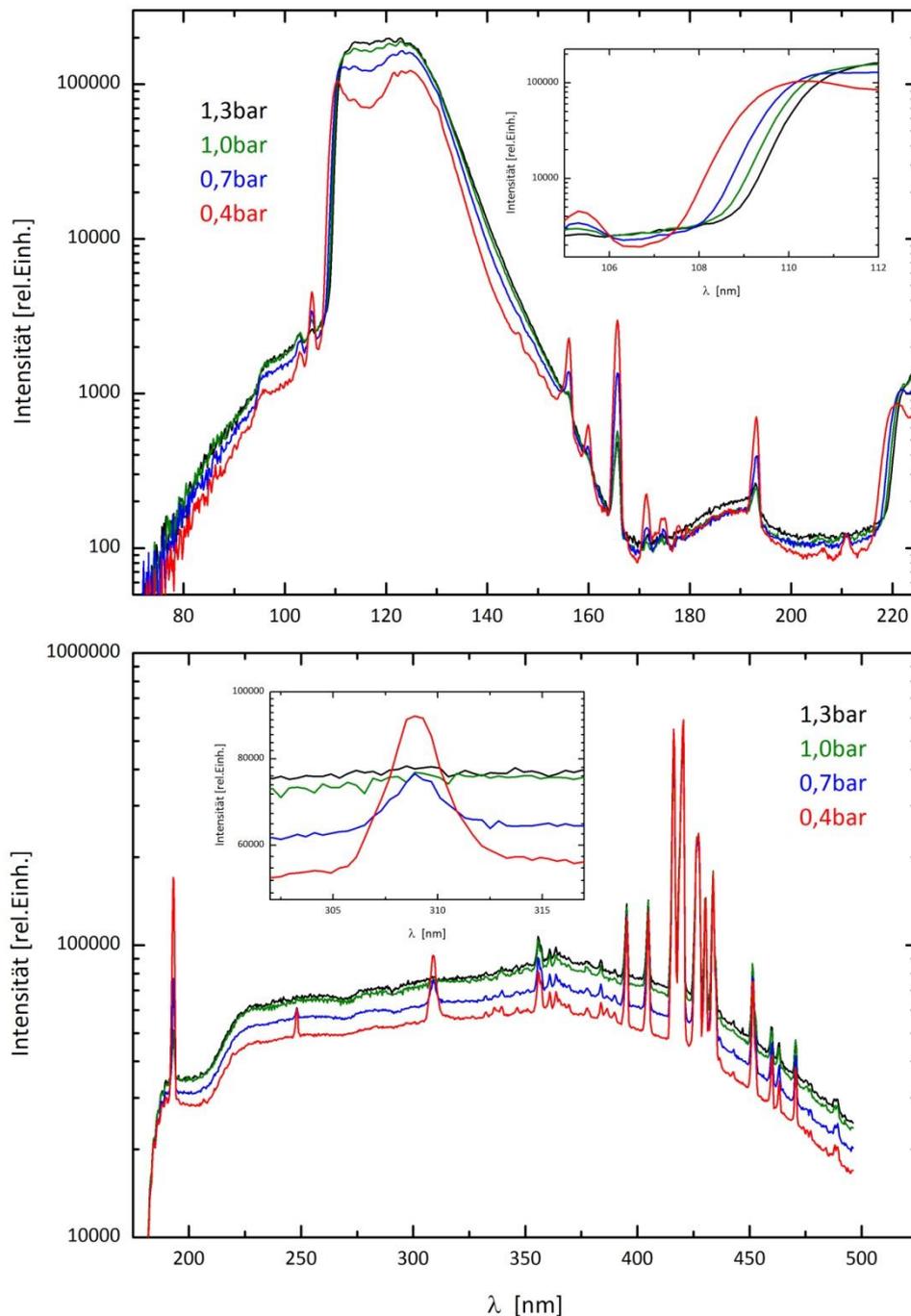


Abbildung 44: Druckabhängigkeit der Spektren der HF-Entladung in 1bar Argon; oben: VUV-Bereich; unten: UV-VIS-Bereich

Die Intensität aller Kontinua, sowohl im VUV-Bereich, als auch im UV-VIS-Bereich, verlieren mit abnehmendem Druck an Intensität, was auf eine verschlechterte Einkopplung zurückzuführen sein könnte. Im VUV-Bereich ist zudem eine markante Trennung zwischen erstem und zweitem Kontinuum zu erkennen. Aufgrund der geringeren Teilchendichte geschieht die Relaxation eines angeregten Moleküls aus energetisch höher liegenden Vibrationsniveaus deutlich langsamer, weswegen das erste Kontinuum schärfer erscheint. Wie das kleine Bild im oberen Teil von Abbildung 44 zeigt, verschiebt sich auch die scharfe Abschneidekante auf der linken Seite des ersten Kontinuums etwas zu kürzeren Wellenlängen. Dies ist, wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben,

durch eine Verschiebung des Bereichs der Resonanzabsorption begründet und ist somit ein Effekt des langen Weges, den das emittierte Licht im Argon zurücklegen muss (da der Monochromator ins Gassystem integriert ist). Dies zeigt, dass für eine Anwendung als VUV-Lichtquelle das Austrittsfenster möglichst nahe an der Entladung angebracht werden sollte, um auch noch Licht nahe der Argonresonanzlinie nutzen zu können.

Das dritte Kontinuum zeigt erstaunlicherweise nur wenig Veränderung bei einer Druckverringerung. Nach [18] wäre hier eine weitere Erhöhung des 190nm-Peaks zu erwarten gewesen, welche allerdings nicht beobachtet werden konnte. Die Druckverringerung führte hier mehr zu einer Absenkung der gesamten Intensität des dritten Kontinuums.

Der steile Abfall des UV-VIS-IR-Kontinuums bei ca. 225nm scheint jedoch unabhängig vom Gasdruck zu sein. Dies zeigt, dass es sich hierbei nicht um eine Absorptionskante handeln sollte, und stützt die Theorie der Photorekombination.

Bei der Linienstrahlung wird deutlich, dass vor allem die Verunreinigungen bei niedrigen Drucken deutlich verstärkt beobachtet werden können. Zur Verdeutlichung ist im kleinen Bild im unteren Teil von Abbildung 44 die Emissionslinie einer OH-Verunreinigung detailliert gezeigt. Bei 1,3bar bzw. 1,0bar ist von dieser Linie noch nichts zu sehen, erst bei niedrigeren Drucken tritt sie deutlich hervor.

4.2.4 Vergleich einer 1GHz- und einer 2,45GHz-Entladung

Voruntersuchungen hatten bereits gezeigt, dass bei vergleichbaren HF-Leistungen kaum ein Unterschied in den Spektren zu sehen ist, wenn die Frequenz im Bereich von einigen 100MHz variiert wird. In diesem abschließenden Kapitel werden zwei Messungen mit den beiden hier verwendeten HF-Systemen verglichen, bei denen die Intensität im zweiten Kontinuum gleich hoch war.

Es zeigt sich, dass auch zwischen einer 1GHz- und einer 2,45GHz-Entladung kaum spektrale Unterschiede zu beobachten sind; zumindest kaum relative Veränderungen. Ob die tatsächlich ins Gas eingekoppelte Leistung für beide Messungen die gleiche war, konnte aufgrund der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Probleme bei der Leistungsbestimmung nicht geprüft werden.

Die Ergebnisse der Vergleichsmessung sind in Abbildung 45 gezeigt. Im VUV-Bereich lässt sich eine minimale Erhöhung des ersten Kontinuums sowie der Kohlenstofflinie bei 165,7nm für die 2,45GHz-Anregung erkennen. Im Gegensatz dazu wird die Intensität des dritten Kontinuums hier etwas abgeschwächt.

Im sichtbaren Bereich sind die Effekte auch in der logarithmischen Darstellung etwas deutlicher, aber dennoch relativ schwach. Hier lässt sich für die 2,45GHz-Entladung eine etwas schwächere Kontinuumsstrahlung beobachten, wohingegen die Linienstrahlung etwas an Intensität gewinnt. Dies könnte für eine etwas niedrigere Elektronentemperatur und eine etwas höhere Elektronendichte in der Entladung bei der höheren Frequenz sprechen.

Im Hinblick auf eine mögliche Anwendung als VUV-Lichtquelle könnte eine höhere Frequenz etwas schonender für die SiN-Membran sein. Da bei gleicher Leistung die Amplitude der HF-Leistung geringer ist, sollten somit die Elektronen mit etwas weniger Impuls auf die Folie treffen.

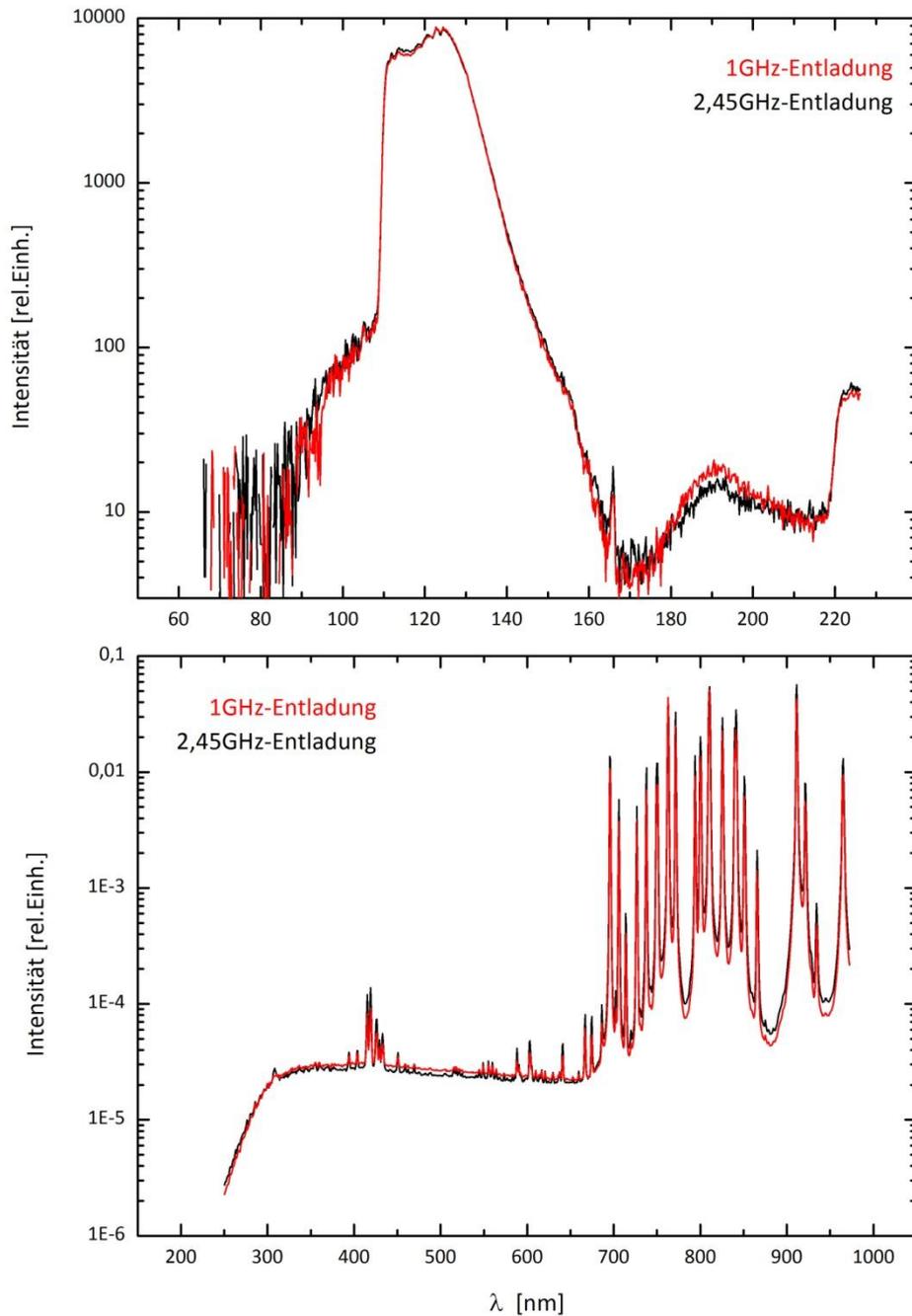


Abbildung 45: Vergleich zweier Messungen von HF-Entladungen in 1bar Argon bei unterschiedlichen Frequenzen; *oben:* VUV-Bereich *unten:* UV-VIS-IR-Bereich

5 Ausblick

Die vorliegende Arbeit zeigt das große Potential der elektronenstrahlunterstützten HF-Entladung als Lichtquelle im VUV-Bereich. Gerade im Bereich unterhalb von 120nm, der für die Ionisation von einigen Sprengstoffmolekülen notwendig ist, konnte die Lichtleistung durch die HF-Entladung massiv gesteigert werden. Die neue Methode der Zündung einer solchen Entladung erwies sich dabei als überaus vielversprechend, vor allem bei der Verwendung dichter Gase.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein kompakter Teststand zur Untersuchung elektronenstrahlunterstützter Hochfrequenzentladungen aufgebaut, wodurch weiterführende, systematische Studien über diese Entladungen unkompliziert durchgeführt werden können. Die Verwendung der hohen Frequenz von 2,45GHz sorgt dabei dafür, dass die Lebensdauer der SiN-Membran relativ groß bleiben sollte, wodurch ein häufiges Öffnen des Systems vermieden werden kann. Auch für die Anwendung als VUV-Lichtquelle ist diese lange Lebensdauer überaus wichtig.

Die ersten Tests sind somit sehr erfolgreich abgeschlossen und eröffnen nun ein großes Feld für weitere Studien, technische Weiterentwicklungen und Anwendungen.

Vom physikalischen Standpunkt aus gibt es eine Reihe von Verbesserungen und weiterführenden Messungen, die noch zu bearbeiten sind. Zunächst ist es erforderlich, die Vorgänge in der Entladung richtig zu verstehen. In erster Linie gilt es hier, die Plasmaparameter Elektronentemperatur und Elektronenenergieverteilung zu bestimmen. Auch das elektrische Verhalten der Entladung, spezielle das Einkoppelverhalten der HF-Leistung, muss detailliert untersucht werden, wozu ein Gerät zur Bestimmung von Spannung, Strom und Phasenwinkel der HF-Leistung angeschafft werden sollte.

Dies sollte es auch ermöglichen, den Aufbau dahingehend zu optimieren, mit den zu Verfügung stehenden Geräten mehr Leistung in das Plasma einkoppeln zu können. Damit wäre es möglich, zu untersuchen, wie weit die Verstärkung des ersten Excimerkontinuums getrieben werden kann und ob es tatsächlich zur dominanten Struktur „gezüchtet“ werden kann.

Die hier beschriebenen Messungen haben gewisse Probleme bei den spektralen Ansprechfunktionen der Spektrometer aufgezeigt. Hier gilt die Zielsetzung, beide verwendeten Spektrometer möglichst bald über den gesamten detektierbaren Bereich neu zu kalibrieren. Wünschenswert wäre hier eine absolute Kalibrierung, um Aussagen über die Effizienz der HF-Entladung treffen zu können.

Außerdem wäre die Aufnahme von räumlich aufgelösten Spektren ein wichtiger Schritt zum besseren Verständnis der Vorgänge in der Entladung. Es wurde bereits beobachtet, dass das Licht im sichtbaren Spektralbereich besonders stark aus der Randschicht des Plasmas emittiert wird. Zum Einen sollte dies genauer untersucht werden, zum Anderen sollte besonders auch das räumliche Verhalten der VUV-Emission untersucht werden.

Auch eine Möglichkeit zur Absorptionsmessung sollte studiert werden, um besonders über das Verhalten der Linienstrahlung Aufschlüsse über das Plasmaverhalten zu gewinnen.

Vom anwendungsorientierten Standpunkt aus muss eine technisch umsetzbare Lösung gefunden werden, so dass die Einkopplung der HF-Leistung in das Gasvolumen der bereits bestehenden Lichtquelle (reine Elektronenstrahlanregung) realisierbar ist. Andernfalls muss ein neues Konzept entwickelt werden, wie Elektronenstrahlanregung und HF-Anregung gemeinsam in ein kompaktes System integriert werden können. Gerade hier sollte zeitnah eine Möglichkeit gefunden werden, um im Rahmen des Projektes „SAFE INSIDE“ einen Prototypen zur Drogen- und Sprengstoffdetektion zu realisieren.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Kroesen, Discharge lamps: current challenges, perspectives and threats GEC, Conference Book of Abstracts (2010)
- [2] T. Oppenländer and J. Waizmann, Photochemische Wasserbehandlung mit einem KrCl*-Excimer-UV-Rundrohrstrahler in einem Flachbettreaktor Chemie Ingenieur Technik **69** (1997) 1470.
- [3] T. Oppenländer, Photochemische Methoden der Wasserbehandlung mit Excimer-Durchflußphotoreaktoren und Vakuum-UV-Oxidation eines Eisen-EDTA-Komplexes Chemie Ingenieur Technik **69** (1997) 1782.
- [4] F. Henari and W. Blau, Excimer-laser surface treatment of metals for improved adhesion Appl. Opt. **34** (1995) 581.
- [5] G. M. Davis, M. C. Gower, C. Fotakis, T. Efthimiopoulos, and P. Argyrakis, Spectroscopic studies of ArF laser photoablation of PMMA Applied Physics A: Materials Science & Processing **36** (1985) 27.
- [6] R. Sauerbrey and et al., Fluorescence and absorption in electron beam excited argon Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **17** (1984) 2057.
- [7] G. S. Hurst, T. E. Bortner, and T. D. Strickler, Proton Excitation of the Argon Atom Physical Review **178** (1969) 4.
- [8] W. Krötz, A. Ulrich, B. Busch, G. Ribitzki, and J. Wieser, Third excimer continuum of argon excited by a heavy-ion beam Physical Review A **43** (1991) 6089.
- [9] G. Klein and M. J. Carvalho, Argon luminescence bands between 1600 and 2900 Å Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics **14** (1981) 1283.
- [10] G. S. Hurst, T. E. Bortner, and R. E. Glick, Ionization and excitation of argon with alpha particles Journal Name: Journal of Chemical Physics (U.S.) **42** (1965) 713.
- [11] K. Hirose, H. Sugahara, and H. Matsuno, Basic Performance of VUV Exposure Systems Using Head-on Type Ar₂* and Kr₂* DBD Excimer Lamps Journal of Light & Visual Environment **26** (2002) 1_35.
- [12] K. H. Schoenbach, A. El-Habachi, M. M. Moselhy, W. Shi, and R. H. Stark, Microhollow cathode discharge excimer lamps Physics of Plasmas **7** (2000) 2186.
- [13] A. El-Habachi and K. H. Schoenbach, Emission of excimer radiation from direct current, high-pressure hollow cathode discharges Applied Physics Letters **72** (1998) 22.
- [14] M. Moselhy and et al., Excimer emission from microhollow cathode argon discharges Journal of Physics D: Applied Physics **36** (2003) 2922.
- [15] M. Salvermoser and D. E. Murnick, High-efficiency, high-power, stable 172 nm xenon excimer light source Applied Physics Letters **83** (2003) 1932.
- [16] A. Morozov, T. Heindl, C. Skrobol, J. Wieser, R. Krücken, and A. Ulrich, Transmission of ~10 keV electron beams through thin ceramic foils: Measurements and Monte Carlo simulations of electron energy distribution functions Eur. Phys. J. D **48** (2008) 383.
- [17] T. Heindl, Die Effizienz elektronenstrahlangererger Edelgas-Excimer-Lichtquellen, Diplomarbeit, TU München, Physik Department e12, 2007.
- [18] A. Lisovski, Pulsed high-pressure discharge in argon: spectroscopic diagnostics, modeling and development, Dissertation, University of Tartu, Institute of Physics, 2010.
- [19] J. W. Keto, R. E. Gleason, and G. K. Walters, Production Mechanisms and Radiative Lifetimes of Argon and Xenon Molecules Emitting in the Ultraviolet Physical Review Letters **33** (1974) 1365.
- [20] R. Mehnert, O. Brede, and R. Hermann, Quenching of the argon (4s) levels and of the excimer Ar₂(3[Sigma]⁺u) by N₂, N₂O, SF₆ and CF₃H - a pulse radiolysis study

- International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part C. Radiation Physics and Chemistry **28** (1986) 455.
- [21] R. Prem, Untersuchung der Excimerlichtemission von Argon in Abhängigkeit von Temperatur und Gasreinheit, Diplomarbeit, TU München Physik Department e12, 1994.
- [22] J. Wieser, A. Ulrich, A. Fedenev, and M. Salvermoser, Novel pathways to the assignment of the third rare gas excimer continua Optics Communications **173** (2000) 233.
- [23] H. Langhoff, The origin of the third continua emitted by excited rare gases Optics Communications **68** (1988) 31.
- [24] A. Ulrich, B. Busch, W. Krötz, G. Ribitzki, J. Wieser, and D. E. Murnick, Emission of light from matter excited by heavy-ion beams Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **278** (1989) 72.
- [25] A. T. M. Wilbers, G. M. W. Kroesen, C. J. Timmermans, and D. C. Schram, The continuum emission of an arc plasma Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **45** (1991) 1.
- [26] I. B. Zel'dovich and I. P. Raizer, Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena, Dover Publications, Mineola, N.Y., 2002.
- [27] A. Morozov, R. Krücken, J. Wieser, and A. Ulrich, Gas kinetic studies using a table-top set-up with electron beam excitation: quenching of molecular nitrogen emission by water vapour The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **33** (2005) 207.
- [28] A. Ignatkov, Kapazitiv gekoppelte Hochfrequenz-Entladungen bei atmosphärischem Druck: Physik und Anwendung für nicht-thermisch Plasmabehandlung von Polymeroberflächen, Doktorarbeit, Bergische Universität Wuppertal, 2006.
- [29] W. M. Burton and B. A. Powell, Fluorescence of tetraphenyl-butadiene in the vacuum ultraviolet Appl Opt **12** (1973) 87.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Einige seien besonders hervorgehoben.

Herrn Prof. Dr. Reiner Krücken möchte ich für die freundliche Aufnahme an seinem Institut danken.

Bei Herrn Privatdozent Dr. Andreas Ulrich möchte ich für die Überlassung dieser Arbeit und die exzellente Betreuung bedanken. Mit großem Eifer unterstützte er mich bei den Messungen, half beim Verständnis der Hintergründe und lieferte wichtige Anregungen.

Auch bei Herrn Dr. Jochen Wieser und Herrn Thomas Heindl möchte ich mich herzlich bedanken. Auch sie standen mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite und sorgten für ein sehr angenehmes Arbeitsklima in unserer Gruppe.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Hermann Hagn für die unentbehrliche Unterstützung im Bereich der Hochfrequenz-Technik. Er hat mir ohne zu Zögern viele seiner HF-Geräte zu Verfügung gestellt und stand mir mit seiner großen Erfahrung stets zur Seite.

Bei Herrn Ralf Lang und Herrn Michael Klöckner, von der Werkstatt des Institutes E12, möchte ich mich für die schnelle und präzise Anfertigung vieler benötigter Bauteile bedanken.

Bei meiner Familie und Elke möchte ich mich für die unentbehrliche Unterstützung während des gesamten Studiums bedanken.

Nicht zuletzt gilt mein Dank dem Bundesministerium für Bildung und Forschung für die finanzielle Unterstützung dieses Projektes.